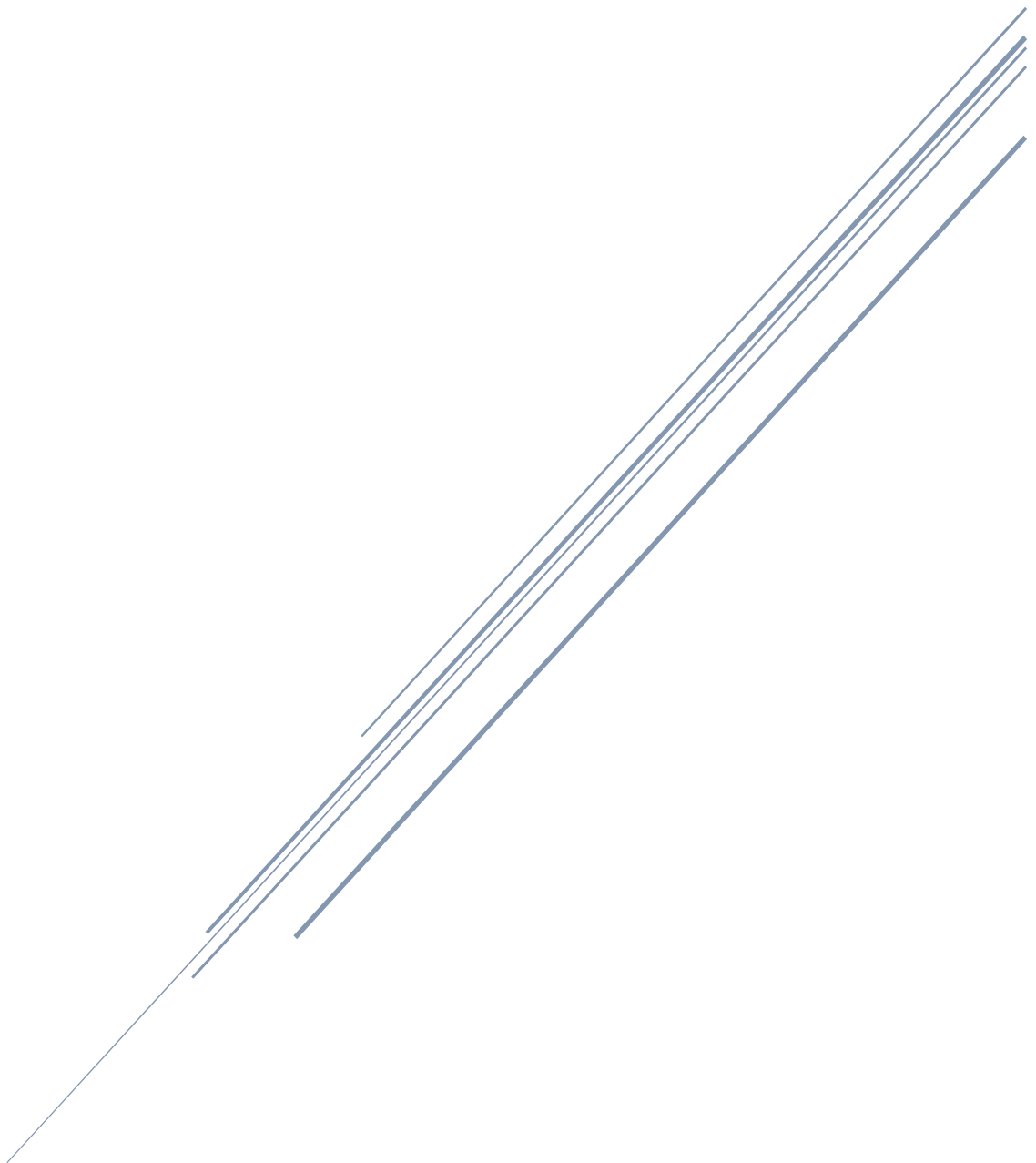


PHYSIQUE EXPÉRIMENTALE 2



1. Détermination du moment de rappel du ressort de torsion

- Ressort de torsion :

Le ressort de torsion exerce un moment $\mathcal{M}$ sur la barre lorsqu'elle tourne d'un angle α par rapport à sa position d'équilibre, proportionnel à cet angle α . Le moment de rappel du ressort est le coefficient $\mathcal{D} = \frac{\mathcal{M}}{\alpha}$.

- Moment d'une force par rapport à un axe :

Le moment d'une force par rapport à un axe est le produit de l'intensité de la force exprimée en Newton par plus petite distance entre cet axe et la ligne portant cette force (parallèle à la force et passant par son point d'application).

- Condition d'équilibre statique d'un solide pouvant tourner autour d'un axe fixe :

Un solide pouvant tourner autour d'un axe fixe est en équilibre si la somme des moments, par rapport à l'axe fixe de rotation, exercés sur ce solide s'annule dans un référentiel galiléen.

Mission 1 : étalonner le ressort de torsion en déterminant expérimentalement le coefficient de torsion $\mathcal{D}$. Travailler avec soin car la qualité des autres mesures de cette partie dépend de ce résultat.



Détermination du moment de rappel

2. Détermination de moments d'inertie de plusieurs solides tournant autour d'un axe fixe

Plus une masse tournant autour d'un axe fixe, se trouve loin de cet axe, plus son inertie à être mise en rotation autour de cet axe fixe est grande. La grandeur mesurant cette caractéristique est le moment d'inertie J .

On considère un solide pouvant tourner sans frottement autour d'un axe fixe Δ . Il est lié à une extrémité d'un ressort de torsion dont l'autre est reliée à l'axe fixe Δ . Il est donc soumis à un moment de force de rappelle proportionnel à l'angle α dont il a tourné par rapport à sa position d'équilibre. S'il est lâché sans vitesse initiale mais avec un angle initial α_0 par rapport à sa position d'équilibre alors il se met à tourner en oscillant autour de sa position d'équilibre. L'angle α vérifie alors l'équation différentielle :

$$J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -\mathcal{D} \times \alpha$$

Dont la solution est de la forme :

$$\alpha(t) = \alpha_0 \times \cos\left(\frac{2\pi}{T} \times t\right) \qquad \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{\mathcal{D}}{J}}$$

Si on note J_A et J_B les moments d'inertie de deux solides A et B pouvant tourner autour d'un même axe fixe Δ alors le moment d'inertie du solide obtenu en solidarissant A et B est simplement la somme des deux moments d'inertie J_A et J_B :

$$J = J_A + J_B$$

Mission 2 : Déterminez le moment d'inertie J_d de deux masses maintenues symétriquement à une distance d sur une barre. Pour cela vous tracerez la courbe $J_d = f(d)$.

Attention : on souhaite seulement le moment d'inertie associé aux deux masses et non celui de la barre et des deux masses.



Mission 3 : Déterminez le moment d'inertie J_{CM} d'un cylindre massif (CM) et le moment d'inertie J_{CC} d'un cylindre creux (CC). Pour positionner le cylindre sur l'axe on utilisera le plateau (P). Attention : on souhaite seulement le moment d'inertie associé au cylindre et non celui associé à l'ensemble plateau et cylindre.



Mission 4 : Déterminez le moment d'inertie J_{DB} d'un disque en bois (DB).

Une sphère (S) avec un disque (DB) ont tous deux la même expression du moment d'inertie lorsque l'équation s'applique à leurs masses m et à leurs rayons R :

$$m(DB).R(DB)^2 = \frac{4}{5} m(S).R(S)^2$$



Mission 5 : Vérifier la propriété du moment d'inertie de la sphère par rapport à celle du disque.

Théorème de l'énergie mécanique pour le point matériel :

On considère dans un référentiel galiléen, un point matériel $M(t)$ se déplaçant d'un point A à un point B. Il est soumis à des forces conservatives dérivant des énergies potentielles $\mathcal{E}_{pi}$ et à des forces non conservatives f_j dont le travail entre A et B est noté $W_{AB}(f_j)_{nc}$.

On définit l'énergie mécanique $\mathcal{E}_m$ comme étant la somme de l'énergie cinétique et des énergies potentielles au point P considéré.

$$\mathcal{E}_m(P) = \mathcal{E}_c(P) + \sum \mathcal{E}_{pi}(P)$$

Alors la variation entre A et B de l'énergie mécanique du point matériel est égale à la somme des travaux des forces non conservatives :

$$\Delta \mathcal{E}_m = \mathcal{E}_m(B) - \mathcal{E}_m(A) = \sum W_{AB}(f_j)_{nc}$$

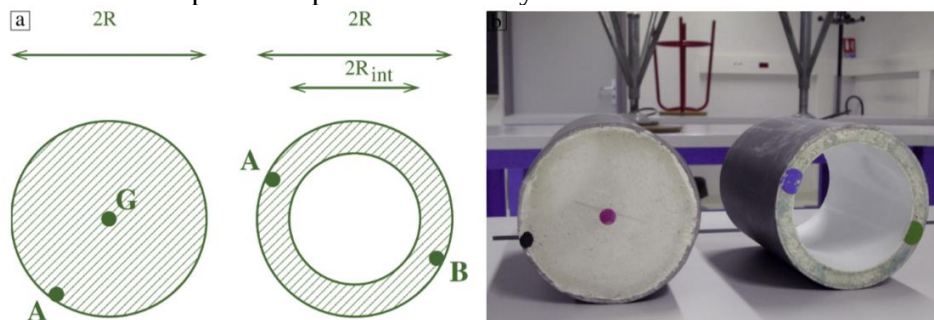
Energie cinétique d'un solide en translation et en rotation :

$$\mathcal{E}_c(P) = \frac{1}{2}mv(G)^2 + \frac{1}{2}J\omega^2$$

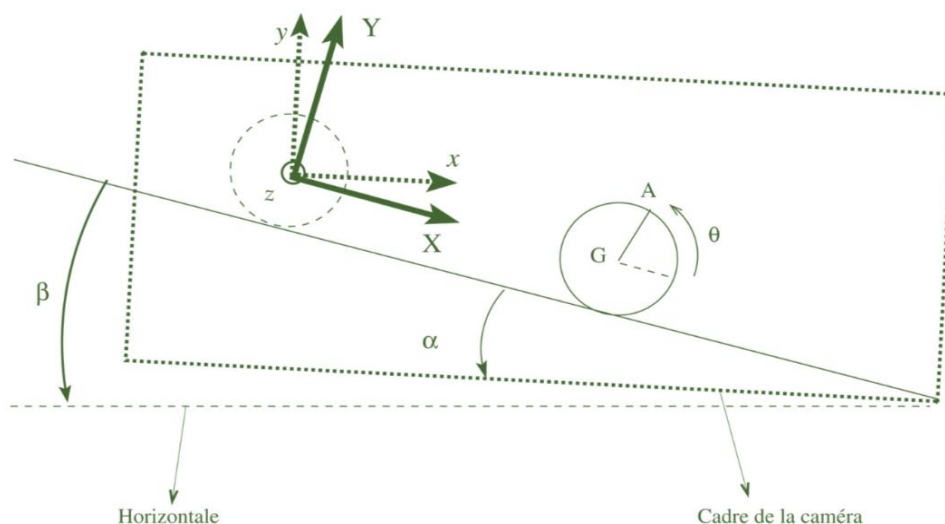
m : la masse du cylindre ; $v(G)$: la vitesse du centre d'inertie du cylindre ; J : le moment d'inertie du cylindre ; ω : la vitesse angulaire de rotation du cylindre lors de son roulement.

Mission : Étudier le bilan d'énergie au cours du roulement supposé sans glissement d'un cylindre massif (CM) et d'un cylindre creux (CC) le long d'un plan incliné faisant un angle β avec l'horizontale. En faisant une acquisition au cours du temps du mouvement du cylindre puis en traitant la vidéo à l'aide du logiciel « Atelier scientifique » vous tracerez les différentes énergies en fonction du temps.

Dispositif expérimental : le cylindre massif et creux



Dispositif expérimental : plan incliné et caméra



Dispositif expérimental : plan incliné et caméra

Ces deux solides roulent à priori sans glisser sur un plan incliné faisant un angle β avec l'horizontale. Sous l'effet de leur poids et de la réaction du support, le mouvement du centre de gravité G est dans un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la caméra (direction Oz) et parallèle à tout moment à l'axe des cylindres.

L'origine du repère est la position du centre de gravité initial : $O = G(t=0)$.

On distingue le repère (OXYZ) dont l'axe (OX) est parallèle à la ligne de plus grande pente du plan incliné et (OY) est perpendiculaire au plan incliné et le repère Oxyz dont les axes (Ox) et (Oy) sont les axes parallèles au bord de l'image filmée par la webcam. Celle-ci doit être positionnée avec précaution afin que (Ox) soit horizontal et (Oy) vertical. Le repère (Oxyz) se déduit du repère (OXYZ) par une rotation d'angle β .

Les réglages d'acquisition de la webcam permettant de filmer le mouvement des deux cylindres sont :

- Résolution : 640x480
- Fréquence d'acquisition : 30 images par seconde.

Le traitement de la vidéo se fait avec le logiciel « Atelier scientifique », qui permet de placer l'origine O, les axes (OX) et (OY), de sélectionner l'échelle de longueur puis de pointer les positions des deux points matérialisés par les pastilles de couleurs.

Une règle permet d'étalonner les distances dans le plan vertical contenant les deux points colorés du solide.

Étude théorique du bilan d'énergie

Notations :

X_A = abscisse du point A (repère parallèle au plan incliné)

Y_A = ordonnée du point A (repère parallèle au plan incliné)

X_G = abscisse du point G (repère parallèle au plan incliné)

Y_G = ordonnée du point G (repère parallèle au plan incliné)

Pour le cylindre creux la position du centre d'inertie G est le milieu du segment [AB].

$$\mathcal{E}_c(G) = \frac{1}{2}m \left(\left(\frac{dX_G}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dY_G}{dt} \right)^2 \right) : \text{Energie cinétique du centre d'inertie du cylindre}$$

$$\mathcal{E}_{c\text{rot}} = \frac{1}{2}J\omega^2 : \text{Energie cinétique de rotation du cylindre autour de son axe de symétrie}$$

Dans le référentiel en translation (axe parallèle à OX et Oy) et centré sur le centre d'inertie G, le point A à un mouvement de rotation à la vitesse angulaire ω autour du centre d'inertie G. La vitesse de A est alors :

$$V_{/ref\text{ CM}}(A) = \omega \times R = \sqrt{\left(\frac{d(X_A - X_G)}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d(Y_A - Y_G)}{dt} \right)^2}$$

Et sachant que le rayon R est la distance entre G et A :

$$R = \sqrt{(X_A - X_G)^2 + (Y_A - Y_G)^2}$$

$\mathcal{E}_{pp}(G) = mgz_G$: énergie potentielle de pesanteur du centre d'inertie du cylindre en choisissant un axe Oz verticale vers le haut et en choisissant l'origine de l'énergie potentielle de pesanteur pour $z = 0$.

$z_G = -X_A \times \sin(\beta) - Y_A \times \cos(\beta)$: obtenu par rotation des coordonnées (X_A, Y_A) d'un angle β .

$$\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_c(G) + \mathcal{E}_{c\text{rot}} + \mathcal{E}_{pp}(G) : \text{énergie mécanique du cylindre}$$

1. Cartographie des lignes de champ et des équipotentiels

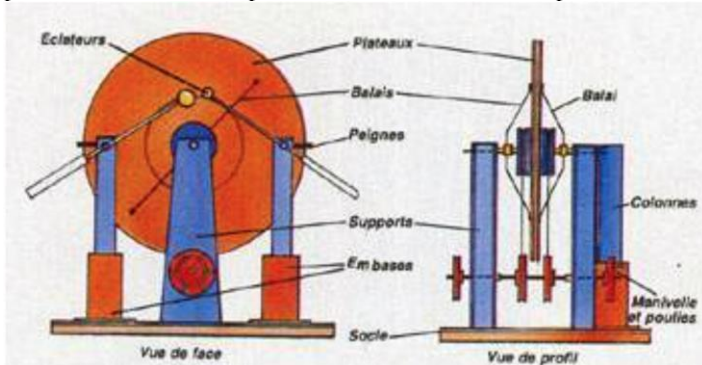
1.1. Cartographie des lignes de champ

Lignes de champ

Deux charges électriques de signes opposés s'attirent et deux charges de même signes se repoussent. La force électrostatique entre deux charges immobiles agit à distance par l'intermédiaire d'un champ électrique. Une distribution de charges fixe donnée crée donc en tout point de l'espace un champ électrique. Les lignes de champ sont des courbes dont en tout point le vecteur champ électrique est tangent à la courbe.

Méthode pour visualiser expérimentalement des lignes de champ :

Dans une petite coupelle de fines graines de gazon flottent à la surface d'un **fin** film d'huile, ou bien dans une fine cuve des grains de semoule sont en suspension (en agitant le petit barreau efface les motifs précédent formés par les grains). Dans un champ électrique extérieur, les graines ou les grains se polarisent faisant apparaître à une extrémité une charge positive et négative à l'autre extrémité. Le champ électrique oriente parallèlement les graines de gazon qui forment alors des chaînes le long des lignes de champ. Pour produire différentes formes de champs électriques, des électrodes de formes différentes peuvent être placées sous la coupelle et sont alimentées par un courant de haute tension pouvant aller jusqu'à 10 kV.



Machine électrostatique de Wimshurst

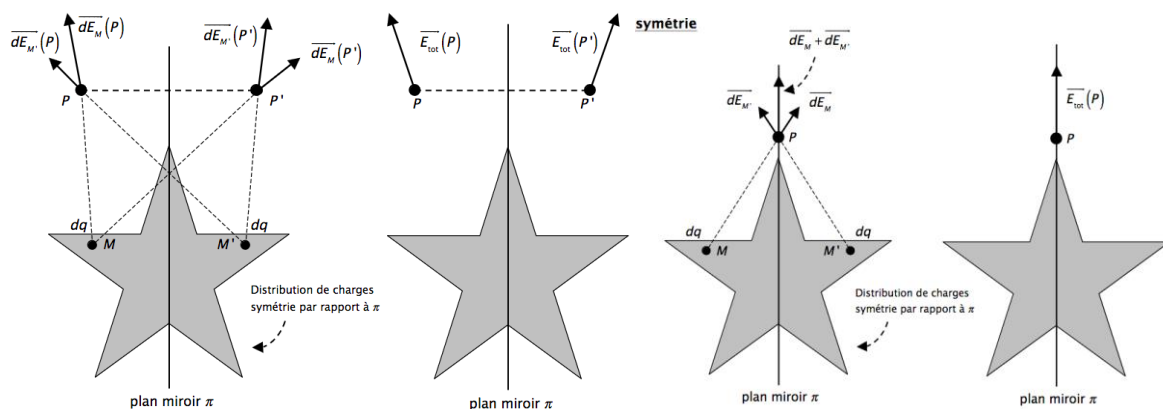
Les deux éclateurs écartés, tourner la manivelle charge électriquement les deux bornes de la machine et donc les électrodes conductrices connectées à ces bornes. Attention à ne pas toucher les parties conductrices tant que vous n'avez pas déchargé la machine en mettant en contact les éclateurs.

Propriétés de symétrie

Un plan π est un plan de symétrie d'une distribution de charge si pour tout point M, au point symétrique M' de M par rapport au plan π se trouve une charge dq' identique à la charge dq en M.

Si on considère deux points P et P' symétrique l'un de l'autre par rapport au plan π alors le champ électrique en P' est symétrique par rapport au plan π de celui en P.

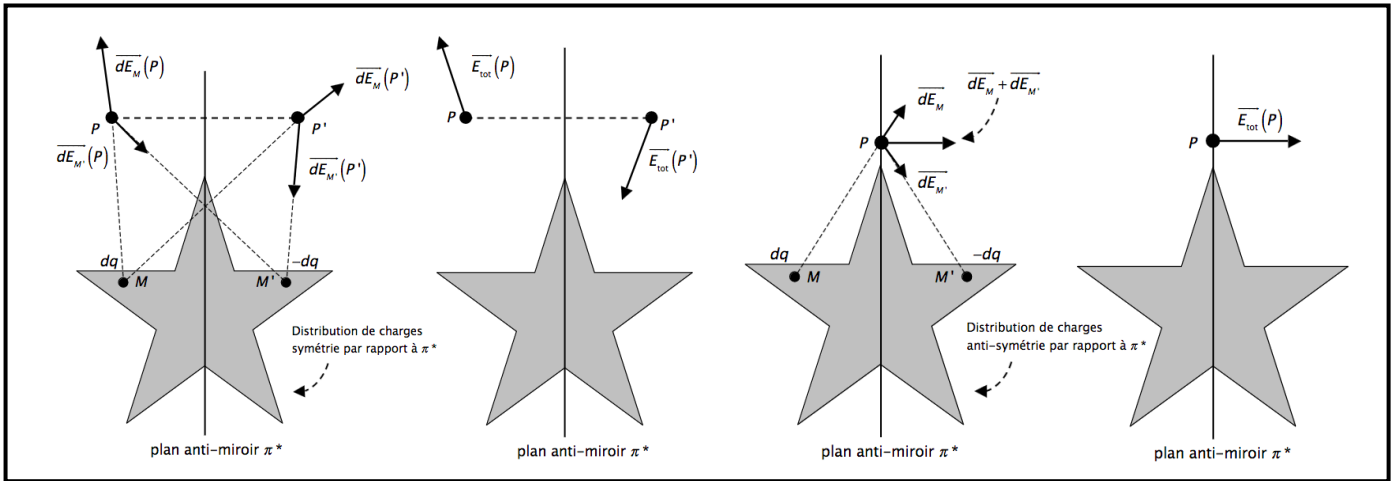
Si on considère un point P appartenant au plan π alors le champ électrique en P doit lui aussi appartenir au plan π .



Un plan π^* est un plan d'anti symétrie d'une distribution de charge si pour tout point M, au point symétrique M' de M par rapport au plan π^* se trouve une charge dq' opposée à la charge dq en M ($dq' = -dq$).

Si on considère deux points P et P' symétrique l'un de l'autre par rapport au plan π^* alors le champ électrique en P' est opposé au symétrique par rapport au plan π^* de celui en P.

Si on considère un point P appartenant au plan π^* alors le champ électrique en P doit être perpendiculaire au plan π .



Mission 1 :

Pour les différentes formes d'électrodes connectées à la machine de wimshurst :

- Observer et faire un schéma de l'allure des lignes de champ électrique.
- Repérer sur votre figure les plans de symétrie ou d'antisymétrie des charges. On admettra que les deux électrodes conductrices portent des charges opposées uniformément réparties sur leurs surfaces.
- Les plans de symétrie (respectivement d'anti-symétrie) sont-ils aussi des plans de symétrie (respectivement d'anti-symétrie) pour l'ensemble des lignes de champ ?
- Observez bien les lignes de champ : Existe-t-il des lignes de champ fermées sur elle-même ? Où les lignes de champ commencent-elles et où finissent-elles ?

1.2. Cartographie des équipotentiellles

Equipotentiellles

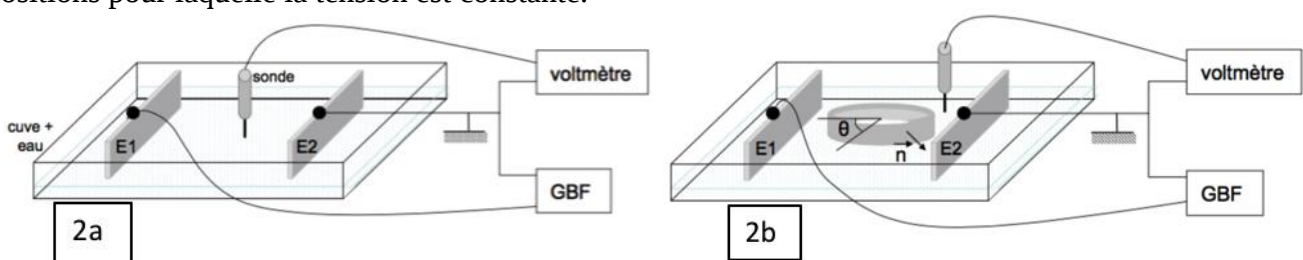
Une charge q déplacée le long d'un chemin dans un champ électrique acquiert ou perd de l'énergie potentielle électrostatique $\mathcal{E}_{p\text{él}}$ de la même manière qu'une masse déplacée dans un champ de pesanteur acquiert en montant ou perd en descendant de l'énergie potentielle de pesanteur. En chaque point l'énergie potentielle est proportionnelle à la charge q et d'une propriété de l'espace en ce point, qui est nommée potentiel électrostatique $V(M)$, créée par la distribution de charge source du champ électrique :

$$\mathcal{E}_{p\text{él}}(M) = q \cdot V(M).$$

Une surface équipotentielle est une surface le long de laquelle le potentiel a une valeur constante $V = C^{te}$.

Méthode pour visualiser des équipotentiellles en les traçant :

Dans une cuve électrolytique contenant une couche d'eau, deux électrodes de formes diverses sont immergées et reliées à la borne positive (rouge) et à la borne (noire) de masse d'une alimentation de tension continue réglée à 6V : elles créent un champ électrique caractérisé par des équipotentiellles. Un voltmètre permet de mesurer la différence de potentielle entre deux électrodes immergées dans ce milieu aqueux faiblement conducteur. L'électrode de référence de la borne COM est reliée à l'électrode de masse du générateur et l'électrode de mesure (fil d'aluminium) est déplacé dans la cuve afin de repérer les positions pour laquelle la tension est constante.

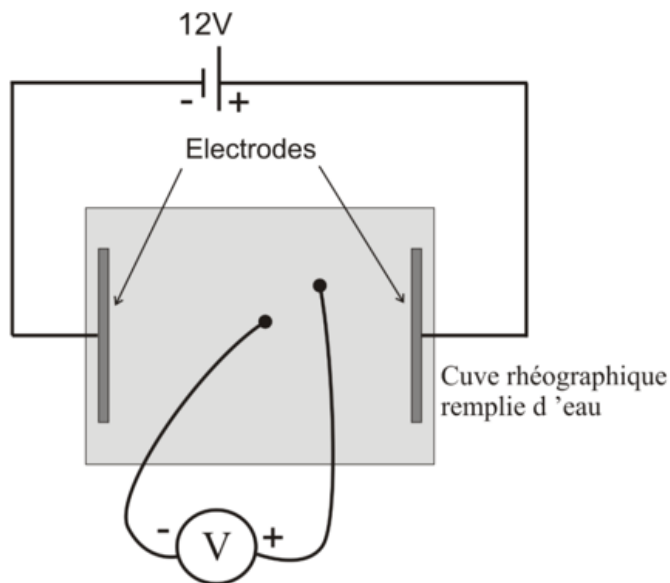


Champ électrique au voisinage d'un point

Le déplacement infinitésimal $d\vec{OM}$ d'une charge q_0 dans un champ électrique $\vec{E}$ produit un travail δW de la force électrique $\vec{F}_{el} = q_0 \vec{E}$ s'appliquant sur la charge q_0 . $\delta W = q_0 \vec{E} \cdot d\vec{OM}$ représente la quantité d'énergie fournie par le champ électrique à la charge q_0 et provient d'une diminution $\delta W = -d\mathcal{E}_{p\,el}$ de l'énergie potentielle électrostatique de la charge q_0 dans le champ électrique $\vec{E}$.

L'énergie potentielle électrique $\mathcal{E}_{p\,el}(M)$ en un point M étant proportionnelle à la charge électrique q_0 on utilise plutôt en électrostatique l'énergie potentielle par unité de charge, nommée potentiel et noté $V(M) = \frac{\mathcal{E}_{p\,el}(M)}{q_0}$. La variation de potentiel électrique entre deux points proches est alors : $dV = -\vec{E} \cdot d\vec{OM}$.

Méthode de mesure du champ électrique au voisinage d'un point :



Pour différents points se trouvant sur une même équipotentielle : 7.5V,

6V, 4 V, nous mesurons à l'aide d'un voltmètre la ddp entre deux pointes solidarisées grâce à un « sucre » électrique.

La variation de potentiel électrique entre deux points M et M' proche est $\Delta V = V(M') - V(M) = -\vec{E} \cdot \vec{MM'}$. La composante du champ électrique parallèle à la direction de $\vec{MM'}$ est donc $E_{\parallel} \approx \frac{V(M) - V(M')}{MM'}$.

Pour mesurer la composante du champ électrique en un point M, il suffit donc de placer une électrode de mesure reliée à la borne COM d'un voltmètre au point M et une deuxième électrode de mesure reliée à la borne positive du voltmètre en un point M' à 1cm de M. La tension lue sur le voltmètre est alors égale à la composante du champ électrique dans la direction de $\vec{MM'}$ et exprimée en V/cm.

Mission 2 :

Pour les différentes formes d'électrodes de la cuve électrolytique, correspondant à celles que vous avez utilisées lors de la mission 1, connectées au générateur stabilisé de tension :

- Observer et faire un schéma de l'allure des courbes équipotentielles à la surface de l'eau.
- Repérer sur votre figure les plans de symétrie ou d'antisymétrie des charges. On admettra que les deux électrodes conductrices portent des charges opposées uniformément réparties sur leurs surfaces. Les plans de symétrie (respectivement d'anti-symétrie) sont-ils aussi des plans de symétrie (respectivement d'anti-symétrie) pour l'ensemble des équipotentiels ?
- Observez bien les courbes équipotentielles : Existe-t-il des lignes équipotentielles fermées sur elle-même ? Où les équipotentiels commencent-elles et où finissent-elles ?
- En comparant les équipotentiels aux lignes de champ obtenues pour des électrodes de mêmes formes, quel commentaire peut-on faire aux croisements de ces deux types de courbes ?

Mission 3 :

Pour les différentes formes d'électrodes de la cuve électrolytique, correspondant à celles que vous avez utilisées lors de la mission 1, connectées au générateur stabilisé de tension :

- Repérez les électrodes pour lesquelles le champ électrique est uniforme (le même en tout point). Comment sont les lignes de champ pour cette géométrie d'électrodes ?
- Utilisez une électrode ponctuelle et une circulaire de même centre. Comment varie le champ électrique en s'éloignant de l'électrode ? Comment sont les lignes de champ pour cette géométrie d'électrodes ?
- Concluez en proposant une propriété entre l'intensité du champ électrique et l'éloignement relatif des lignes de champ électrique.

Mission 4 :

Que se passe-t-il pour les lignes de champ, les équipotentielles et le champ électrique au voisinage d'une pointe conductrice chargée ? Pourquoi met-on une pointe métallique (nommée *déperditeur*) sur les ailes des avions qui se chargent avec le frottement de l'air, pourquoi peut-on observer des lumières à la pointe des mâts des bateaux par temps d'orage (feux de saint elme) ?

Mission 5 :

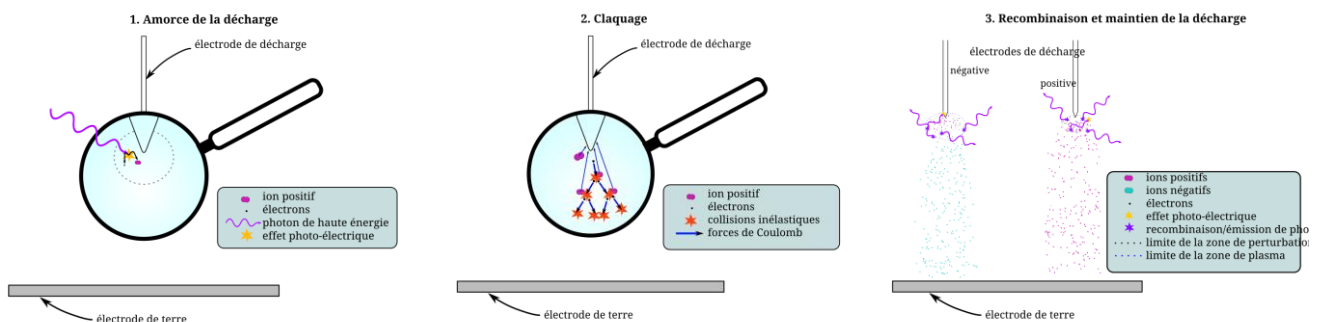
Que se passe-t-il pour les lignes de champ, les équipotentielles et le champ électrique à l'intérieur d'une cavité conductrice. On dit qu'une cavité conductrice est une cage de Faraday. Par temps d'orage lorsqu'il y a risque de foudre, est-il préférable de s'enfermer dans sa voiture métallique ou plutôt d'en sortir ?

Effet corona

L'**effet corona**, aussi appelé « **effet couronne** » ou « **effet de couronne** », est un phénomène de décharge électrique partielle entraînée par l'ionisation du milieu entourant un conducteur. Il apparaît quand le champ électrique dépasse une « *valeur critique* » (mais dont les conditions ne permettent pas la formation d'un arc). Il se manifeste par l'apparition de points lumineux bleuâtres (sur certaines aspérités métalliques¹) ou lignes lumineuses ou parfois d'une longue « *gaine lumineuse* » qui se forme autour des câbles (conducteurs aériens le plus souvent) transportant du courant sous haute tension.

Mécanisme microscopique :

1. Un atome ou une molécule neutre du fluide environnant l'électrode est ionisé par un événement extérieur (par exemple par interaction avec un photon), un ion positif et un électron sont libérés.
2. Ces deux particules étant de charges inverses, le champ électrique crée sur chacune d'elles une force électrique égale en norme mais de sens opposé et les sépare, empêchant leur recombinaison et leur apportant une énergie cinétique importante. Ceci initie le phénomène de claquage.
3. L'électron étant de masse beaucoup plus faible que l'ion, il est fortement accéléré, et entre en collision inélastique avec des atomes neutres, ce qui tend à créer de nouvelles paires électrons/ions positifs, qui suivront le même processus. On parle d'effet d'avalanche.
4. Des ions ainsi créés sont attirés par la seconde électrode et permettent ainsi l'établissement d'un courant.



2. Étude de l'effet capacitif

2.1. Etude de la capacité d'un condensateur en fonction de l'écartement des deux armatures

La tension U aux bornes d'un condensateur est proportionnelle à la charge électrique Q stockée sur l'armature positive. En effet, l'énergie à fournir pour apporter un coulomb sur l'armature portant la charge positive $2Q$ est double de l'énergie à fournir pour apporter un coulomb sur l'armature si elle ne portait que la charge Q . La capacité C exprimée en Farad (F) est le coefficient de proportionnalité entre la charge Q et la tension U : $Q = C \cdot U$. C'est à dire que pour stocker une charge Q , il faut imposer une tension U deux fois plus petite si la capacité C est deux fois plus grande. Or comme, d'une part, la tension U est le produit du champ électrique E entre les deux armatures par l'écartement d entre celles-ci : $U = E \times d$ et d'autre part, le champ électrique E entre les deux armatures est proportionnel à la charge Q : $E = \frac{Q}{\epsilon_0 \times S}$, la capacité C est inversement proportionnel à l'écartement d : $U = \frac{Q}{\epsilon_0 \times S} \times d \Rightarrow Q = \left(\frac{\epsilon_0 \times S}{d} \right) \times U = C \times U$.

$$C = \frac{\epsilon_0 \times S}{d} \propto \frac{1}{d}$$

« La capacité C d'un condensateur plan infini est inversement proportionnelle à l'écartement d »

Le but de cette deuxième manipulation est de vérifier expérimentalement cette propriété.

Pour déterminer la capacité du condensateur à plaque pour différents écartements d , nous allons étudier la charge et décharge du condensateur en série à une résistance R et soumis à une tension crête à crête.

La loi des mailles permet alors d'obtenir l'équation différentielle faisant apparaître le temps caractéristique

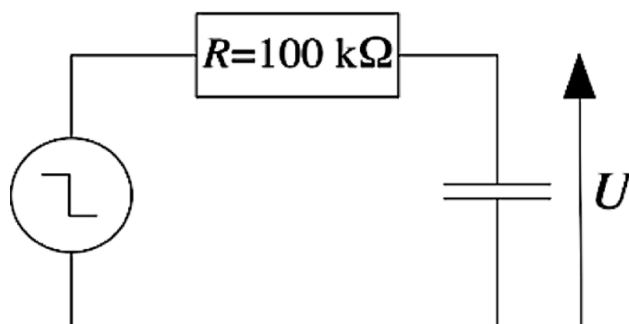
$$\tau = RC : e(t) = U_R + U_C = R \frac{dq}{dt} + U_C = RC \frac{dU_C}{dt} + U_C.$$

La solution de l'équation différentielle est en notant $t = 0$ le début de la charge ou de la décharge :

- Pour la charge ($e(t) = E$) : $U_C(t) = E \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right)$. Détermination de $\tau = RC : \frac{U_C(\tau)}{E} = 1 - e^{-1} \approx 0,63$
- Pour la charge ($e(t) = 0$) : $U_C(t) = E e^{-\frac{t}{RC}}$. Détermination de $\tau = RC : \frac{U_C(\tau)}{E} = e^{-1} \approx 0,37$

Réalisation du montage :

Réalisez le montage suivant en utilisant le condensateur à plaques mis à votre disposition :



Réglez le GBF pour que celui-ci délivre un signal en crête à crête. Tout au long de la manipulation assurez-vous que la fréquence du GBF soit telle que le condensateur présente des cycles de charge/décharge complets.

ATTENTION : ne pas utiliser de câbles coaxiaux afin de ne pas ajouter d'effets capacitifs parasites. Choisir un écartement d entre les armatures du condensateur. Mesurer le temps caractéristique τ de charge/décharge du condensateur quand l'air (que on assimile au vide) joue le rôle du diélectrique.

En déduire la valeur de la capacité C pour l'écartement d . Tracer $C = f\left(\frac{1}{d}\right)$ et conclure.

1. Cartographie de champs magnétostatiques

Lignes de champs :

D'après wikipédia :

« En physique, le champ magnétique est une grandeur ayant le caractère d'un champ vectoriel, c'est-à-dire caractérisée par la donnée d'une norme, d'une direction et d'un sens, définie en tout point de l'espace, permettant de modéliser et quantifier les effets magnétiques du courant électrique ou des matériaux magnétiques comme les aimants permanents. [...] »

La manifestation historique la plus élémentaire du champ magnétique est celle du champ magnétique terrestre, à travers sa tendance à faire tourner l'aiguille d'une boussole : laissée libre de tourner, l'aiguille s'aligne dans la direction du pôle nord, ce qui montre qu'elle subit un moment qui tend à l'aligner dans cette direction.[...]

Par définition, les lignes de champ du champ magnétique sont l'ensemble des courbes « en tout point » tangentes à $\vec{B}$. Ces lignes relient les pôles magnétiques, et par convention on les oriente de sorte que les lignes de champ d'un aimant entrent par le sud et ressortent par le nord. [...]

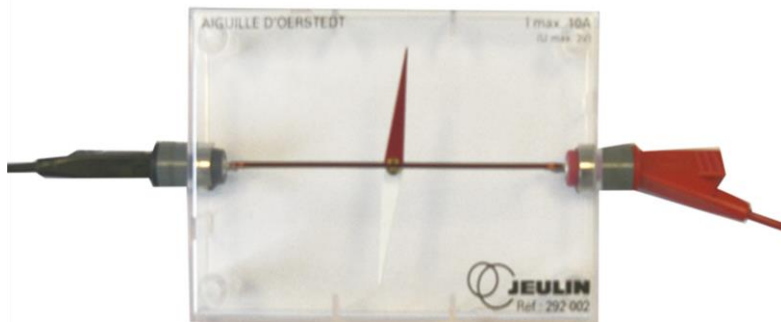
Lorsqu'on approche un aimant d'une poudre de fer, on observe des formes géométriques particulières. Le ferromagnétisme de la limaille de fer fait qu'elle s'aimante légèrement en présence du champ magnétique. Ainsi, la limaille s'orientera de sorte qu'on observera les lignes de champ magnétique. La forme précise de ces lignes dépend de la forme de l'aimant. »

Sources de champs magnétiques

D'après Wikipédia :

Les aimants : « L'histoire des aimants commence dans l'Antiquité. En Chine, puis un peu plus tard en Grèce, les hommes découvrent une pierre noire, la pierre d'aimant, qui a le pouvoir d'attirer le fer. Qui plus est, cette pierre a la capacité de transmettre son pouvoir au fer. »

Expérience d'Ørsted : « En avril 1820, lors d'un cours sur l'électricité qu'il faisait à ses étudiants, il découvrit la relation entre l'électricité et le magnétisme dans une expérience qui nous apparaît aujourd'hui comme très simple. Il démontra, par l'expérience, qu'un fil transportant du courant était capable de faire bouger l'aiguille aimantée d'une boussole. Il pouvait donc y avoir interaction entre les forces électriques d'une part et les forces magnétiques d'autre part, ce qui était révolutionnaire pour l'époque »



Aiguille d'Oersted (Matériel Jeulin) :

Alimenter le fil avec $i < 10 \text{ a}$: l'aiguille dévie et a tendance à se placer normalement au fil quand on augmente l'intensité. Quelques ampères suffisent pour obtenir une déviation franche.

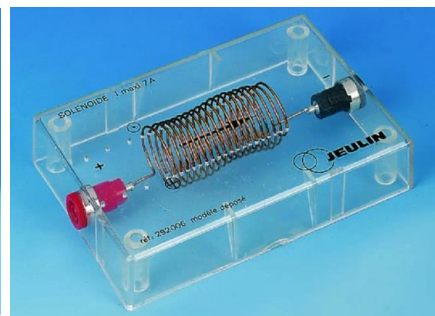
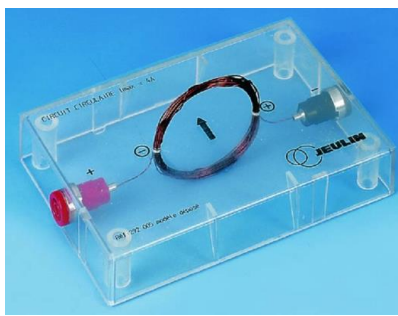
Nota : la matière plastique transparente est électrisable, ce qui perturbe l'aiguille aimantée. Avant chaque manipulation, désélectionner le support avec un chiffon imbibé d'alcool.

Mesure de l'intensité du champ magnétique :

Cette mesure se fera à l'aide d'une sonde à effet Hall (effet mis en évidence par le physicien américain Edwin Hall en 1879). La sonde est essentiellement une plaque semi-conductrice très plate qui mesure la composante du champ magnétique normale à sa surface. La sonde utilisée ici est biaxiale et permet de mesurer simultanément le champ magnétique dans deux directions orthogonales grâce à deux plaques.

La mesure du champ magnétique est basée indirectement sur la mesure de la force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$ s'exerçant sur des charges électriques en mouvement et placées dans un champ magnétique $\vec{B}$. Indirectement car cette force a pour conséquence l'apparition d'un champ électrique et d'une tension mesurable à l'aide d'un voltmètre.

Matériels de visualisation du spectre du champ magnétique :



Courant rectiligne : Cadre rectangulaire dont on utilise le petit côté. La bobine comporte 7 spires en fil de 10/10 émaillé, elle donne donc, avec un courant de 6 A, un spectre circulaire. Avec les aiguilles aimantées, une intensité inférieure est suffisante.

Courant circulaire : La bobine comporte 25 spires en fil relativement fin (5/10). Elle constitue ainsi un tore de section assez faible pour donner aux élèves l'idée de la « spire unique » tout en évitant les énormes intensités qui seraient nécessaires pour obtenir un spectre avec un seul) fil. Une intensité de 4 A suffit pour obtenir un spectre complet.

Solénoïde projetable : 18 spires en fil 10/10 permettent, avec une intensité de 7 A d'obtenir un spectre complet matérialisant bien les lignes d'induction intérieures ou extérieures d'un champ magnétique.

Mission 1 : Mettre en évidence la création d'un champ magnétique au voisinage d'un fil parcouru par un courant. Montrer comment varie le champ magnétique lorsque l'intensité électrique augmente. Montrer que la règle de la main droite est vérifiée.

Mission 2 : Comparer le champ magnétique créé par un aimant droit et à l'extérieur d'un solénoïde parcouru par un courant. Identifier expérimentalement les pôles nord et sud.

Mission 3 : Comparer le spectre du champ magnétique entre les deux branches d'un aimant en U et à l'intérieur du solénoïde. Décrire l'allure du spectre du champ magnétique dans une zone où celui-ci est localement uniforme.

2. Etude de l'intensité du champ magnétique créé par des bobines et solénoïde

2.1 Champ créé par une bobine (mesure le long de l'axe)

Champ magnétostatique créé par des bobines circulaires

Par application de la loi de Biot et Savart on peut montrer que le champ magnétique créé par une bobine circulaire varie le long de son axe de symétrie en notant z l'éloignement du point considéré au centre de la

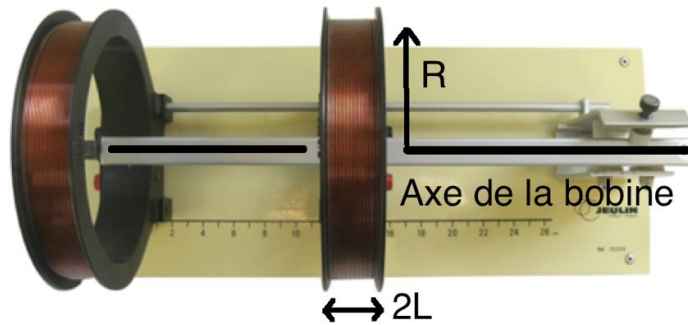
bobine : $\vec{B}(z) = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + z^2)^{3/2}} \vec{e}_z$.

Remarque : La fonction mathématique $f(x) = \frac{1}{(1+x^2)^{3/2}}$ admet un maximum pour $x = 0$.

Champ magnétique créé par deux bobines de Helmholtz est approximativement constant entre les deux bobines distantes d'un éloignement égale à R .

Descriptif du dispositif expérimental

Bobines circulaires



- rayon moyen : $R = 6,5 \text{ cm}$
- largeur : $2L = 2,5 \text{ cm}$
- nombre de spires : $N = 95$
(réparties en 5 couches de 19 spires de fil 10/10 émaillé ($\phi = 1 \text{ mm}$))
- l'intensité maximale admissible est de $7,0 \text{ A}$

Dispositif de mesure du champ magnétique local

Les mesures sont effectuées à l'aide d'une sonde à effet Hall bi-axiale, reliée à un capteur qui s'adapte à la console ESAO 4 Plus ce qui permet une acquisition par ordinateur et un traitement par le logiciel Atelier Scientifique développé par Jeulin. L'incertitude de mesure sera prise égale à 1% de l'affichage + 2 derniers digits.

Pour ne mesurer que le champ B dû au courant, on peut régler le zéro (associé au courant nul dans les bobines) du teslamètre en jouant sur une vis placée sur le tube gradué, à l'aide d'un tournevis. La sonde nécessite un temps de chauffe de l'ordre de 10 min et il n'est pas surprenant de constater que le zéro d'étalonnage dérive au cours du temps. On devra re-régler ce zéro entre 2 manipulations.

Mission 5 (expérimentale) :

Pour une intensité de courant $I = 2,0 \text{ A}$:

- (1) Vérifier expérimentalement la prévision théorique du champ magnétique créé par une bobine circulaire le long de son axe de symétrie.
- (2) Vérifier à l'aide d'une mesure simple, que dans ce cas les champs B_1 et B_2 (issus des deux bobines), le long de l'axe commun des bobines, s'ajoutent.
- (3) Vérifier que le champ est localement uniforme pour deux bobines de Helmholtz distante de $D = 6,5 \text{ cm}$.

2.2 Champ créé par un solénoïde (mesure à l'intérieur le long de l'axe)

Champ créé par un solénoïde infini

On montre par analyse des symétries que le champ magnétique ne doit dépendre que de l'éloignement radial à l'axe de symétrie du solénoïde et doit être parallèle à cet axe. A l'aide du théorème d'ampère on montre que le champ magnétique est uniforme à l'intérieur du solénoïde $B = \mu_0 \frac{N}{L} I$ en notant N le nombre de spire parcourue par le courant I pour une longueur L de solénoïde. De même on montre que le champ magnétique est nul à l'extérieur du solénoïde.

Mission 6 : Vérifier en mesurant le champ le long de l'axe de symétrie du solénoïde que le modèle du solénoïde infini est encore pertinent tant que la distance au bord du solénoïde reste petite devant le rayon du solénoïde.

3. Vérification du théorème d'Ampère

Théorème d'Ampère

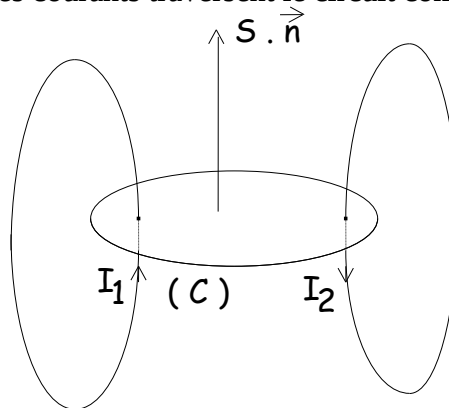
La circulation du champ magnétique le long d'un contour $\mathcal{C}$ est égale au produit de la perméabilité magnétique μ du milieu dans lequel est parcouru le contour $\mathcal{C}$ par la somme des courant enlacés par ce contour.

$$\int_{\mathcal{C}} \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \sum_{\text{tous les } \Delta\ell \text{ constituant } \mathcal{C}} B_{\parallel} \cdot \Delta\ell = \mu \sum I_{\text{enlacé par } \mathcal{C}}$$

En notant $B_{\parallel}$ la composante du champ magnétique parallèle au contour $\mathcal{C}$.

Dispositif expérimental

Le contour $\mathcal{C}$ est tracé sur une tablette. Des fentes sur cette tablette permettent de positionner les bobines de façon à ce que les courants traversent le circuit comme sur la figure ci-après.



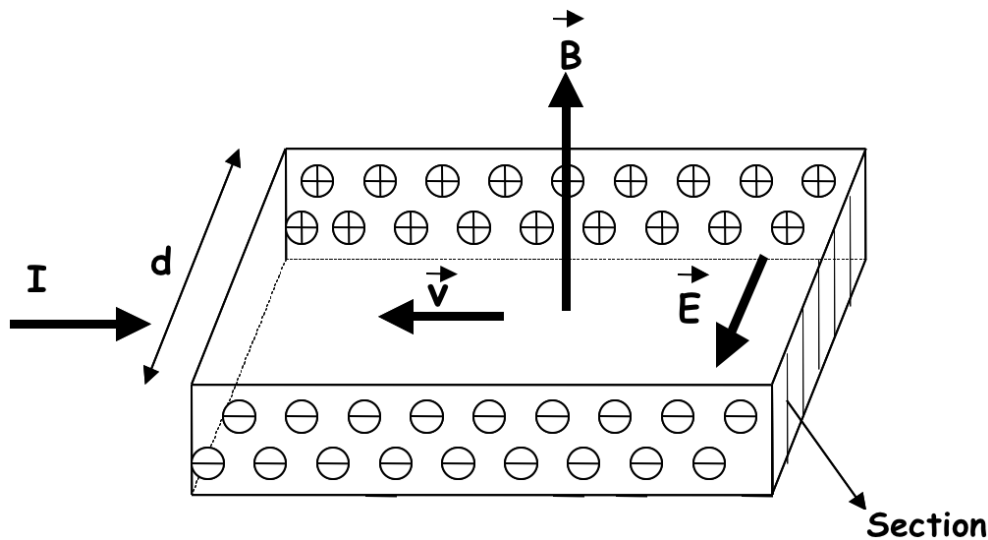
Alimenter les deux bobines en série (Pourquoi pas en parallèle ?) avec un courant d'intensité $I = I_1 = I_2 = 2,0 \text{ A}$ mais de sens opposés dans les deux bobines. Vérifier par une mesure simple que le courant est bien en sens opposé dans les deux bobines.

Le contour est segmenté en cases numéroté de $k = 1$ à $k = N$ et de longueur constante $\Delta\ell_k = 1 \text{ cm}$. La sonde à effet Hall permet de mesurer la composante du champ magnétique parallèle à la direction du manche. En positionnant la sonde au centre de la case numéro k en tenant le manche parallèlement au contour on mesure la composante $B_{k,\parallel}$ parallèle au contour du champ magnétique moyen dans la case numéro k . On peut alors approcher la circulation du champ magnétique le long du contour $\mathcal{C}$ par une sommation sur toutes les cases du produit de la composante parallèle du champ magnétique $B_{k,\parallel}$ par la longueur de la case $\Delta\ell_k$:

$$\int_{\mathcal{C}} \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \sum_{k=1}^N B_{k,\parallel} \cdot \Delta\ell_k$$

Mission 7 : Vérifier expérimentalement, en expliquant votre démarche, le théorème d'Ampère. Evaluer la précision de la vérification en prenant garde aux unités.

Soit un ruban métallique (la sonde) plat de forme parallélépipédique placé dans un champ magnétique uniforme $\vec{B}$ normal aux grandes faces. Si $\vec{B}$ n'est pas perpendiculaire aux grandes faces on raisonnera uniquement avec sa composante normale. Le ruban est traversé suivant son épaisseur par un courant d'intensité I uniformément réparti. Le passage de ce courant correspond à un déplacement des électrons de conduction avec une vitesse $\vec{v}$. En présence du champ magnétique, ces électrons sont soumis à une force magnétique $\vec{F}_m = -e \vec{v} \wedge \vec{B}$ qui les dévie de sorte qu'il y a accumulation d'électrons sur la face avant du ruban et défaut d'électrons sur la face arrière. Il apparaît donc une différence de potentiel V_H (dite de Hall) entre les deux faces du ruban et un champ électrique $\vec{E}$ de module $E = V_H / d$.



Les électrons arrivant ensuite seront soumis en plus à une force électrique $\vec{F}_e = -e\vec{E}$. On arrivera très rapidement à un régime permanent dans lequel les électrons seront soumis à deux forces opposées ($\vec{F}_e$ et $\vec{F}_m$) et égales en module. On aura donc $-e\vec{E} = -e\vec{v} \wedge \vec{B}$, soit $E = v.B$, soit $V_H = d.v.B$. Or, $I = j.S$ et $j = n.e.v$ où n est le nombre d'électrons libre par unité de volume, et j est la densité de courant. Soit finalement $V_H = k.I.B$, où $k = d/(n.S.e)$ est une constante caractéristique du matériau constituant le ruban.

k étant connu pour le matériau utilisé, la mesure de V_H permet de déterminer la composante de $\vec{B}$ normale à la sonde si on connaît par ailleurs I .

Les appareils utilisés possédant 2 sondes perpendiculaires permettront de mesurer B_x et B_z .

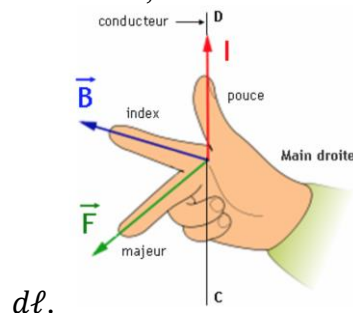
Ce raisonnement peut être repris dans le cas des semi-conducteurs qui ont 2 types de porteurs de charges (électrons et trous) et un n plus faible ce qui donne une tension de Hall plus importante.

1. Mesurer un champ magnétique à l'aide des forces de Laplace

Force de Laplace

Un conducteur parcouru par un courant et placé dans un champ magnétique subit une force appelée force de Laplace. Elle peut être considérée comme la conséquence macroscopique du fait que les porteurs de charge du conducteur subissent la force de Lorentz lorsqu'ils sont en mouvement dans un champ magnétique. La force de Laplace trouve des applications pratiques dans l'électromécanique, comme les moteurs asynchrones, dits à « cage d'écureuil », et les freins à courants de Foucault. C'est aussi à partir de cette force qu'est basé le principe du galvanomètre à aiguille.

La force de Laplace infinitésimale agissant sur un élément de longueur $d\ell$ du conducteur parcouru par le courant I immergé dans le champ magnétique $\vec{B}$ est défini par la relation : $d\vec{F}_L = I \cdot d\vec{\ell} \wedge \vec{B}$ où le vecteur $d\vec{\ell}$ est dans la direction du conducteur, dans le sens du courant et a pour norme la longueur



http://www.pccl.fr/physique_chimie_college_lycee/lycee/premiere_1S/force_de_laplace_rail_regle_trois_droits_main_droite.htm

Balance de Cotton

La balance de Cotton est une balance peu précise permettant de mesurer l'intensité d'un champ magnétique uniforme.



Avant de placer le circuit conducteur dans le champ magnétique uniforme de l'aimant en U, équilibrer la balance en déplaçant la masselotte coulissante sur le bras du côté du plateau.

Placer l'aimant en U de façon que la partie CD se trouve dans l'entrefer perpendiculairement aux lignes de champ. Faire passer un courant $I = 3,0 \text{ A}$ dans le circuit de la balance de façon que le bras descende.

Rééquilibrer la balance en rajoutant une masse marquée m .

A l'équilibre la force de Laplace $F_L = ILB$ verticale vers le haut est exactement compensée par le poids vertical vers le bas : $P = m \cdot g$; où L est la longueur CD.

ATTENTION : INTENSITE MAXIMALE : 3 A

Quelques propriétés de champs magnétiques simples (extrait de Wikipédia)

Le champ magnétique est en tout point M une grandeur vectorielle $\vec{B}(M)$.

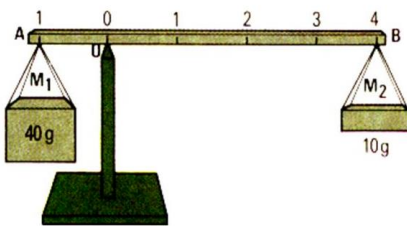
Par définition, les lignes de champ du champ magnétique sont l'ensemble des courbes « en tout point M » tangentes à $\vec{B}(M)$. Ces lignes relient les pôles magnétiques, et par convention on les oriente de sorte que les lignes de champ d'un aimant entrent par le sud et ressortent par le nord. [...]

Une boussole permet d'identifier le pôle nord et le pôle sud d'un aimant.

Lorsqu'une plaque en plastique constituée d'une multitude de petits barreaux en fer doux est placée dans un champ magnétique, chacun des petits barreaux s'orientent tels de petites boussoles parallèlement aux lignes de champ.

Dans une zone de champ magnétique uniforme, les lignes de champs sont parallèles entre elles.

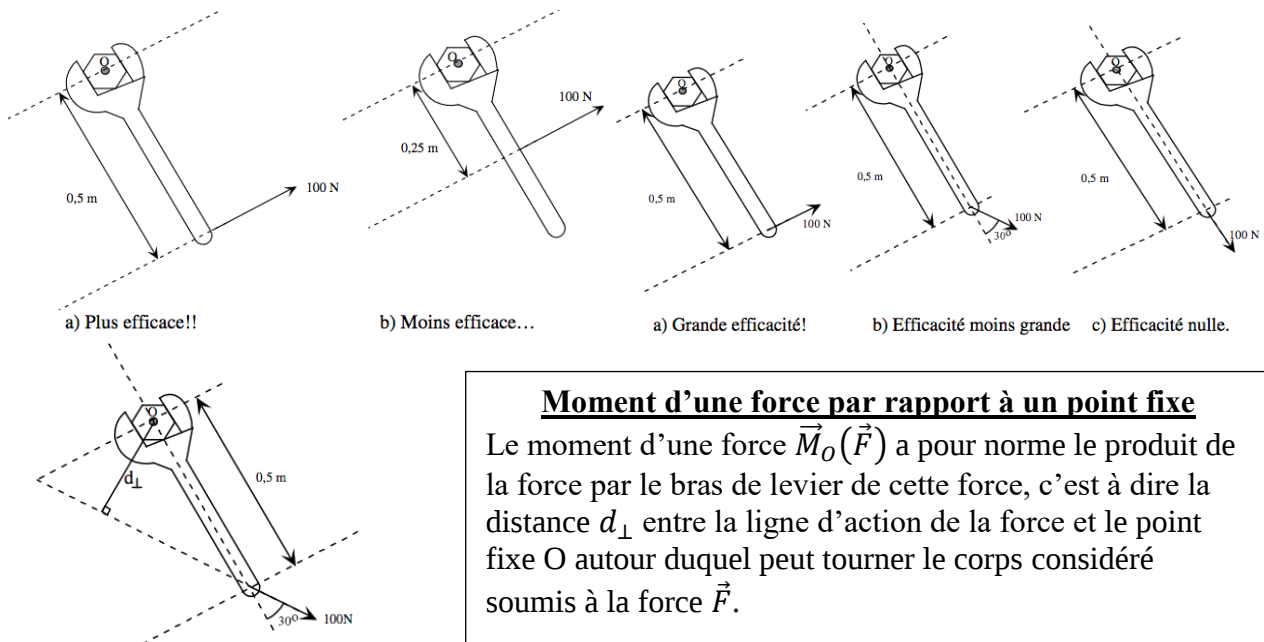
Conditions d'équilibre statique d'un solide libre de tourner autour de O



Condition d'équilibre statique :

$$\sum \vec{F} = \vec{0} \text{ et } \sum \vec{M}_O(\vec{F}) = \vec{0}$$

Pour l'exemple de la balance il y a 3 forces : le poids P1 de m1, le poids P2 de m2 et la réaction normale du support.



Moment d'une force par rapport à un point fixe

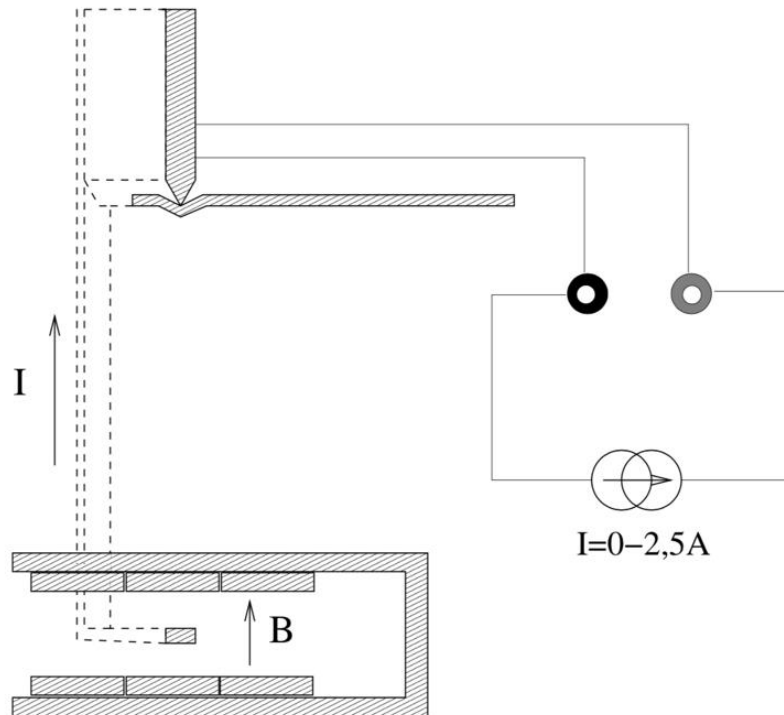
Le moment d'une force $\vec{M}_O(\vec{F})$ a pour norme le produit de la force par le bras de levier de cette force, c'est à dire la distance $d_{\perp}$ entre la ligne d'action de la force et le point fixe O autour duquel peut tourner le corps considéré soumis à la force $\vec{F}$.

Mission 1 :

Faites l'étude théorique de l'équilibre de la balance de Cotton en présence d'un champ magnétique B. Déterminez la valeur de B en fonction de la masse m nécessaire pour maintenir l'équilibre de la balance de Cotton, de g et des différents paramètres géométriques de la balance.

Mesurez à l'aide de la balance de Cotton le champ B créé dans un aimant en U. Comparez à la valeur mesurée par la sonde Hall utilisée dans le TP2 sur la magnétostatique.

Expérience du tableau de Laplace



Une petite masselotte sur le haut du cadre permet d'ajuster en absence de champ magnétique la position verticale du cadre.

Mission 2 :

Faites l'étude théorique de l'équilibre du tableau de Laplace en présence d'un champ magnétique B . Déterminez la valeur de B en fonction de l'angle θ d'équilibre du tableau de Laplace, de g et des différents paramètres géométriques de la balance (en particulier montrez que : $\tan(\theta) = C^{te} \times I \times B$. Où C^{te} est une constante à exprimer en fonction des paramètres du dispositif).

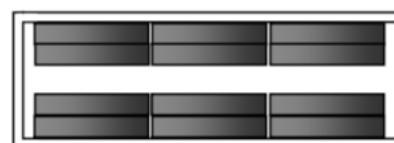
Mesurez à l'aide du tableau de Laplace le champ B créé dans un aimant en U. Comparez à la valeur mesurée par la sonde Hall utilisée dans le TP2 sur la magnétostatique.

- Etudier l'influence de l'intensité I , en traçant la courbe de l'angle d'équilibre en fonction de l'intensité : $\theta = f(I)$.
- Etudier l'influence de B et en déduire le type de dépendance de la force de Laplace en fonction de B .
- Etudier l'influence de la longueur L de conducteur immergé dans le champ magnétique.

Pour vos études vous disposez de deux aimants en U identiques à simple couche, d'un aimants en U à double couche, d'une boussole, d'une plaque à barreaux en fer droit, d'un aimant droit, du tableau de Laplace et de la balance de Cotton.



Aimant en U
simple couche



Aimant en U
double couche

2. Mettre en mouvement à l'aide des forces de Laplace : le moteur à courant continu

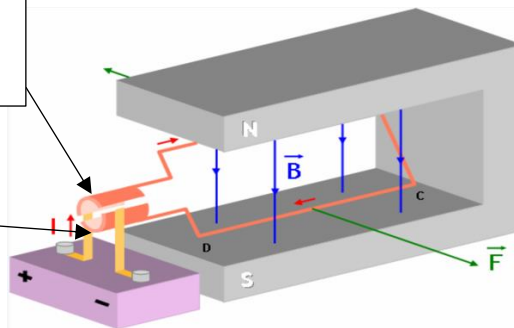
Principe du moteur à courant continu, vu aussi en cours :

Lorsque l'on place une spire parcourue par un courant dans un champ magnétique extérieur, il apparaît un couple de forces de Laplace. Ce couple de forces fait tourner la spire jusqu'à aligner le vecteur $\vec{S}$, perpendiculaire à sa surface, avec le champ magnétique. Si le sens du courant reste inchangé au cours de ce déplacement, le couple de rotation diminue constamment jusqu'à s'annuler dans cette dernière position où la spire est perpendiculaire au champ magnétique.

Le moteur continu utilise ce principe: un stator crée un champ magnétique; ce stator peut être constitué d'aimants permanents ou d'électro-aimants. Un rotor porte des spires conductrices parcourues par un courant continu, fourni par l'alimentation du moteur; ces spires, soumises alors à des forces de Laplace, entraînent la rotation du rotor. Afin d'avoir un couple qui ne varie pas avec l'angle de rotation, comme c'est le cas pour la spire, il y a plusieurs enroulements répartis de façon régulière sur le pourtour du rotor. Dès qu'une de ces spires passe dans sa zone neutre, le courant qui la traverse est inversé grâce à un dispositif de contacts tournants: le « collecteur ».

Rotor : cadre conducteur parcouru par un courant continu I .

Collecteur : inverse le sens du courant du rotor à chaque demi-



Stator : aimant permanent en « U ».

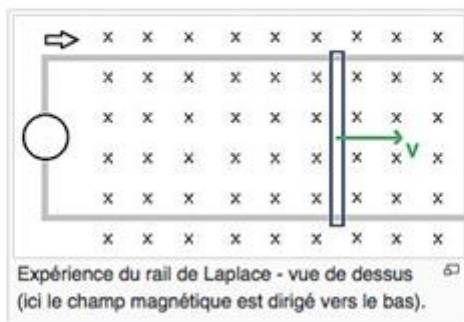
Mission 3 :

Observez attentivement le fonctionnement du moteur à courant continu et expliquez au mieux à l'aide de la force de Laplace son fonctionnement.

3. Mettre en mouvement grâce à la force de Laplace : le rail de Laplace

L'expérience du rail de Laplace (ou des rails de Laplace) illustre la force de Laplace.

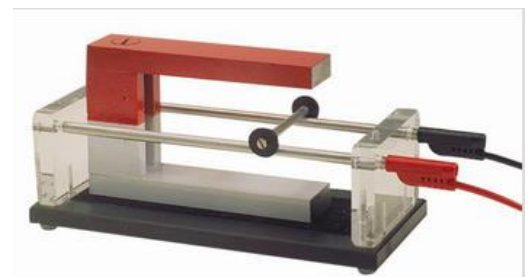
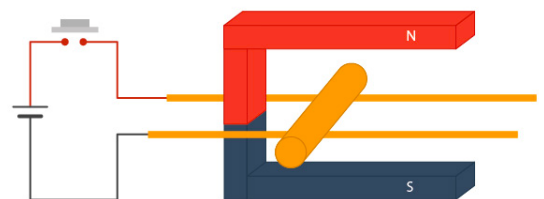
Une tige conductrice fermant un circuit placé horizontalement dans un champ magnétique vertical est soumise à la force de Laplace lorsque le courant passe. La tige se met alors en mouvement, et son sens de déplacement est déterminé par la règle de la main droite. C'est l'expérience fondamentale illustrant le fonctionnement des moteurs électriques.



Si l est la longueur de la tige, B la valeur du champ magnétique, et I la valeur du courant, la force de Laplace vaut ici :

$$F = B \cdot I \cdot l$$

Les rails de Laplace

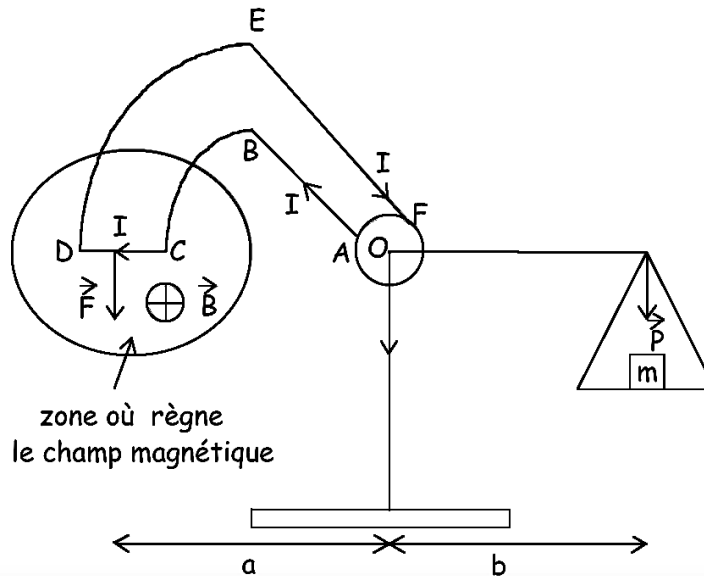


Mission 4 :

Avec le matériel disponible réaliser l'expérience des rails de Laplace en sécurité et expliquer son fonctionnement.

La mesure de B sera basée directement sur celle de la force de Laplace ($d\vec{F} = I d\vec{\ell} \wedge \vec{B}$) s'exerçant sur un élément de circuit $d\vec{\ell}$ parcouru par un courant I et placé dans un champ magnétique $\vec{B}$.

Schéma :



Le circuit ABCDEF parcouru par le courant I a la forme indiquée sur le schéma. Chaque branche est soumise à une force de Laplace mais certaines forces auront leur moment nul par rapport à l'axe passant par O. En effet les branches BC et DE sont des secteurs circulaires centrés sur O et étant donné l'orientation de $\vec{B}$ la force magnétique agissant sur ces branches sera dirigée vers O et de moment donc nul. Les branches AB et EF hors du champ magnétique ne subissent pas de force magnétique.

A l'équilibre de la balance la masse marquée m placée sur le plateau de la balance va compenser la résultante de la force magnétique et la somme des moments des forces sera nulle.

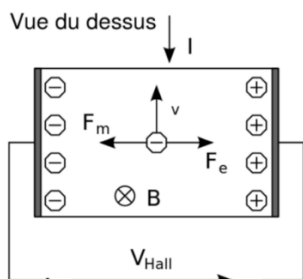
On aura alors : $F_{CD} \cdot a = m \cdot g \cdot b$ avec $F_{CD} = B \cdot I \cdot CD$

On obtient : $B = (m \cdot g \cdot b) / (I \cdot CD \cdot a)$

« Dans un conducteur rectiligne, la force de Laplace est la résultante de toutes les forces de Lorentz sur les charges mobiles. Celles-ci étant bloquées latéralement dans le matériau, cela se traduit par l'existence d'une force latérale sur le conducteur, par le principe d'action-réaction : la force totale se transmet au matériau. [...]

Plus en détail, la circulation d'un courant dans un conducteur s'accompagne d'un mouvement de porteurs de charge. Dans un champ magnétique extérieur, ces particules chargées sont soumises à la partie magnétique de la force de Lorentz : $\vec{F}_m = q\vec{v} \wedge \vec{B}$. Les porteurs de charge sont alors temporairement déviés dans le conducteur. L'inhomogénéité des charges dans le conducteur conduit à l'apparition d'un champ de Hall $\vec{E}_H$. Ce champ exerce alors une force de Lorentz sur les charges fixes du conducteur (de charge positive) : $\vec{F}_H = q\vec{E}_H$.

Cette force agissante sur la masse du conducteur n'étant pas compensée, le matériau se déplace.



Dans le référentiel supposé galiléen du conducteur :

Sur les électrons deux forces se compensant agissent :

$$\vec{F}_m = q\vec{v} \wedge \vec{B} \text{ et } \vec{F}_e = q\vec{E}_H$$

Sur les cations immobiles du réseau cristallin du conducteur, seule la force dû au champ de Hall agit :

$$\vec{F}_e = -\vec{F}_H = q_{cation}\vec{E}_H$$

1. Induction de Lorentz

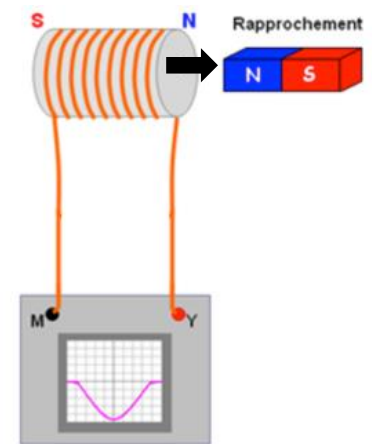
Phénomène d'induction de Lorentz : Lorsque le flux magnétique varie dans un circuit conducteur en déplacement dans un champ magnétique constant, il apparaît alors dans le conducteur une force électromotrice qui induit un courant créant un champ magnétique qui s'oppose aux variations du flux magnétique dans le circuit.

Loi de Faraday : En notant $\varphi_{\Sigma}(\vec{B})$ le flux du champ magnétique à travers la surface Σ du circuit conducteur fermé et e la force électromotrice induite orientée dans le sens de l'index de la main droite lorsque le pouce droit indique la direction et le sens du champ magnétique $\vec{B}$, alors la force électromotrice e est reliée à la variation par unité de temps du flux $\varphi_{\Sigma}(\vec{B})$ par la relation : $e = -\frac{d\varphi_{\Sigma}(\vec{B})}{dt}$

1.1 Description qualitative du phénomène d'induction de Lorentz

Matériel : un aimant permanent, deux bobines complémentaires : les bobines de Faraday, un noyau de fer doux et un oscilloscope.

- Branchez la grande bobine de Faraday à l'oscilloscope. **Déplacez la bobine devant l'aimant permanent**, en observant le signal sur l'oscilloscope. Cherchez la position et l'orientation de la bobine qui donnent le signal le plus marqué. Vous pouvez placer le noyau de fer doux dans la bobine pour canaliser les lignes de champ magnétique et amplifier ainsi le phénomène. Décrivez précisément le signal observé dans les deux cas.
- Observez le changement du signe de la tension suivant le déplacement, et établissez une règle systématique.



1.2 Description qualitative du phénomène d'induction de Lorentz : création d'une tension alternative par rotation d'une bobine devant un aimant permanent

Matériel : un ensemble rotor-collecteur-balais entraîné par une manivelle, un aimant en « U », un oscilloscope.

Attention : Vérifier bien l'orientation des aimants qui constituent l'aimant en « U » : il doit y avoir une rangée de pôles Nord qui fait face à une rangée de pôle Sud.

Branchez l'oscilloscope au niveau des balais puis tournez la manivelle. Représentez et interprétez le signal observé en essayant les deux sens de rotation. Pourquoi le signal ne change-t-il pas de signe ?

1.3 Étude du déplacement d'un cadre conducteur dans un champ magnétique statique et uniforme

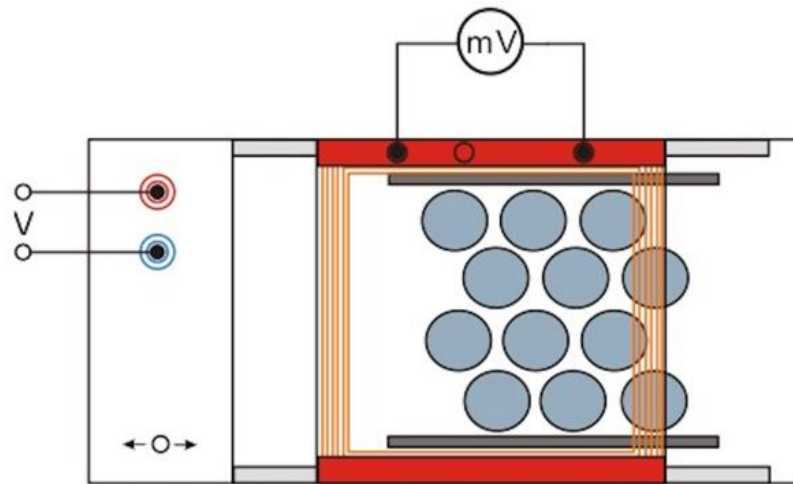
Phénomène d'induction de Lorentz : Lorsque le flux magnétique varie dans un circuit conducteur en déplacement dans un champ magnétique constant, il apparaît alors dans le conducteur une force électromotrice qui induit un courant créant un champ magnétique qui s'oppose aux variations du flux magnétique.

Loi de Faraday : En notant $\varphi_{\Sigma}(\vec{B})$ le flux du champ magnétique à travers la surface Σ du circuit conducteur fermé et e la force électromotrice induite orientée dans le sens de l'index de la main droite lorsque le pouce droit indique la direction et le sens du champ magnétique $\vec{B}$, alors la force électromotrice e est reliée à la variation par unité de temps du flux $\varphi_{\Sigma}(\vec{B})$ par la relation : $e = -\frac{d\varphi_{\Sigma}(\vec{B})}{dt}$.

Dispositif expérimental : Des aimants permanents créent une zone de champ magnétique vertical constant. Un moteur déplace à vitesse constante un cadre indéformable conducteur. Des connectiques permettent d'enregistrer la tension aux bornes des spires constituant le cadre conducteur indéformable.

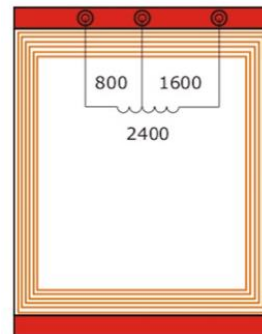


- 1 Connexion tension d'alimentation
- 2 Inverseur de polarité
- 3 Appareil de base
- 4 Bobine-cadre
- 5 Plaque magnétique
- 6 Commande Bowden



Le cadre conducteur comporte plusieurs enroulements de spires en fonction des fiches de connexion utilisées ($N = 800$ ou 1600 ou 2400).

La vitesse de déplacement du cadre peut être modifiée en faisant varier la tension d'alimentation du moteur qui est délivrée par une alimentation stabilisée en tension et qui **doit rester inférieure à la tension maximale de 10 V**. La vitesse peut être estimée en chronométrant la durée de parcours du cadre d'une extrémité à une autre. L'utilisation d'une carte d'acquisition permet d'enregistrer sur un ordinateur l'évolution de la force électromotrice au cours du temps.



Branchements du dispositif de mesure de tension sur le cadre pour faire varier le nombre de spires.

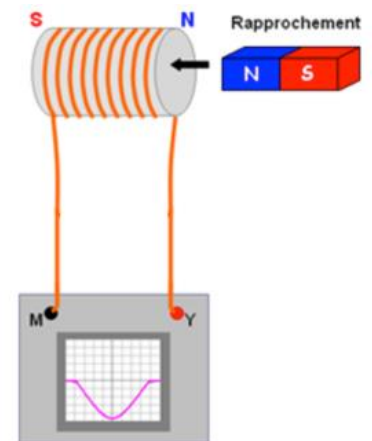
Mission : Vérifier la loi de Faraday en faisant varier la vitesse puis en faisant varier le nombre N de spire. Mesurer la vitesse en chronométrant la durée de déplacement du cadre mobile. Attention il y a une anomalie de fonctionnement pour une tension proche de 4V.

1. Étude qualitative du phénomène d'induction de Neumann

Matériel : un aimant permanent, deux bobines complémentaires : les bobines de Faraday, un noyau de fer doux et un oscilloscope.

– Branchez la grande bobine de Faraday à l'oscilloscope. Déplacez l'aimant permanent devant la bobine, en observant le signal sur l'oscilloscope. Cherchez la position et l'orientation de l'aimant qui donnent le signal le plus marqué. Vous pouvez placer le noyau de fer doux dans la bobine pour canaliser les lignes de champ magnétique et amplifier ainsi le phénomène. Décrivez précisément le signal observé dans les deux cas. Que se passe-t-il si c'est la bobine que l'on déplace devant l'aimant ?

– Observez le changement du signe de la tension suivant le déplacement, et établissez une règle systématique.



2. Principe d'un alternateur

2.1 Étude qualitative du fonctionnement d'un alternateur

Création d'une tension alternative par rotation d'une bobine devant un aimant permanent

Matériel : un ensemble rotor-collecteur-balais entraîné par une manivelle, un aimant en « U », un oscilloscope.

Attention : Vérifiez bien l'orientation des aimants qui constituent « l'aimant en U » : il doit y avoir une rangée de pôles Nord qui fait face à une rangée de pôles Sud.

– Branchez l'oscilloscope au niveau des balais puis tournez la manivelle. Représentez et interprétez le signal observé en essayant les deux sens de rotation. Pourquoi le signal ne change-t-il pas de signe ?

2.2 Création d'une tension alternative par rotation d'un aimant devant une bobine, et mesure de la vitesse du moteur

Matériel : une alimentation 0–30V utilisée entre 0 et 10V, un ensemble rotor-collecteur-balais qui entraîne un aimant tournant, un aimant en « U », une des deux bobines de Faraday, un oscilloscope.

Attention : Le moteur ne supporte qu'une tension inférieure à 12V.

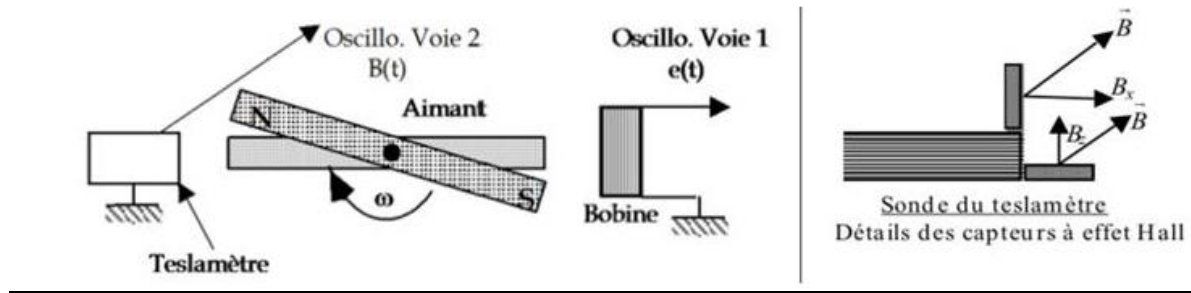
– Observez et comprenez comment les différents éléments du moteur permettent son fonctionnement, en vous aidant éventuellement du descriptif théorique précédent.

– Alimentez le moteur avec une tension inférieure à 10V, par exemple 7V. Le moteur entraîne l'aimant permanent mobile par l'intermédiaire de la courroie. Placez la bobine devant cet aimant tournant et visualisez le signal ainsi généré sur l'oscilloscope. Dessinez la forme de ce signal, en vous aidant éventuellement de la fonction « arrêt sur image » de l'oscilloscope.

Interprétez les différentes parties du signal en les reliant aux différentes étapes du mouvement de l'aimant sur un dessin. Expliquez cette correspondance d'abord avec la loi de Faraday, puis avec la loi de Lenz.

– À partir du signal de l'oscilloscope, évaluez la vitesse de rotation de l'aimant. Puis, en utilisant les diamètres intérieurs des deux poulies, trouvez la vitesse du moteur.

2.3 Étude de la fem induite dans une bobine fixe face à un champ B variable



Pratiquement... vérifier d'abord que l'ordinateur et le teslamètre sont en marche, ensuite allumer l'oscilloscope.

Relier les bornes de la bobine à l'une de voies de l'oscilloscope, et la sortie analogique du teslamètre $B_z(t)$ à l'autre voie (borne noire à la masse). Utiliser la sortie du teslamètre correspondant à la sonde utilisée B_z . Choisissez le calibre **20 mT**. Lorsque le teslamètre est allumé depuis quelques minutes, penser à vérifier le réglage du zéro. Faire tourner l'aimant à la main et observer simultanément l'allure du champ magnétique $B_z(t)$ au niveau de la sonde du teslamètre et la f.é.m. $e(t)$ induite dans la bobine. Enregistrer les courbes $e(t)$ et $B_z(t)$ obtenues (attention pour certaines sondes le sens de B_z est inversé).

Transférer les données vers l'ordinateur. Tracer les courbes. Vous disposez maintenant de l'information expérimentale qu'il vous reste à exploiter graphiquement et numériquement.

Afficher sur l'ordinateur le tableau de données sauvegardé. Une seconde estimation de K (et donc de N) est faite grâce à la méthode expliquée ci-dessous :

- Calculez numériquement $\frac{dB_z}{dt}$, par exemple en utilisant la méthode de décalage, pour disposer d'une colonne $B_z(t)$ et d'une colonne $B_z(t + \Delta t)$.
- Tracez (en « **double Y** ») $e(t)$ et $\frac{dB_z}{dt}(t)$, en précisant les unités sur les axes ; en déduire une nouvelle valeur de K et du nombre de spires (N_2)
- Montrer que $e(t)$ et $\frac{dB_z}{dt}$ sont proportionnels. Comparer les signes.
- Estimer le coefficient de proportionnalité K (à partir du fichier faire un calcul de dérivée numérique). Donner son unité. Le comparer à la valeur et à l'unité de N.S .

3. Étude de la fem induite dans une bobine fixe face à un champ B dépendant du temps

Matériel : les deux bobines de Faraday, un noyau de fer doux, un générateur de tension variable et un oscilloscope.

- Cette fois-ci, la grande bobine, b_1 , est reliée à un générateur de signaux à basse fréquence, GBF, elle est parcourue par un courant d'intensité i_1 variable, par exemple un signal sinusoïdal de fréquence 1kHz. Qu'observez-vous sur l'oscilloscope, toujours branché à la bobine b_2 ?

- Expliquez comment le signal initial du générateur engendre le signal dans la bobine b_2 . Comparez les deux signaux.

Matériel : un générateur de tension alternative, un oscilloscope, les deux bobines de Faraday b_1 et b_2 , un noyau de fer doux, une résistance R de quelques $k\Omega$.

Attention : l'utilisation du noyau donne un comportement amplifié qualitativement identique, mais qui n'obéit plus aux formules données dans ce fascicule.

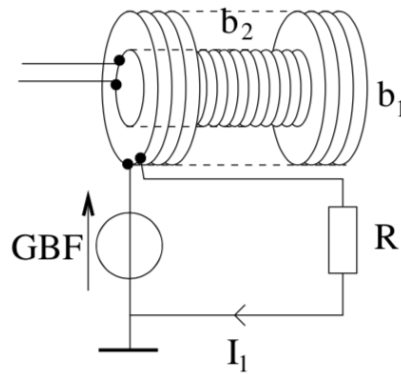


Figure 7.1.

- Réalisez le montage de la figure 7.1. Le GBF est relié à la grande bobine, b_1 , au travers de la résistance R . La bobine b_2 est emboîtée dans b_1 , et éventuellement vous pouvez mettre un noyau de fer doux dans b_2 pour mieux voir le phénomène qualitativement. Quelle est l'action physique du noyau de fer doux ?
- Branchez la voie 1 de l'oscilloscope aux bornes de la résistance, et la voie 2 aux bornes de la bobine b_2 . À quelles tensions correspondent ces deux signaux ?
- Représentez la tension $Ri_1(t)$ et la f.é.m. $e_2(t)$ en fonction du temps, sur quelques périodes, et pour trois types de signaux : carré, triangulaire et sinusoïdal de fréquence 1kHz.
- Augmentez la fréquence, et décrivez comment se déforme le signal, mis à part le fait que la période diminue. Expliquez l'origine physique de cette déformation.
- Si la bobine b_1 peut être assimilée à un long solénoïde, donnez l'expression du flux magnétique $\phi_2(t)$ traversant la bobine b_2 , en fonction du courant $i_1(t)$.
- Utilisez maintenant un signal triangulaire de fréquence 1kHz du GBF. Pour deux demi-périodes, calculez le coefficient directeur de la portion de droite de la tension aux bornes de la résistance. Déduisez-en $\frac{di_1}{dt}$, puis la valeur théorique de $e_2(t)$ en utilisant l'expression du flux magnétique $\phi_2(t)$ obtenue précédemment et la loi de Faraday

$$e_2(t) = -\frac{d\phi_2}{dt}(t).$$

Comparez cette valeur à la celle mesurée sur l'oscilloscope. Commentez leur écart éventuel en vous appuyant sur une évaluation quantitative des incertitudes.

4. Auto-induction

Matériel : un générateur de tension alternative à masse flottante, un oscilloscope, la petite bobine de Faraday b_2 , une résistance R de $2k\Omega$.

Attention : Pendant la manipulation, éloignez la bobine du GBF.

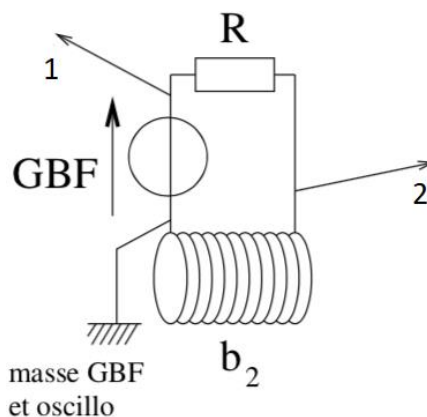


Figure 7.2.

- Réalisez le montage de la figure 7.2. : branchez en série le GBF, réglé sur une tension triangulaire de 10 kHz, la petite bobine b_2 et la résistance R .
- Branchez l'oscilloscope de façon à mesurer la tension GBF en voie 1 et la tension $u_L(t)$ en voie 2. Vous devriez alors obtenir un oscillogramme du type de celui indiqué sur la figure 4, bien que ce dernier soit très idéalisé.
- Ecrivez la loi des mailles dans le circuit de la figure 7.2., puis, en supposant que $R \gg L\omega$, trouver la relation théorique entre $u_{GBF}(t)$ et $i(t)$? Puis celle entre $u_L(t)$ et $u_{GBF}(t)$? Cela correspond-il à ce qu'indique la figure 7.3. ? Expliquez pourquoi vous n'obtenez pas réellement un signal triangulaire et un signal carré sur l'oscilloscope.

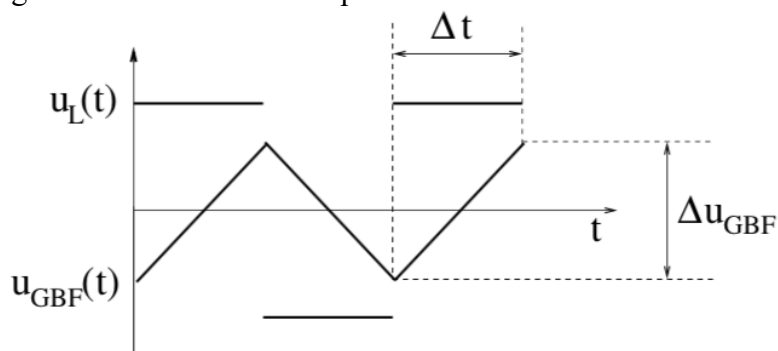


Figure 7.3.

- Évaluez $\Delta u_{GBIF}(t)$, Δt et $u_L(t)$ pour quelques valeurs de la fréquence comprises entre 2kHz et 15kHz.
- Calculez $\Delta u_{GBIF}(t)/\Delta t$ pour chacune des mesures.
- Tracez la courbe $u_L = f(\Delta u_{GBIF}/\Delta t)$.
- Déterminez le coefficient directeur de la droite obtenue. Montrez qu'il correspond à l'inductance L de la bobine à un facteur près que vous déterminez. En déduire L .
- Comparez cette valeur à l'inductance théorique que vous calculerez à partir des caractéristiques de la bobine b_2 . Commentez la différence éventuelle en vous appuyant sur un calcul d'incertitude.

1. Déviation d'un faisceau d'électron dans un champ électrique

1.1 Dispositif expérimental

Le déflectron ou tube à faisceau d'électrons c'est un appareil est destiné à mettre en évidence l'influence des champs magnétiques ou électrostatiques sur un faisceau d'électrons (figure 8.1.).

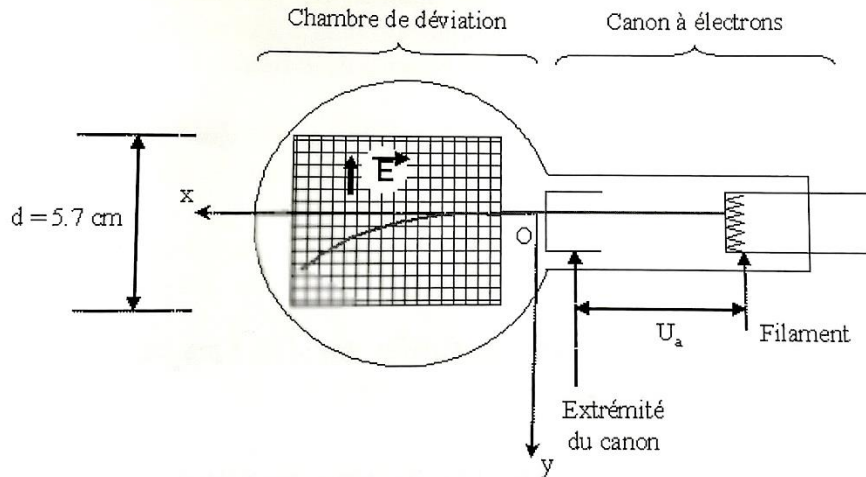


Figure 8.1. Schéma du déflectron

Le descriptif du déflectron :

- Une ampoule en verre fragile contenant un vide poussé,
- Un canon à électron constitué d'une cathode (filament chauffé par un fort courant) émettant des électrons de vitesse négligeable et d'une anode. La haute tension d'accélération U_a entre les deux électrodes accélèrent les électrons qui sortent du canon à électron par un trou percé dans l'anode,
- Deux plaques horizontales et parallèles, distante de $d = 5,7 \text{ cm}$, aux bornes desquelles est appliquée une tension de déviation U_d créant un champ électrique $\vec{E}$ uniforme et transverse à la trajectoire initiale,
- Un écran vertical, gradué en cm, presque tangent à la trajectoire des électrons et recouvert d'une substance fluorescente permettant de visualiser leur trajectoire.

1.2 Etude théorique du mouvement d'un électron dans un champ électrique

Canon à électron :

En négligeant le poids de l'électron devant la force électrique, le théorème de l'énergie mécanique appliqué à l'électron dans le référentiel du laboratoire supposé galiléen, s'écrit :

$$E_m = C^{te} = \frac{1}{2} m_e v_{\text{Filament}}^2 + (-e)V_{\text{Filament}} = \frac{1}{2} m_e v_0^2 + (-e)V_0$$

Car la force électrique dérive de l'énergie potentielle : $\mathcal{E}_{pel} = q.V$ et puis comme $v_{\text{Filament}} \approx 0$ alors :

$$v_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e} (V_0 - V_{\text{Filament}})} = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e} U_a}$$

Déviation dans le champ électrique uniforme vertical entre les deux plaques horizontales :

En négligeant le poids de l'électron devant la force électrique, le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'électron dans le référentiel du laboratoire supposé galiléen, s'écrit :

$$\begin{cases} m_e \dot{v}_x = 0 \\ m_e \dot{v}_y = (-e) \cdot (-E) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} v_x = v_0 \\ v_y = \frac{e \cdot E}{m_e} \cdot t \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x = v_0 \cdot t + x_0 \\ y = \frac{e \cdot E}{2 \cdot m_e} \cdot t^2 \end{cases} \Rightarrow y = \frac{U_d}{4 \cdot d \cdot U_a} (x - x_0)^2$$

En ayant pris les conditions initiales : $v_x(0) = v_0$; $v_y(0) = 0$; $x(0) = x_0$; $y(0) = 0$.

La trajectoire est parabolique.

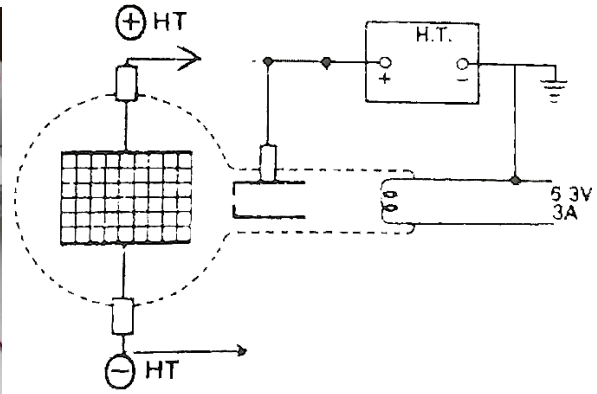
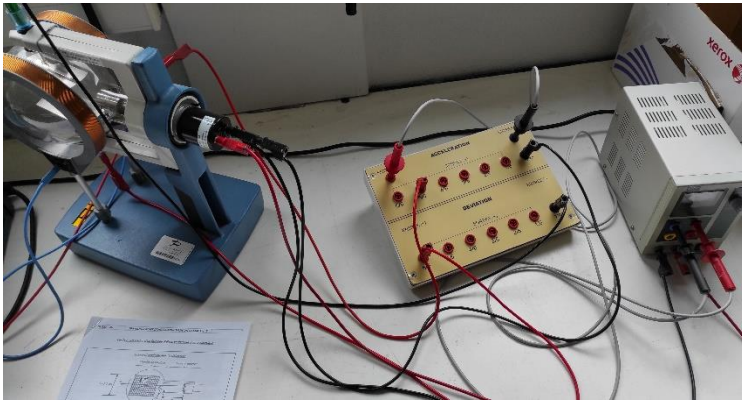


Figure 8.2.

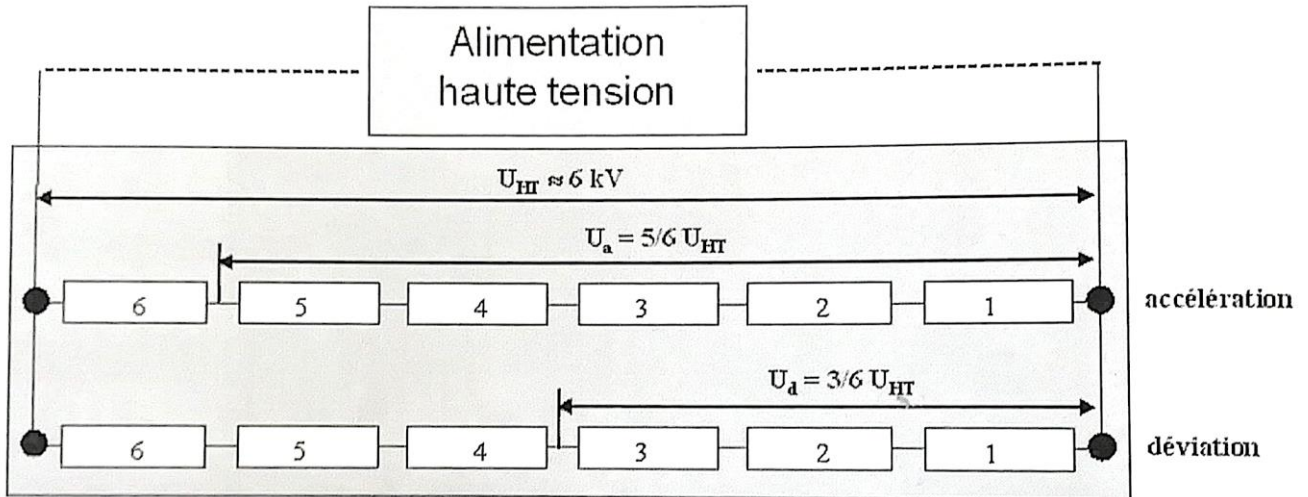
Branchements :

- Alimentation du filament du canon à électron par une alimentation basse tension (6 V) mais à fort courant (3 A).
- Alimentation en tension U_a des électrodes du canon à électron et en tension U_d des plaques de déviation par une alimentation à haute tension (HT) en utilisant un boîtier diviseur de tensions (figure 8.2.).

ATTENTION : vous manipulez des hautes tensions (jusqu'à 6 kV !!!). Tous les changements de tension sur le diviseur seront effectués en ayant au préalable remis la haute tension UHT sur l'alimentation à zéro en diminuant progressivement sa valeur.
Demandez à l'enseignant de vous montrer.

Dispositif du diviseur de tension :

Sur l'exemple ci-dessous : $U_a = 5/6 U_{HT} \approx 5 \text{ kV}$ et $U_d = 3/6 U_{HT} \approx 3 \text{ kV}$.



Mission 1 : On veut vérifier l'accord entre la relation théorique $y = \frac{U_d}{4.d.U_a}(x - x_0)^2$ et l'expérience.

- Relever les coordonnées (x,y) de plusieurs points de la trajectoire pour $U_a = U_d = 4 \text{ kV}$
- Exprimer x_0 en fonction de x et de y puis estimer une valeur moyenne de x_0 à partir de vos mesures
- Comparer le graphique expérimental de $\sqrt{y} = f(x)$ et le graphique théorique de $\sqrt{y} = f(x)$ en prenant la valeur précédente x_0 . Conclure.

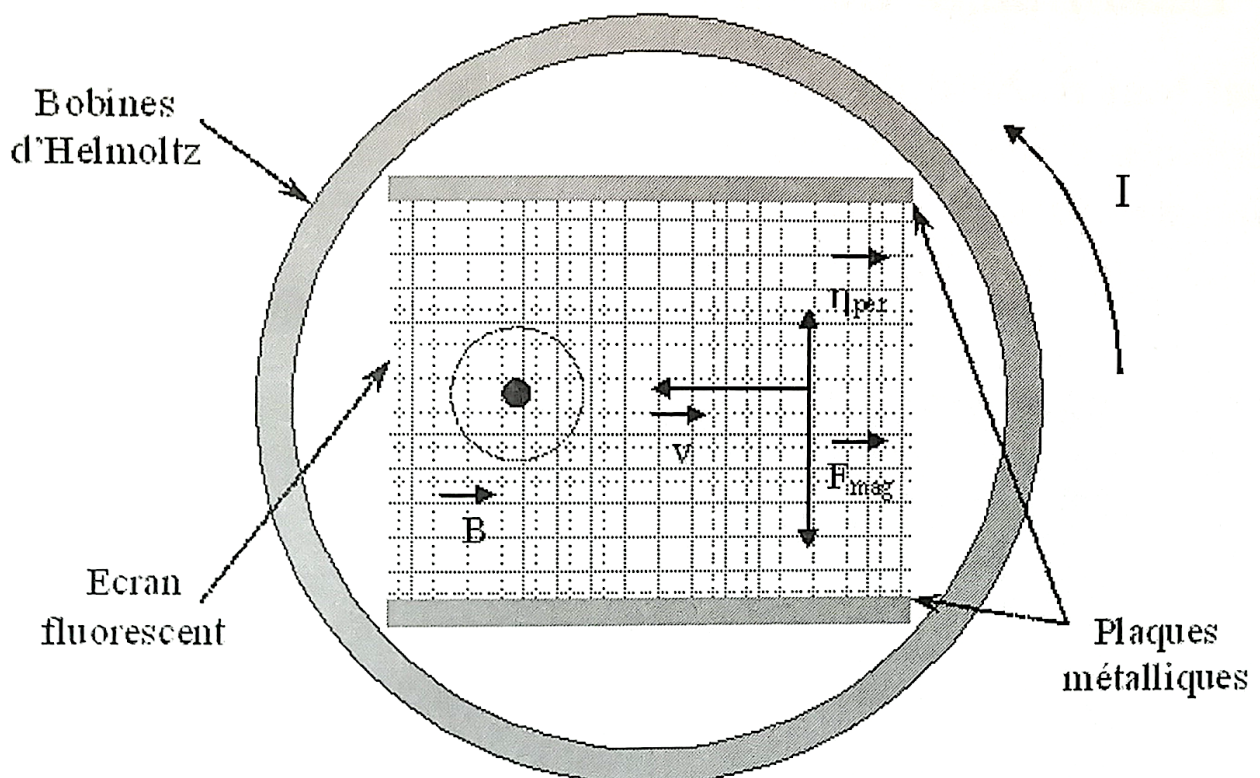
2. Détermination de la charge électronique par la méthode de Thomson

On souhaite dans cette partie déterminer le rapport de la charge de l'électron sur sa masse, grâce à l'action combinée de champs électrique et magnétique tels qu'ils ont pu être réalisés par Joseph John Thomson en 1897.

2.1 Étude théorique de la méthode de J.J. Thomson pour déterminer le rapport e/m

Le dispositif expérimental est le même que celui de la partie A mais auquel sont ajoutées deux bobines de Helmholtz.

- Le champ magnétique créé par les bobines de Helmholtz est proportionnel au courant parcourant les bobines : $B = K.I$. Une étude expérimentale de mesures de B en fonction de I permet de déterminer la constante K .
- En présence de la tension de déviation $U_d > 0$ il y a une force électrique qui dévie l'électron verticalement vers le haut. En faisant circuler un courant dans le sens trigonométrique il y a une force magnétique qui tend à dévier les électrons vers le bas. En ajustant l'intensité I et donc l'intensité du champ magnétique B afin que la force de Lorentz s'annule $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) = \vec{0}$ on en déduit que la vitesse des électrons sortant du canon à électrons est : $v = \frac{E}{B} = v_0$.
- Si le champ électrique est alors annulé, l'électron n'est soumis plus que à la force magnétique (en négligeant son poids) et dans le repère mobile de Frénet, la principe fondamental de la dynamique s'écrit : $m_e \frac{v^2}{R} = e.v.B$ d'où $\frac{e}{m_e} = \frac{v_0}{BR} = \frac{U_d}{d.B^2.R}$ où R est le rayon de courbure de la trajectoire de l'électron.
- Dans le champ magnétique uniforme horizontal perpendiculaire à la vitesse initiale de l'électron, celui-ci a une trajectoire circulaire de rayon R et de centre $(x_c = 0 ; y_c = R)$ dont la trajectoire est solution de l'équation $R^2 = x^2 + (y - R)^2$. On en déduit que le rayon R de la trajectoire peut être évalué en mesurant les coordonnées $(x ; y)$ de quelques points de la trajectoire puis en calculant : $R = \frac{x^2 + y^2}{2.y}$.



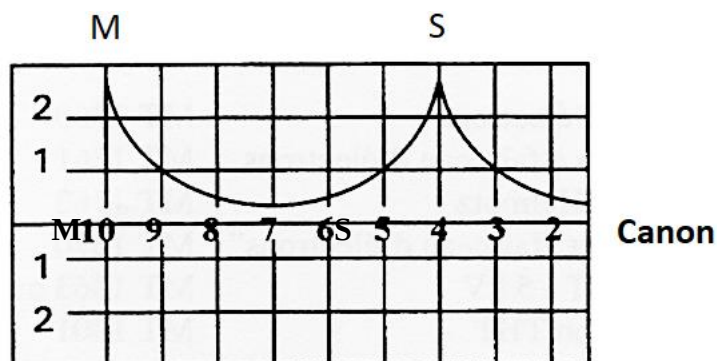
Mission 2 : Déterminer le coefficient de proportionnalité K entre le courant I parcourant les bobines de Helmholtz et le champ magnétique B qu'elles créent. Utiliser les bobines de Helmholtz identiques mais sans déflectron.

- Ajuster le courant I afin d'annuler la déviation électrique des électrons. Noter cette valeur de I et déterminer à partir de K la vitesse v_0 des électrons en sortie du canon à électrons. Travailler avec $U_{HT} = 5000 \text{ V}$, $U_a = 6/6 U_{HT}$ et $U_d = 3/6 U_{HT}$.
- Ne pas toucher à l'alimentation en courant de la bobine de Helmholtz. ATTENTION : Vous manipulez des hautes tensions !!! Baisser doucement la tension U_{HT} jusqu'à zéro, modifier les branchements des plaques de déviation afin que $U_d = 0 \text{ V}$, puis remonter progressivement la tension U_{HT} à 5000 V afin que les électrons soient à nouveau accélérés à la vitesse v_0 précédentes mais soumis seulement à la force magnétique.
- En mesurant les coordonnées de différents points de la trajectoire circulaire des électrons déterminer leur rayon de courbure. D'après la formule $R = \frac{x^2 + y^2}{2y}$, une incertitude sur la mesure de y a-t-elle de plus forte conséquence sur l'incertitude sur R pour les petites ou grandes valeurs de y ? Conclure sur la valeur de R à retenir.
- Calculer le rapport e/m puis la charge de l'électron sachant que la masse de l'électron est environ $0,9.10^{-30} \text{ kg}$. Pour avoir un regard critique sur les résultats précédant, on comparera à la valeur tabulée de ce rapport.

3. Miroir à électron

Rabaisser la tension U_{HT} jusqu'à l'annuler. Rebrancher les plaques de déviations. Faire éventuellement vérifier par un enseignant. Remonter lentement la tension U_{HT} à 5000 V . Augmenter alors le courant dans les bobines de Helmholtz bien au-delà de l'équilibre. On constate que le faisceau prend la forme de la figure ci-dessous.

Après avoir parcouru une distance maximum Sm , les électrons s'opposent au champ électrique, du fait de l'importance du champ magnétique élevé. Ils rencontrent la plaque déflectrice où leur vitesse devient nulle. Les électrons sont alors soumis au champ électrostatique seul, et repartent donc dans la direction opposée où ils sont de nouveau soumis à l'influence du champ magnétique.



On montre (voir annexe au TP 5) que la courbe obtenue est une cycloïde et que :

$$Sm = (2\pi Em) / (eB^2) \text{ ou } e / m = (2\pi E) / (B^2 Sm)$$

Pratiquement, branchez les plaques déflectrices à l'anode et à la cathode. Réglez I_B de façon à obtenir la cycloïde de la figure ci-dessus.

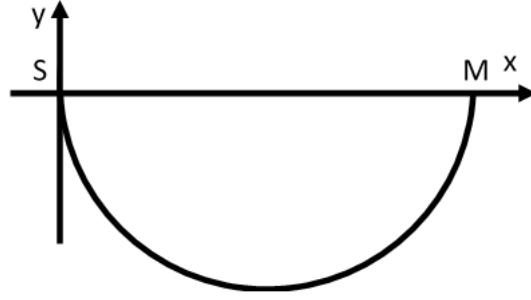
On a

$$E = Va / d.$$

Mission 3

Mesurer Sm et calculer e / m .

Prenons comme origine du repère $\{O, x, y, z\}$ la position initiale S où la vitesse est nulle.



Appliquons le pfd à l'électron dans le référentiel supposé galiléen du laboratoire :

$$m \begin{pmatrix} \dot{v}_x \\ \dot{v}_y \\ 0 \end{pmatrix} = -e \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ 0 \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix} - e \begin{pmatrix} 0 \\ E \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -eBv_y \\ eBv_x - eE \\ 0 \end{pmatrix}$$

En divisant par m et en dérivant par rapport au temps la première équation :

$$\ddot{v}_x = -\frac{eB}{m} \dot{v}_y = -\left(\frac{eB}{m}\right)^2 v_x + \frac{e^2 EB}{m^2}$$

La solution de cette équation différentielle linéaire à coefficients constants est la somme de la solution générale (dépend d'une constante d'intégration A) de l'équation homogène et d'une solution particulière (cherché sous la forme d'une constante puisque le deuxième membre est constant).

$$v_x = A \cdot \cos\left(\left(\frac{eB}{m}\right)t + \varphi\right) + \frac{E}{B} \text{ et } v_y = A \cdot \sin\left(\left(\frac{eB}{m}\right)t + \varphi\right)$$

À $t = 0$, $v_x = 0$ et $v_y = 0$:

$$v_y = 0 \Rightarrow A \cdot \sin(\varphi) = 0 \Rightarrow \varphi = 0$$

$$v_x = 0 \Rightarrow A + \frac{E}{B} = 0 \Rightarrow A = -\frac{E}{B}$$

Donc :

$$v_x = \frac{E}{B} \left(1 - \cos\left(\left(\frac{eB}{m}\right)t\right)\right) \text{ et } v_y = -\frac{E}{B} \sin\left(\left(\frac{eB}{m}\right)t\right)$$

La date à laquelle l'électron arrive en M est celle pour laquelle la composante $v_y = 0$: $T = 2\pi \frac{m}{eB}$

Distance SM parcourue pendant T :

$$SM = \int_0^T v_x dt = \frac{E}{B} T - \frac{E}{B} \int_0^T \cos\left(\left(\frac{eB}{m}\right)t\right) dt = \frac{2\pi m E}{e B^2}$$

D'où

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi E}{SM \cdot B^2}$$

1. Étude des ondes stationnaires le long d'une corde tendue

Ondes stationnaires le long d'une corde de Melde :

Une corde de longueur l (figure 9.1.) est tendue entre une poulie et un vibreur, à l'aide d'une masse m . Le vibreur génère une onde correspondant au déplacement vertical de la corde. Il est alimenté par un générateur basse fréquence permettant de fixer la fréquence de l'onde. L'onde se propage du vibreur vers la poulie où elle subit une réflexion totale. La corde est donc soumise à deux ondes, l'une se propageant du vibreur vers la poulie et l'autre (réfléchie) de la poulie vers le vibreur.

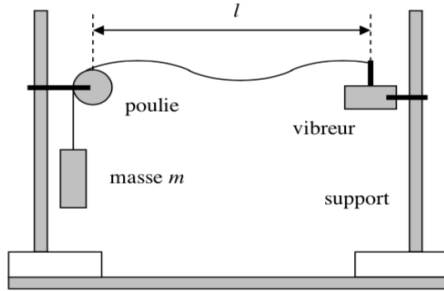


Figure 9.1.

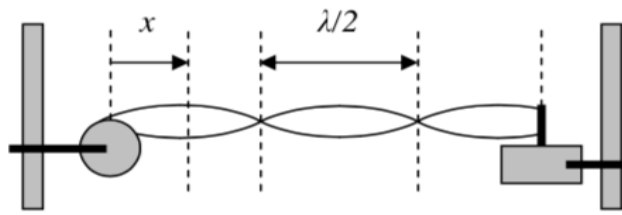


Figure 9.2.

Le déplacement vertical $z_i(x, t)$ en x et à t de l'onde incidente provenant du vibreur atteint ultérieurement la poulie choisie comme origine O à la date $t + \frac{x}{c}$ $z_i(x, t) = z_i\left(0, t + \frac{x}{c}\right)$. Au niveau de la poulie cette onde seule ferait vibrer sinusoidalement l'élément de corde $z_i(0, t) = z_0 \cdot \sin(\omega t)$ et donc $z_i(x, t) = z_i\left(0, t + \frac{x}{c}\right) = z_0 \cdot \sin\left(\omega\left(t + \frac{x}{c}\right)\right) = z_0 \cdot \sin(\omega t + kx)$.

Mais au niveau de la poulie l'ébranlement doit rester nul à tout moment à cause de la masse m . C'est ce qui impose la forme de l'onde réfléchie : $z_r(0, t) = -z_i(0, t)$ afin que l'onde résultante $z_{resultant}(0, t) = z_r(0, t) + z_i(0, t) = 0$. L'onde réfléchie se propageant en sens inverse de l'onde incidente, l'ébranlement passé en O à t passe en x avec un retard $-x/c$ et donc $z_r(x, t) = z_r(0, t - x/c) = -z_0 \cdot \sin(\omega t - kx)$.

A tout instant et en tout point de la corde, le déplacement vertical de l'élément de corde résulte de la superposition des deux ondes :

$$z_{resultant}(x, t) = z_0 \cdot \sin(\omega t + kx) - z_0 \cdot \sin(\omega t - kx) = 2 \cdot z_0 \cdot \cos(\omega t) \cdot \sin(kx)$$

Lorsque deux ondes de même amplitude (réflexion totale), de même fréquence et se propageant dans la même direction mais en sens opposé se superposent alors il se forme une onde dite stationnaire présentant des nœuds (amplitude nulle) et des ventres (amplitude maximale) de vibration. Cette appellation d'onde stationnaire vient du fait que ces nœuds et ventres ne se déplacent pas au cours du temps.

Quel que soit le temps t , l'amplitude de l'onde est donc nulle aux positions, nommées nœuds :

$$z_{resultant}(x, t) = 2 \cdot z_0 \cdot \cos(\omega t) \cdot \sin(kx) = 0 \forall t.$$

Ce qui impose que les nœuds sont aux positions telles que :

$$\sin(kx) = 0 \text{ avec } k = 2\pi/\lambda$$

ce qui correspond à $x_n = n\lambda/2$ avec n entier (figure 9.2).

Phénomène de résonance le long d'une corde de Melde

Le phénomène de résonance apparaît lorsque on impose aux ondes stationnaires une deuxième condition limite. Pour comprendre qualitativement l'origine de ce phénomène, considérons que on fixe l'amplitude de l'onde en un point situé à l'abscisse x , lui donnant la valeur a_0 . Si on déplace ce point vers un nœud de vibration, l'amplitude maximale sera de plus en plus grande comme le montre la figure 9.3. Cette amplitude diverge même lorsque le point se trouve au niveau d'un nœud : il y a résonance.

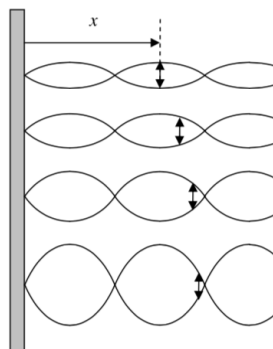


Figure 9.3.

Détermination des fréquences de résonance :

La condition limite en $x = 0$ a permis d'obtenir les positions des nœuds. En $x = L$, l'amplitude doit correspondre à celle imposée par le vibreur : $z_{\text{resultant}}(L, t) = 2 \cdot z_0 \cdot \cos(\omega t) \cdot \sin(kL) = A \cdot \cos(\omega t) \forall t$.

On en déduit : $z_0 = \frac{A}{2 \cdot \sin(kL)}$. Cette amplitude diverge si $k \cdot L = m \cdot \pi = \frac{2\pi}{\lambda_m} \cdot L$ c'est à dire pour des longueurs d'onde : $\lambda_m = \frac{2 \cdot L}{m}$ ce qui correspond aux fréquences $f_m = \frac{c}{\lambda_m} = m \frac{2 \cdot L}{c}$ avec m entier.

La célérité de l'onde le long de la corde est donné par $c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$ où μ est la masse linéique de la corde et T la tension de la corde (égale au poids utilisé pour tendre la corde).

Les premiers modes d'oscillations propres de ce système, à amplitude maximale sont schématisés ci-dessous :



Mode fondamental
 $n=1 \quad \lambda = 2L$



Deuxième harmonique
 $n=2 \quad \lambda = L$



Troisième harmonique
 $n=3 \quad \lambda = 2L/3$



Quatrième harmonique
 $n=4 \quad \lambda = L/2$

Missions 1 :

- Identifier les fréquences f_m ($m = 1, 2, 3, \dots$ numéro de la fréquence) pour lesquelles il y a résonance. Vous utiliserez la corde rouge ou jaune de masse linéique $\mu = (1,94 \pm 0,04) \text{ g} \cdot \text{m}^{-1}$ entre le vibreur et la poulie, puis accrocher une masse $m = (100,0 \pm 0,2) \text{ g}$ à l'extrémité de cette corde, (côté poulie).
- Calculer la célérité de l'onde le long de la corde à l'aide de la mesure de fréquences de résonances et de longueurs d'ondes associées puis comparer à la valeur théorique de la célérité $c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$ de l'onde.
- Pour plusieurs fréquences de résonances mesurer les positions expérimentales des nœuds et comparer aux positions théoriques.

Mission 2 :

- Pour une corde donnée, étudier l'influence de la tension T sur les fréquences de résonances et la célérité des ondes le long de la corde. Comparer à la théorie.
- Pour une tension de corde fixée, étudier en utilisant des cordes de masse linéique différentes l'influence de cette masse linéique sur les fréquences de résonances et la célérité des ondes le long de la corde. Comparer à la théorie.

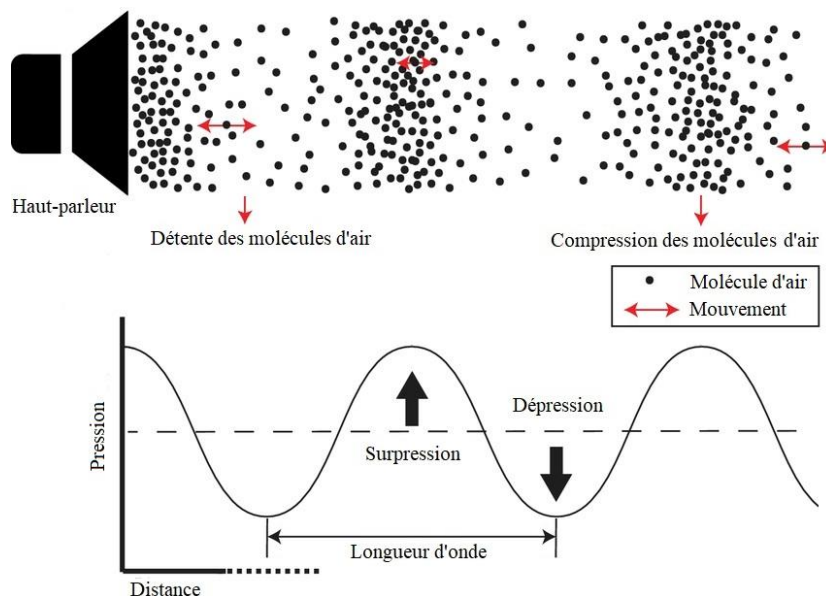
2. Étude des ondes stationnaires dans une colonne d'air

Objectifs de cette étude :

- Mettre en évidence les ventres et nœuds de vibration d'une onde sonore stationnaire avec un microphone.
- Déterminer la longueur d'onde λ à partir de l'écartement des ventres (ou nœuds) de vibration pour différentes fréquences d'excitation f_{exc}
- Mesurer la vitesse du son dans l'air, c , par différentes méthodes

Dans un tube de Kundt, on peut, à l'aide d'un haut-parleur, générer des ondes stationnaires en produisant des ondes sonores qui présentent une fréquence de résonance adéquate et qui sont réfléchies à l'autre extrémité d'une paroi.

En connaissant la longueur du tube, on peut déterminer la vitesse des ondes à partir de la fréquence de résonance et du numéro de l'harmonique.



Dispositif expérimental : tube de Kundt

Le tube de Kundt comprend un tube de verre acrylique de dimensions finies et section constante (longueur mm ; diamètre mm).

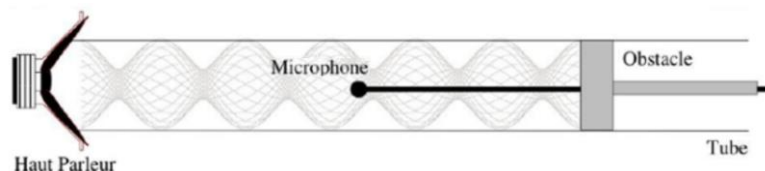
Dans la configuration actuelle, ses extrémités sont fermées par des terminaisons rigides et réfléchissantes. Un haut-parleur est incorporé à une extrémité.

Le générateur de fonctions permet de lui délivrer une tension sinusoïdale d'amplitude et fréquence ajustables.

Un microphone miniature permettant de mesurer les variations de pression acoustique dans le tube de Kundt, est fixé à l'extrémité d'une longue tige en acier inoxydable.

Le signal détecté par le micro est observé sur la voie CH1 de l'oscilloscope.

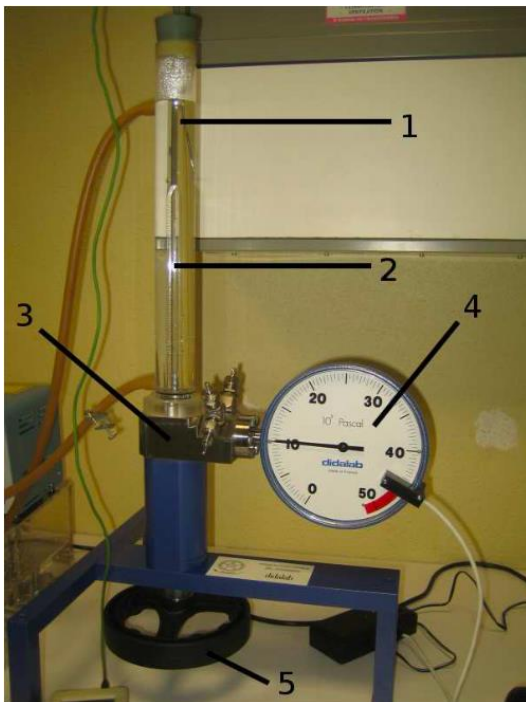
On veille en rectifiant l'amplitude du signal délivré par le GBF à ce que le signal mesuré reste sinusoïdal et ne présente pas de distorsion.



Mission 3 :

Placer le microphone au niveau de la paroi réfléchissante correspondant à un ventre de pression. L'autre extrémité où se trouve le haut-parleur correspond alors à un nœud de pression.

- Rechercher les différentes fréquences de résonances sans déplacer le microphone de 400 Hz à 2900 Hz.
- Pour chaque fréquence de résonance, déplacer le microphone pour mesurer avec la plus grande précision possible la distance entre deux nœuds ou entre deux ventres successifs dans le tuyau de Kundt.
- Sachant que les ondes stationnaires ici correspondent à des conditions limites mixtes : un nœud à une extrémité et un ventre à l'autre extrémité à la distance L (longueur du tuyau) proposer à l'aide de schéma des différentes ondes stationnaires les relations entre les longueurs d'ondes et la longueur du tuyau. En déduire les différentes valeurs de fréquence de résonance et les longueurs d'ondes associées.
- Vérifier l'accord entre vos résultats expérimentaux et théoriques.
- A partir des valeurs de fréquences et de longueurs d'onde donner plusieurs estimations de la célérité des ondes sonores.

Appareil à SF₆

L'hexafluorure de soufre SF₆ est contenu dans une éprouvette en verre épais (2), graduée de 0 à 4 mL. Elle est fixée sur une chambre à pression (3) contenant du mercure et fermée par une membrane. Un manomètre (4) donne la pression du mercure et donc celle du SF₆. On comprime ou détend le fluide SF₆ en tournant le volant (5) qui déforme la membrane. L'éprouvette est entourée d'une cuve transparente (1) qui permet de recevoir l'eau issue du thermostat pour maintenir le fluide SF₆ à la température souhaitée.

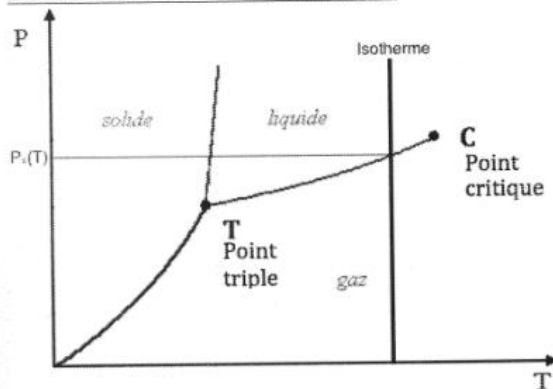
Ne jamais faire varier la pression, le volume ou la température si l'éprouvette n'est pas entièrement plongée dans l'eau

Mise en marche du bain thermostaté :

Le thermostat est constitué d'une résistance chauffante entourant une pompe qui permet de faire monter l'eau dans la cuve (1), un tuyau évacuant le trop plein et relié au bain permettant d'avoir une circulation continue d'eau. La température est lue sur un thermomètre plongeant dans l'eau de la cuve.

Vérifiez en appuyant sur le bouton du boîtier de commande du thermostat qu'il est réglé à température ambiante. Mettez la pompe en action : l'eau monte dans la cuve. Attendez que l'eau submerge complètement l'éprouvette puis bouchez avec votre main l'extrémité haute de la cuve, pour amorcer la circulation d'eau via le tuyau d'évacuation du trop plein. Coupez la pompe en cas de débordement !

Document : Isotherme d'Andrew

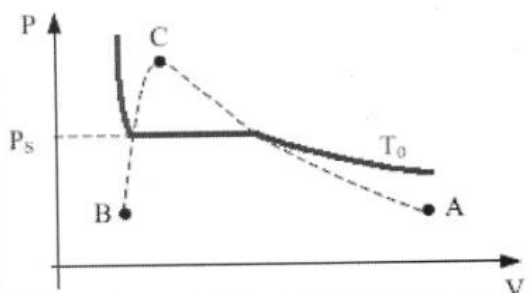
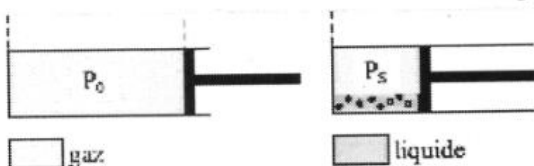


Dans le diagramme (T,P), une isotherme est une droite verticale.

Pour $T > T_c$ en augmentant la pression on passe continuellement d'un fluide dense à un fluide peu dense sans jamais voir de changement d'état : il s'agit du fluide dans l'état supercritique.

Pour $T_T < T < T_c$, en augmentant la pression, le gaz se transforme en liquide avec coexistence des deux phases à la pression de vapeur saturante $P_s(T)$.

Pour $T < T_T$ l'état liquide ne peut plus exister et en augmentant la pression le gaz se condense directement en solide.



Le fluide est enfermé dans un piston dont on fait varier le volume et qui est immergé dans un bain thermostaté. Lorsque le volume diminue, la pression augmente jusqu'à la valeur de la pression de vapeur saturante. La première goutte de liquide apparaît, la diminution de volume se poursuit à pression constante : le gaz peu dense se transforme en liquide plus dense. Lorsque la dernière bulle de gaz disparaît, une diminution de volume même très faible provoque une brusque augmentation de la pression du liquide quasi-incompressible.

Chaleur latente

- La chaleur latente (ou enthalpie massique de vaporisation), notée L_{vap} , exprimée en $J.kg^{-1}$, est l'énergie nécessaire pour vaporiser un kilogramme de liquide sous pression constante.
- Chaleur nécessaire pour vaporiser (à pression constante) une masse m de liquide : $Q_{vap} = m.L_{vap}$.
- Formule de Clapeyron : $Q_{vap} = m.L_{vap} = T \cdot \frac{dP_{sat}}{dT} \cdot (V_{gaz} - V_{liquide})$ (V_{gaz} est le volume occupé lors de l'apparition de la première goutte liquide et $V_{liquide}$ est le volume lors de la disparition de la dernière bulle de gaz).
- Formule de Rankine : (si $L_{vap} \approx C^{te}$, $V_{gaz} \ll V_{liquide}$ et le gaz est assimilable à un gaz parfait)
 $\ln(P_{sat}) = A - \frac{M.L_{vap}}{R} \cdot \frac{1}{T}$ où A est une constante (sans intérêt ici) et M la masse molaire du SF_6 .
- Masse molaire du SF_6 : $M = 146 g.mol^{-1}$.

Mesures à réaliser :

T(°C)	25	29	33	37	41 : tracez l'isotherme !	45	49
-------	----	----	----	----	---------------------------	----	----

Pour chacune des températures du tableau :

- Régler le thermostat. Attendre 5 à 10 minutes à chaque changement de températures pour s'assurer que le gaz est en équilibre thermodynamique avec l'eau du bain thermostaté.
- Faire varier le volume du fluide à l'aide du volant (Attention ne faites pas descendre le ménisque du mercure sous la plus petite graduation de l'éprouvette et NE FAITES PAS MONTER LA PRESSION JUSQU'À 50 bar ! LA PRESSION MONTE TRÈS VITE LORSQU'IL N'Y A QUE DU LIQUIDE !!!) : relevez le volume de fluide V_{gaz} d'apparition de la première goutte de liquide, le volume $V_{liquide}$ de disparition de la dernière bulle de gaz, la pression de saturation P_{sat} (faire varier suffisamment lentement le volume pour que la pression reste bien constante) constante durant l'équilibre liquide-vapeur.

Pout la température de 41 °C, tracez l'isotherme, en faisant varier le volume très lentement et en relevant pour une vingtaine de points le volume et la pression.

Mission 1

Tracez l'isotherme d'Andrew pour $T = 41$ °C en coordonnées de Clapeyron $P = f(V)$.

Sur le même graphique reportez pour chaque température T , les points de la courbe de liquide saturant ($P_{sat}, V_{liquide}$) et les points de la courbe de vapeur saturante (P_{sat}, V_{gaz}).

Précisez les domaine d'existence du liquide, du gaz et de l'équilibre liquide – vapeur.

Mission 2

Un gaz réel, s'éloigne de l'équation d'état du gaz parfait dès que la pression devient suffisamment importante :

Équation d'état du gaz parfait ($P < 2 Bar$) : $(PV)_{gaz\ parfait} = n.R.T$

Équation d'état du gaz réel : $(PV)_{gaz\ réel} \approx n.R.T(1 + k.P)$ où $k = f(T)$.

À partir du tracé en coordonnées d'Amagat (PV, P) et d'une modélisation, déterminez à partir de vos mesures pour $T = 41$ °C une estimation de la quantité de matière n de fluide SF_6 enfermé dans l'éprouvette.

Mission 3

À partir de la formule de Rankine et de vos mesures, tracez le graphique représentant $y = \ln(P_{sat})$ en fonction de $x = \frac{1}{T}$ et faite une modélisation pour estimer la valeur moyenne de la chaleur latente de vaporisation du SF_6 .

Mission 4 (pour aller plus loin...)

À partir de la formule de Clapeyron déterminez l'évolution de la chaleur latente L_{vap} en fonction de la température T .

DUREE : 2h	TP11 INTERFÉRENCES LUMINEUSES ET D'ONDES CENTIMÉTRIQUES	
------------	--	--

1. Rappel théorique

1.1 Caractéristiques générales du rayonnement électromagnétique

L'ensemble des propriétés du champ électromagnétique $\vec{E}$, $\vec{B}$, est contenu dans les équations de Maxwell, qui, dans le vide sans charge ni courant, s'écrivent :

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad \text{Équation de Maxwell-Gauss} \quad (1.1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Équation de Maxwell-Faraday} \quad (1.3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Équation de Maxwell-Ampère} \quad (1.4)$$

L'élimination de $\vec{B}$ entre les équations 1.3 et 1.4 conduit à l'équation 1.5

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (1.5)$$

Qui régit dans le vide la propagation du champ électrique $\vec{E}$ à la vitesse $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}} = 3,10^8 m.s^{-1}$.

Par élimination de $\vec{E}$ entre 1.3 et 1.4, une équation identique à 1.5 peut être obtenue pour le champ magnétique $\vec{B}$.

Une onde électromagnétique correspond donc à la propagation d'un champ électromagnétique $\vec{E}$, $\vec{B}$ avec une vitesse égale à c dans le vide. Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ne se propagent pas de manière indépendante, comme l'indiquent les équations 1.3 et 1.4. On peut aussi constater que les équations 1.5 admettent les ondes planes comme solutions particulières.

On considère une onde plane monochromatique, de pulsation ω , se propageant suivant la direction donnée par le vecteur unitaire $\vec{n}$. Elle s'écrit de la façon suivante :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.6)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.7)$$

où $\vec{r}$ indique la position et $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$ est appelé le vecteur d'onde.

Les vecteurs constants $\vec{E}_0$ et $\vec{B}_0$ donnent les amplitudes et les directions des champs électriques et magnétiques respectivement.

Les calculs sont notablement simplifiés en utilisant la notation complexe pour les champs précédents :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1.8)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1.9)$$

En effet, puisque les équations de Maxwell sont linéaires, il est toujours possible en fin de calcul de récupérer la partie réelle, représentant la quantité physique. Rappel :

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta \quad (1.10)$$

En remplaçant 1.9 dans les équations 1.1, 1.2 et 1.3, on montre que

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = \vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.11)$$

$$\vec{B} = \frac{\vec{n} \wedge \vec{E}}{c} \quad (1.12)$$

Les deux équations 1.11 montrent le caractère transversal du champ électromagnétique par rapport à la direction de propagation associée à $\vec{k}$ et l'équation 1.12 montre que le trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$ est direct. Le plan $(\vec{E}, \vec{B})$ s'appelle plan d'onde. On peut représenter une onde se propageant suivant O_z par la figure 1.1, à t fixé.

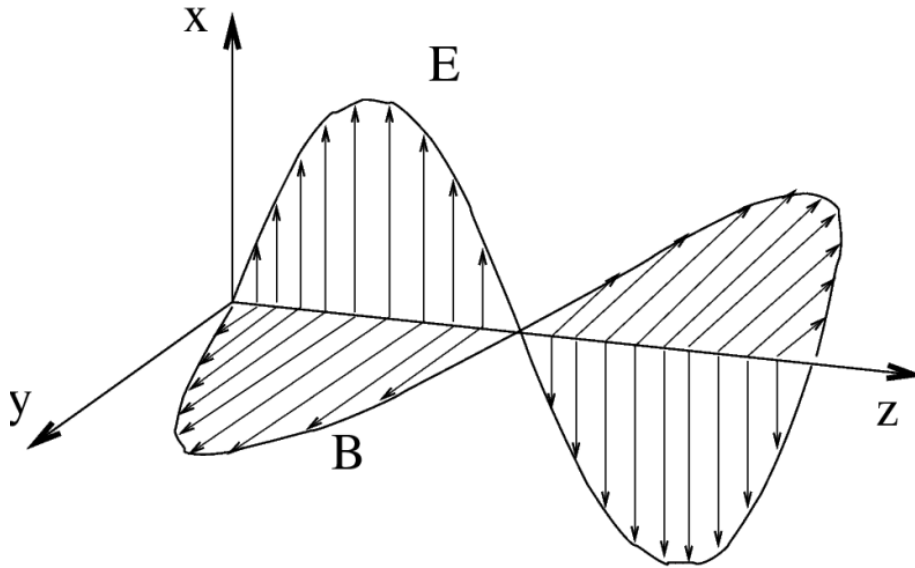


Figure 11.1.

1.2 Interférences et diffraction

Si $\vec{E}_1(\vec{r};t)$ et $\vec{E}_2(\vec{r};t)$ sont solution de l'équation des ondes 1.5, alors le champ $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ est également solution : les équations de Maxwell sont linéaires.

La superposition de deux ondes planes de même fréquence peut alors donner lieu à des interférences, à la condition minimale que les phases des deux ondes soient reliées. On dit alors que ces ondes sont cohérentes. En pratique on obtient deux sources cohérentes à partir d'une source unique dont on sépare le rayonnement en deux.

On peut décrire les phénomènes en jeu dans ce TP à partir du comportement du champ électrique $\vec{E}$, car la plupart des détecteurs en optique, et en particulier les yeux, détectent le champ $\vec{E}$. Aussi, pour la suite, on appellera vibration S le scalaire correspondant à la composante du champ électrique $\vec{E}$ suivant l'axe xx' .

1.2.1 Interférences par une double fente d'Young sans diffraction au niveau de chaque fente

Le dispositif expérimental est celui dit des fentes d'Young, représenté sur la figure 11.2, où a est la largeur des fentes F_1 et F_2 et b est la distance entre ces fentes. On note D la distance OO' entre les fentes et l'écran. Les vibrations émergeant par chaque fente interfèrent en un point P de l'écran.

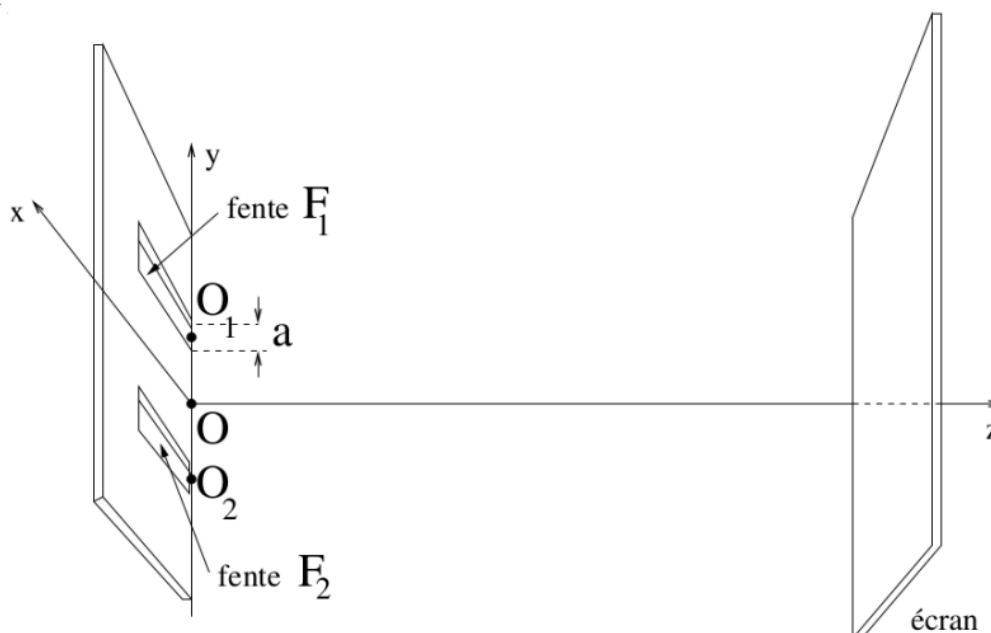


Figure 11.2.

Dans cette partie on considèrera que les fentes sont suffisamment fines pour que la projection des fentes dans le plan O_{YZ} soient des points O_1 et O_2 ; c'est-à-dire qu'on ne tiendra pas compte de la diffraction au niveau de chaque fente.

En P, la vibration issue de F_1 sera prise comme référence des phases et s'écrira $S_1 = A \cos(\omega t)$, tandis que celle issue de F_2 s'écrira $S_2 = A \cos(\omega t - \Phi)$. Le déphasage Φ de la vibration 2 par rapport à la vibration 1 est liée à la différence O_2H de chemin optique entre O_1P et O_2P , indiquée sur la figure 11.3.

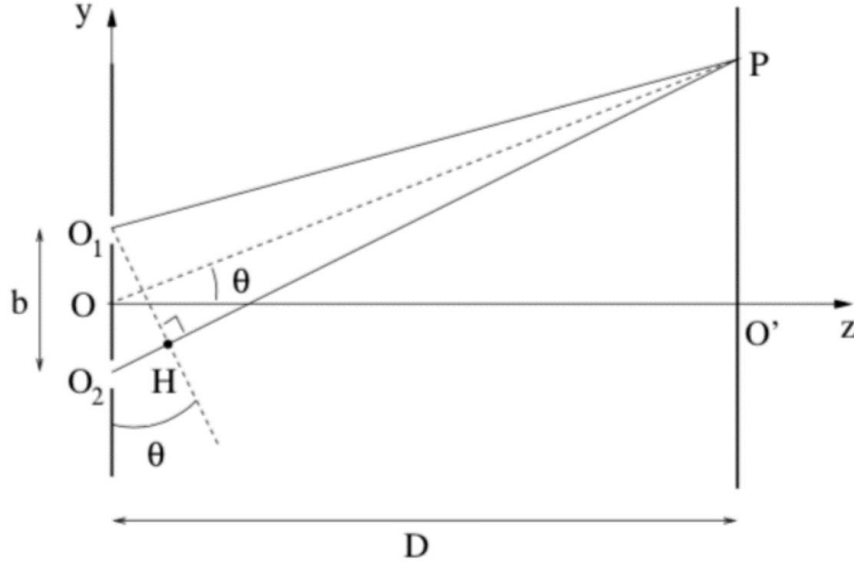


Figure 11.3.

C'est-à-dire que

$$\Phi = 2\pi \frac{O_2H}{\lambda} = 2\pi \frac{b \sin \theta}{\lambda}. \quad (1.13)$$

La vibration resultante au point P est

$$S(P) = S_1 + S_2 = A \cos(\omega t) + A \cos(\omega t - \Phi) \quad (1.14)$$

En appliquant la relation

$$\cos p + \cos q = 2 \cos \left(\frac{p+q}{2} \right) \cos \left(\frac{p-q}{2} \right), \quad (1.15)$$

on obtient

$$S(P) = 2A \cos \left(\frac{\pi b \sin \theta}{\lambda} \right) \cos \left(\omega t - \frac{\Phi}{2} \right) \quad (1.16)$$

On constate donc que $S(P)$ est une vibration sinusoïdale d'amplitude $A(\theta)$ avec

$$\boxed{A(\theta) = 2A \cos \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda}}, \quad (1.17)$$

qui, à mesure que l'on fait varier θ en déplaçant le point P sur l'écran, passe par des maxima, visibles sur l'écran comme des franges lumineuses, et des minima, visibles comme des franges sombres. Les maxima ont lieu pour

$$\frac{\pi b \sin \theta}{\lambda} = n\pi, \quad (1.18)$$

Avec n entier, c'est-à-dire pour

$$\sin \theta = n \frac{\lambda}{b}. \quad (1.19)$$

Or, comme $D \gg y_p$ on a

$$\sin \theta \cong \tan \theta \cong \frac{y_p}{D}, \quad (1.20)$$

Et donc on a des maxima pour

$$y_p \cong n \frac{D\lambda}{b}. \quad (1.21)$$

Deux franges lumineuses consécutives seront donc séparées par un interfrange i tel que

$$i = \frac{\lambda D}{b} \quad (1.22)$$

1.2.2 Diffraction par une fente

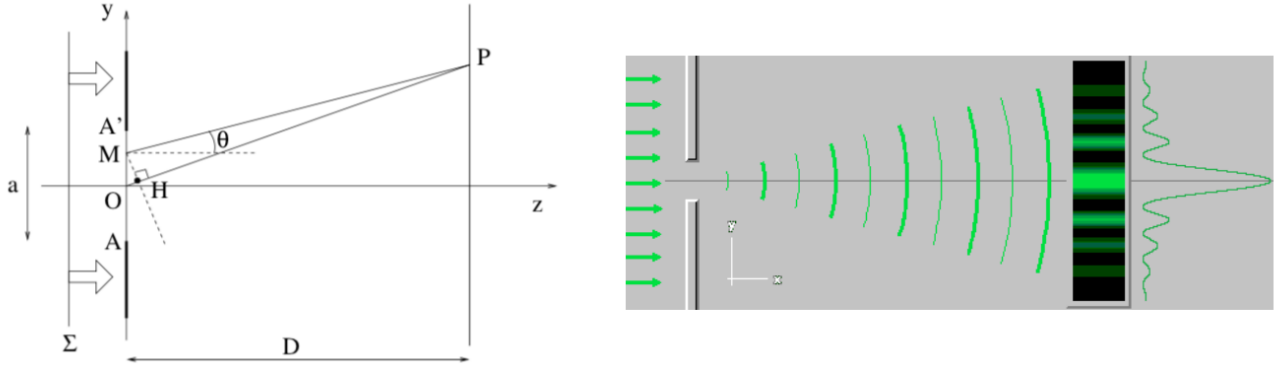


Figure 11.4.

On considère sur la figure 11.4 une onde plane se propageant parallèlement à l'axe O_z . Le plan d'onde Σ de l'onde incidente qui va coïncider avec le plan de la fente de largeur $AA' = a$ est un plan équiphase, où les vibrations des points du plan ont une phase identique. L'écran est supposé loin de AA' .

Pour déterminer l'amplitude de la vibration en un point P dans le cas d'une fente, on applique le **principe de Huygens-Fresnel**, base des calculs de diffraction, qui considère que **chaque point de la fente se comporte comme une source secondaire**. L'amplitude de la vibration en un point P sera alors l'intégrale des amplitudes des vibrations émises par ces sources réparties entre A et A'.

Le point central O de la fente, pris avec son voisinage immédiat dy , rayonne dans toutes les directions, et en particulier dans la direction θ du point P, qui reçoit alors une vibration $dS(P) = A_0 \cos(\omega t) dy$. On a choisi cette vibration issue du point O comme origine des phases, c'est-à-dire avec une phase nulle. On peut le faire pour chaque point P car l'intensité lumineuse finale ne dépend pas de la phase globale, elle ne dépend que des différences de phase entre les contributions M.

Maintenant on considère le rayonnement issu d'un point M, situé entre A et A', et de son voisinage immédiat dy . Comme l'écran est supposé loin de la fente, comparé à la distance AA' , l'angle du rayon MP est presque identique à celui du rayon OP, c'est-à-dire θ . Alors P reçoit de M une vibration $dS(P) = A_0 \cos(\omega t - \Phi) dy$, où le déphasage Φ est dû à la différence OH de chemin optique entre MP et OP, comme on le voit sur la figure 11.4. On a ainsi, avec

$$\Phi = 2\pi \frac{OH}{\lambda} = \frac{2\pi y \sin \theta}{\lambda}. \quad (1.23)$$

La vibration totale reçue par le point P, $S(P)$, s'obtient en intégrant sur toute la largeur de la fente

$$S(P) = A_0 \int_{-a/2}^{a/2} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi y \sin \theta}{\lambda}\right) dy \quad (1.24)$$

$$= -\frac{\lambda A_0}{2\pi \sin \theta} \left[\sin\left(\omega t - \frac{2\pi y \sin \theta}{\lambda}\right) \right]_{y=-a/2}^{y=a/2} \quad (1.25)$$

$$= -\frac{\lambda A_0}{2\pi \sin \theta} \left[\sin\left(\omega t - \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda}\right) - \sin\left(\omega t + \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda}\right) \right] \quad (1.26)$$

En utilisant l'identité $\sin(p - q) + \sin(p + q) = 2 \cos p \sin q$, on obtient

$$S(P) = \frac{a\lambda A_0}{\pi a \sin \theta} \sin \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \cos(\omega t) = A(\theta) \cos(\omega t). \quad (1.27)$$

La vibration résultante est donc une sinusoïde de pulsation ω et d'amplitude $A(\theta)$ avec

$$A(\theta) = aA_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)}. \quad (1.28)$$

On appelle intensité de l'onde l'énergie électromagnétique reçue pendant une seconde par une surface d'un m^2 normale au vecteur d'onde. Elle est proportionnelle au carré de l'amplitude de la vibration, et est donc de la forme :

$$I(\theta) = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)} \right]^2 = I_0 \left[\text{sinc}\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right) \right]^2, \quad (1.29)$$

où *sinc* est la fonction « sinus cardinal ».

Ainsi, $I(\theta)$ sera minimum pour

$$\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} = n\pi, \quad (1.30)$$

Soit pour

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{a}, \quad (1.31)$$

avec n entier. La fonction $I = f(\theta)$ normalisée est représentée sur la figure 11.5.

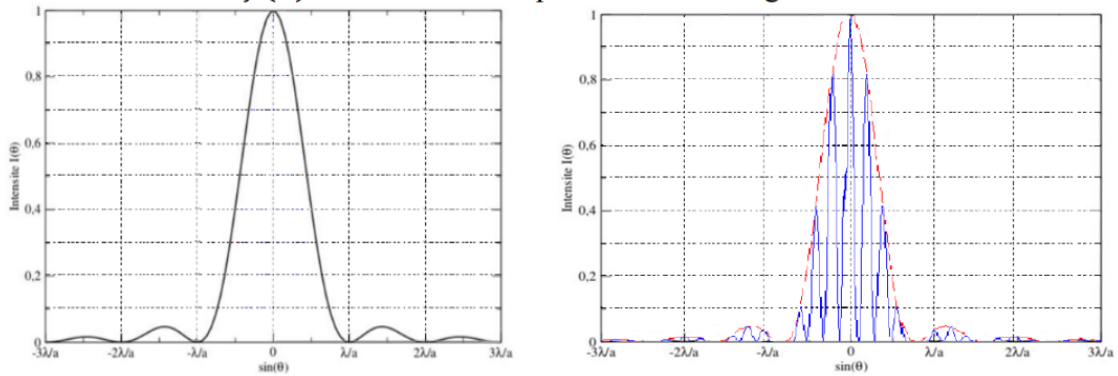


Figure 11.5.

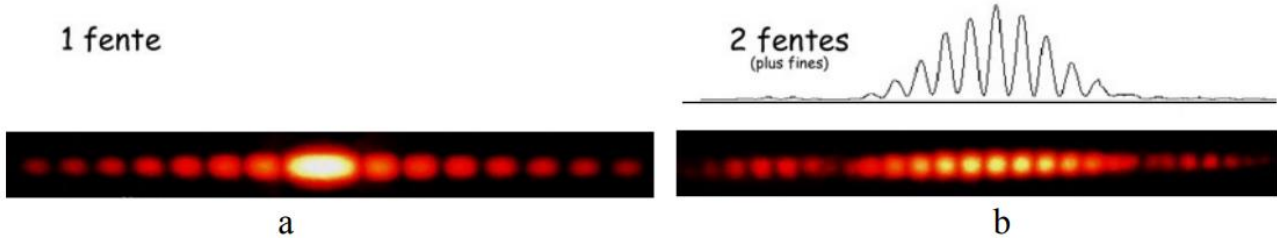


Figure 11.6.

D'après ce calcul, la tache lumineuse centrale (figure 11.6a) sur un écran à une distance $D \gg y_p$ sera d'autant plus grande que a est petit, et la mesure de sa largeur permet de déterminer la longueur d'onde λ si a est connu.

1.2.3 Interférences par une double fente d'Young avec diffraction aux fentes

Si on tient compte maintenant de la diffraction engendrée par chaque fente de largeur a dans le dispositif d'Young, l'amplitude de la vibration résultante $S(P)$, qui était

$$S(P) = 2A \cos\left(\frac{\pi b \sin \theta}{\lambda}\right) \quad (1.32)$$

dans le cas du 4, devient

$$2A(\theta) \cos\frac{\pi b \sin \theta}{\lambda}, \quad (1.33)$$

avec

$$A(\theta) = aA_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)}, \quad (1.34)$$

Comme cela est montré dans la section précédente sur la diffraction par une fente de largeur a . Pour s'en convaincre, il suffit de se rappeler que la vibration $S(P)$ arrivant en un point P de l'écran est définie à une phase Φ_0 près qui dépend du chemin optique OP . Dans le cas d'une seule fente on avait choisi cette phase nulle car elle n'intervenait pas dans l'amplitude finale ; mais ici chacune des deux fentes va donner une phase différente, et l'écart est précisément la différence de chemin optique entre les deux fentes, qui ne dépend que de P . Ainsi, en fonction de P , les figures (figure 11.6b) de diffraction des deux fentes vont interférer constructivement ou destructivement, ce qui revient mathématiquement à moduler l'amplitude due à la diffraction par celle due aux interférences.

L'intensité lumineuse est alors donnée par le carré de cette amplitude, soit

$$I(\theta) = 4I_0 B(\theta)^2 C(\theta)^2 \quad (1.35)$$

où

$$B(\theta) = \sin\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right) \quad (1.36)$$

$$\text{vient de la diffraction et } c(\theta) = \cos\frac{\pi b \sin \theta}{\lambda} \quad (1.37)$$

2. Étude expérimentales des interférences avec des ondes lumineuses

2.1 Interférences sur une cuve à onde

Dispositif de cuve à onde

La cuve à onde est un dispositif pédagogique permettant de visualiser des ondes à la surface d'une mince couche d'eau. Différents objets adaptables sur la tige permettent de produire des ondes circulaire ou plane ou deux ondes circulaires tandis que des obstacles permettent d'étudier les phénomènes de réfraction ou de diffraction.

Mission :

Visualiser des interférences à deux ondes fait avec un double batteur distant d'une largeur b . Décrire le phénomène.

2.2 Étude des interférences par deux fentes

2.2.1 Interférence avec des doubles fentes d'Young

On dispose d'un laser et de trois doubles fentes avec des distances b entre les fentes qui sont indiqués sur des étiquettes au-dessus ou à côté des bancs optiques en salle de TP.

a. Étude qualitative

- Interposer les fentes sur le trajet du faisceau laser et observer les franges sur un écran.
- Étudier l'influence de l'écartement des fentes sur l'interfrange.

b. Étude quantitative

- Mesurer dans les trois cas l'interfrange i correspondant et la distance D fentes-écran, et en déduire à chaque fois la longueur d'onde de la lumière émise par le laser.
- Évaluer l'incertitude sur chaque λ obtenu, et en déduire si vos résultats sont bien cohérents.

3. Étude expérimentales des interférences avec des ondes centimétriques

3.1 Matériel

L'analyse des ondes centimétriques pour leurs propriétés ondulatoires reproduit l'étude optique des ondes lumineuses. Cette correspondance se retrouve également dans les appareils utilisés, entre les différents éléments d'un montage d'optique et ceux du montage d'hyperfréquences que nous allons utiliser.

En effet, nous avons successivement :

- La partie émission : le klystron avec son alimentation jouera le rôle de la lampe source et de son alimentation.
De plus, le klystron émet directement un rayonnement polarisé rectilignement dont la direction du champ $\vec{E}$ correspond au petit côté du cornet émetteur.
- Le goniomètre : c'est le dispositif qui permet d'orienter le récepteur dans une direction formant un angle θ avec l'axe d'émission du klystron. Il fonctionne selon le même principe que le goniomètre optique.
- La partie réception-détection : le cornet récepteur ainsi que le cristal détecteur qu'il contient feront fonction de lunette d'observation. La tension V aux bornes du cristal est proportionnelle à l'intensité I du rayonnement dans la direction du petit côté du cornet, c'est-à-dire qu'il se comporte comme un analyseur. On appellera α l'angle de rotation du cornet.
On mesurera en fait à l'aide d'un voltmètre (qui remplacera l'œil de l'observateur dans le visible) la tension V du récepteur après amplification.

Cet ensemble est résumé sur les figures 11.7 et 11.8.

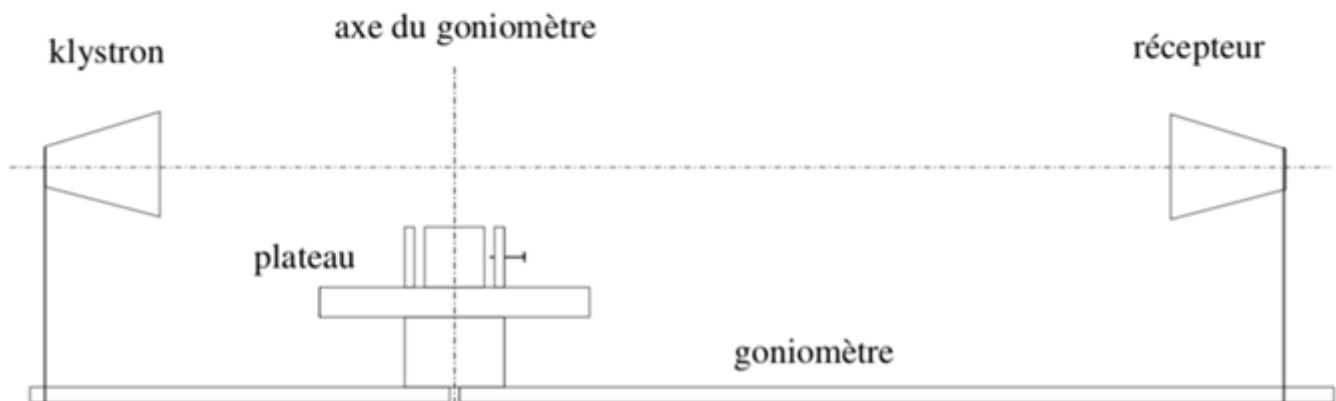


Figure 11.7.

3.2 Réglages préliminaires

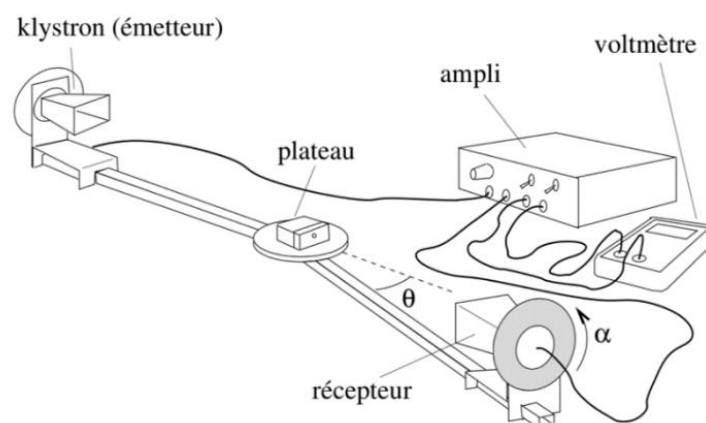


Figure 11.8.

La tension mesurée par le voltmètre dépend du niveau d'amplification, réglée par le bouton du boîtier. Cette amplification doit rester la même au cours d'une même manipulation.

Attention les mouvements d'objets métallique (montres, colliers, gourmets...) près du plateau perturbent l'onde. Il donc recommandé de s'éloigner du plateau.

3.3 Interférences avec des ondes centimétriques

Dans cette expérience, on va interposer une plaque d'aluminium percée de deux fentes sur le plateau entre le klystron et le récepteur. On veut retrouver le profil de l'intensité de l'onde de l'expérience des fentes d'Young, puis l'utiliser pour mesurer la longueur d'onde du signal émis par le klystron.

- On place d'abord le récepteur à l'angle $\alpha = 0$. Il y restera pendant toute cette expérience. C'est seulement l'angle θ du goniomètre qui variera.
- Fixer la plaque comportant les deux fentes sur le plateau. On fera attention à centrer les deux fentes par rapport au support pour que l'expérience soit bien symétrique autour du plan $\theta = 0$.
- Vérifier que les hypothèses sur b , r et λ sont bien satisfaites.
- Mesurer la tension V du voltmètre en fonction de l'angle θ du goniomètre. Faire en sorte de relever surtout les points particuliers de la courbe : ses maxima et ses minima.
- Représenter la tension V en fonction de $\sin(\theta)$ et commenter la courbe.
- On veut évaluer la longueur d'onde λ de l'onde à partir de ses minima, en l'identifiant votre courbe. Pour évaluer la précision des mesures et l'incertitude du résultat, calculer comment fluctue la valeur de λ selon le minimum utilisé.

3.4 Ondes stationnaires avec des ondes centimétriques

Dans cette expérience, on va interposer une plaque métallique sur le plateau en face du klystron, de façon à engendrer une onde stationnaire (voir figure 7).

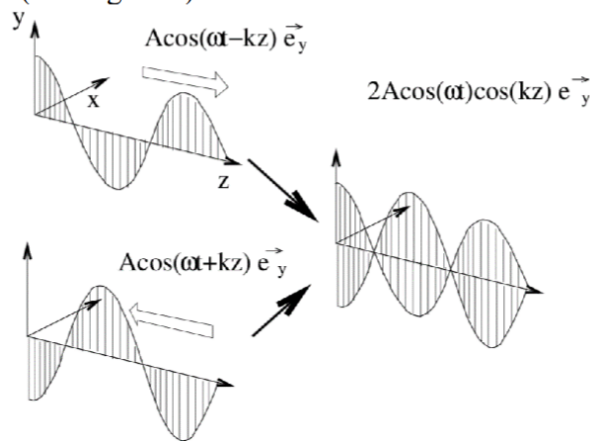


Figure 11.9.

- Placer une plaque métallique sur le plateau, perpendiculairement à l'axe du klystron.
- A l'aide de la sonde de détection, vérifier qu'on a bien une onde stationnaire entre le klystron et la plaque. Justifier par écrit les éléments qui vous permettent de l'affirmer sans ambiguïté.
- Déterminer la distance entre deux nœuds successifs. En déduire la longueur d'onde de l'onde stationnaire.

DUREE : 2h	TP12 DIFFRACTION LUMINEUSES ET D'ONDES CENTIMÉTRIQUES	
------------	--	--

1. Rappel théorique

1.1 Caractéristiques générales du rayonnement électromagnétique

L'ensemble des propriétés du champ électromagnétique $\vec{E}$, $\vec{B}$, est contenu dans les équations de Maxwell, qui, dans le vide sans charge ni courant, s'écrivent :

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad \text{Équation de Maxwell-Gauss} \quad (1.1)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Équation de Maxwell-Faraday} \quad (1.3)$$

$$\text{rot } \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Équation de Maxwell-Ampère} \quad (1.4)$$

L'élimination de $\vec{B}$ entre les équations 1.3 et 1.4 conduit à l'équation 1.5

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (1.5)$$

Qui régit dans le vide la propagation du champ électrique $\vec{E}$ à la vitesse $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}} = 3,10^8 m.s^{-1}$.

Par élimination de $\vec{E}$ entre 1.3 et 1.4, une équation identique à 1.5 peut être obtenue pour le champ magnétique $\vec{B}$.

Une onde électromagnétique correspond donc à la propagation d'un champ électromagnétique $\vec{E}$, $\vec{B}$ avec une vitesse égale à c dans le vide. Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ne se propagent pas de manière indépendante, comme l'indiquent les équations 1.3 et 1.4. On peut aussi constater que les équations 1.5 admettent les ondes planes comme solutions particulières.

On considère une onde plane monochromatique, de pulsation ω , se propageant suivant la direction donnée par le vecteur unitaire $\vec{n}$. Elle s'écrit de la façon suivante :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.6)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.7)$$

où $\vec{r}$ indique la position et $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$ est appelé le vecteur d'onde.

Les vecteurs constants $\vec{E}_0$ et $\vec{B}_0$ donnent les amplitudes et les directions des champs électriques et magnétiques respectivement.

Les calculs sont notablement simplifiés en utilisant la notation complexe pour les champs précédents :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1.8)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1.9)$$

En effet, puisque les équations de Maxwell sont linéaires, il est toujours possible en fin de calcul de récupérer la partie réelle, représentant la quantité physique. Rappel :

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta \quad (1.10)$$

En remplaçant 1.9 dans les équations 1.1, 1.2 et 1.3, on montre que

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = \vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.11)$$

$$\vec{B} = \frac{\vec{n} \wedge \vec{E}}{c} \quad (1.12)$$

Les deux équations 1.11 montrent le caractère transversal du champ électromagnétique par rapport à la direction de propagation associée à $\vec{k}$ et l'équation 1.12 montre que le trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$ est direct. Le plan $(\vec{E}, \vec{B})$ s'appelle plan d'onde. On peut représenter une onde se propageant suivant O_z par la figure 1.1, à t fixé.

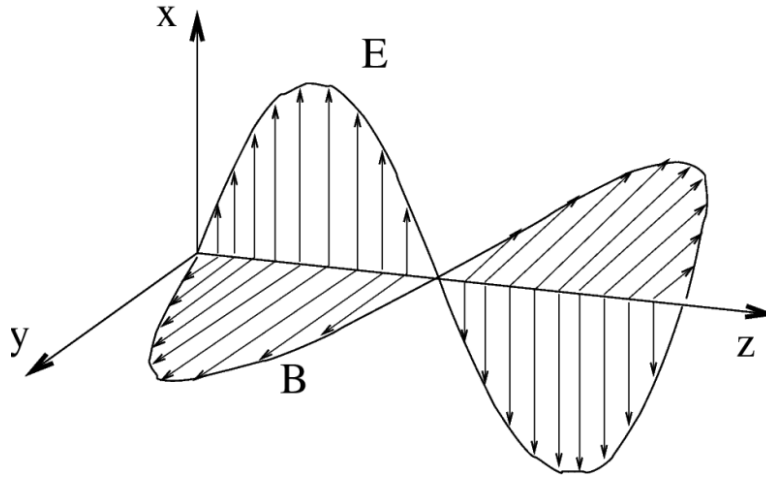


Figure 12.1.

1.2 Diffraction

Si $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ et $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ sont solution de l'équation des ondes 1.5, alors le champ $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ est également solution : les équations de Maxwell sont linéaires.

La superposition de deux ondes planes de même fréquence peut alors donner lieu à des interférences, à la condition minimale que les phases des deux ondes soient reliées. On dit alors que ces ondes sont cohérentes. En pratique on obtient deux sources cohérentes à partir d'une source unique dont on sépare le rayonnement en deux.

On peut décrire les phénomènes en jeu dans ce TP à partir du comportement du champ électrique $\vec{E}$, car la plupart des détecteurs en optique, et en particulier les yeux, détectent le champ $\vec{E}$. Aussi, pour la suite, on appellera vibration S le scalaire correspondant à la composante du champ électrique $\vec{E}$ suivant l'axe xx' .

1.2.1 Diffraction par une fente

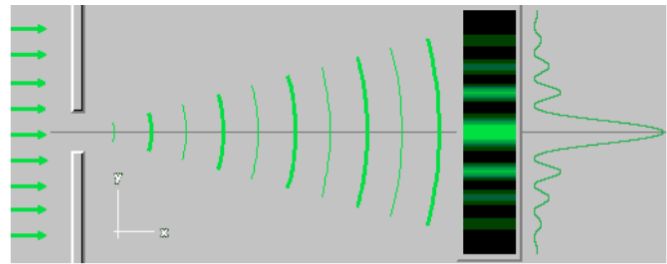
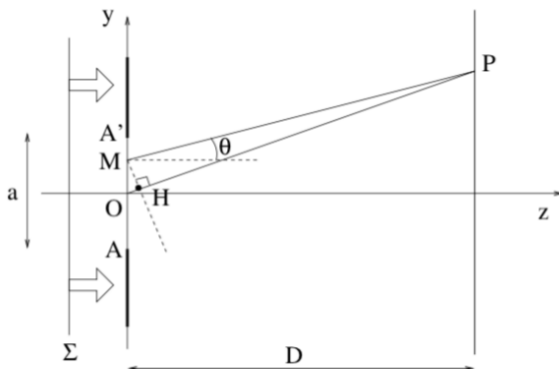


Figure 12.2.

On considère sur la figure 12.2 une onde plane se propageant parallèlement à l'axe Oz . Le plan d'onde Σ de l'onde incidente qui va coïncider avec le plan de la fente de largeur $AA' = a$ est un plan équiphasé, où les vibrations des points du plan ont une phase identique. L'écran est supposé loin de AA' .

Pour déterminer l'amplitude de la vibration en un point P dans le cas d'une fente, on applique le **principe de Huygens-Fresnel**, base des calculs de diffraction, qui considère que **chaque point de la fente se comporte comme une source secondaire**. L'amplitude de la vibration en un point P sera alors l'intégrale des amplitudes des vibration émises par ces sources réparties entre A et A'.

Le point central O de la fente, pris avec son voisinage immédiat dy , rayonne dans toutes les directions, et en particulier dans la direction θ du point P, qui reçoit alors une vibration $dS(P) = A_0 \cos(\omega t) dy$. On a choisi cette vibration issue du point O comme origine des phases, c'est-à-dire avec une phase nulle. On peut le faire pour chaque point P car l'intensité lumineuse finale ne dépend pas de la phase globale, elle ne dépend que des différences de phase entre les contributions M.

Maintenant on considère le rayonnement issu d'un point M, situé entre A et A', et de son voisinage immédiat dy . Comme l'écran est supposé loin de la fente, comparé à la distance AA', l'angle du rayon MP est presque identique à celui du rayon OP, c'est-à-dire θ . Alors P reçoit de M une vibration $dS(P) = A_0 \cos(\omega t - \Phi) dy$, où le déphasage Φ est du à la différence OH de chemin optique entre MP et OP, comme on le voit sur la figure 12.2. On a ainsi, avec

$$\Phi = 2\pi \frac{OH}{\lambda} = \frac{2\pi y \sin \theta}{\lambda}. \quad (1.23)$$

La vibration totale reçue par le point P, $S(P)$, s'obtient en intégrant sur toute la largeur de la fente

$$S(P) = A_0 \int_{-a/2}^{a/2} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi y \sin \theta}{\lambda}\right) dy \quad (1.24)$$

$$= -\frac{\lambda A_0}{2\pi \sin \theta} \left[\sin\left(\omega t - \frac{2\pi y \sin \theta}{\lambda}\right) \right]_{y=-a/2}^{y=a/2} \quad (1.25)$$

$$= -\frac{\lambda A_0}{2\pi \sin \theta} \left[\sin\left(\omega t - \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda}\right) - \sin\left(\omega t + \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda}\right) \right] \quad (1.26)$$

En utilisant l'identité $\sin(p - q) + \sin(p + q) = 2 \cos p \sin q$, on obtient

$$S(P) = \frac{a \lambda A_0}{\pi a \sin \theta} \sin \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \cos(\omega t) = A(\theta) \cos(\omega t). \quad (1.27)$$

La vibration résultante est donc une sinusoïde de pulsation ω et d'amplitude $A(\theta)$ avec

$$A(\theta) = a A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)}. \quad (1.28)$$

On appelle intensité de l'onde l'énergie électromagnétique reçue pendant une seconde par une surface d'un m^2 normale au vecteur d'onde. Elle est proportionnelle au carré de l'amplitude de la vibration, et est donc de la forme :

$$I(\theta) = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right)} \right]^2 = I_0 \left[\text{sinc}\left(\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}\right) \right]^2, \quad (1.29)$$

où *sinc* est la fonction « sinus cardinal ».

Ainsi, $I(\theta)$ sera minimum pour

$$\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} = n\pi, \quad (1.30)$$

Soit pour

$$\sin \theta = \frac{n\lambda}{a} \quad (1.31)$$

Avec n entier. La fonction $I = f(\theta)$ normalisée est représentée sur la figure 12.3.

D'après ce calcul, la tache lumineuse centrale (figure 12.4) sur un écran à une distance $D \gg y_p$ sera d'autant plus grande que a est petit, et la mesure de sa largeur permet de déterminer la longueur d'onde λ si a est connu.

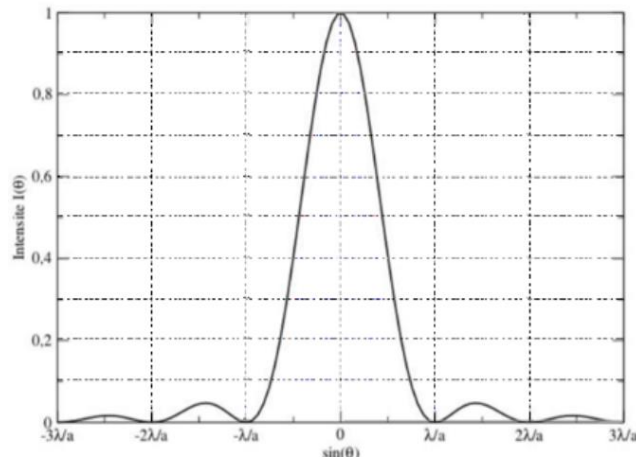


Figure 12.3.

1 fente



Figure 12.4.

2. Étude expérimentales de diffraction avec des ondes lumineuses

2.1 Diffraction sur une cuve à onde

Dispositif de cuve à onde

La cuve à onde est un dispositif pédagogique permettant de visualiser des ondes à la surface d'une mince couche d'eau. Différents objets adaptables sur la tige permettent de produire des ondes circulaire ou plane ou deux ondes circulaires tandis que des obstacles permettent d'étudier les phénomènes de réfraction ou de diffraction.

Mission :

Visualiser la diffraction fait entre deux obstacles laissant une ouverture de largeur a . Décrire le phénomène. Que devient-il lorsque a augmenté ou diminué.

2.2 Etude de la diffraction par un fente et des interférences par deux fentes

2.2.1 Diffraction par une fente

On dispose d'un laser et de trois fentes simples de largeurs qui sont indiqués sur des étiquettes au-dessus ou à côté des bancs optiques en salle de TP.

a. Etude qualitative

- interposer successivement les trois fentes simples sur le trajet du faisceau laser et observer sur un écran la figure de diffraction ainsi engendrée.
- étudier l'influence de la largeur de la fente sur les dimensions de la tache centrale.

b. Etude quantitative

On veut mesurer précisément l'intensité lumineuse Φ en chaque point de la figure de diffraction, grâce à une photodiode en polarisation inverse. Pour cela on réalise le montage de la figure 12.5.

Le courant inverse I d'une photodiode est proportionnel à l'intensité lumineuse Φ qu'elle reçoit, et la tension U_R aux bornes de la résistance $R = 1k\Omega$, placée en série avec elle, sera donc proportionnelle à cette intensité lumineuse Φ .

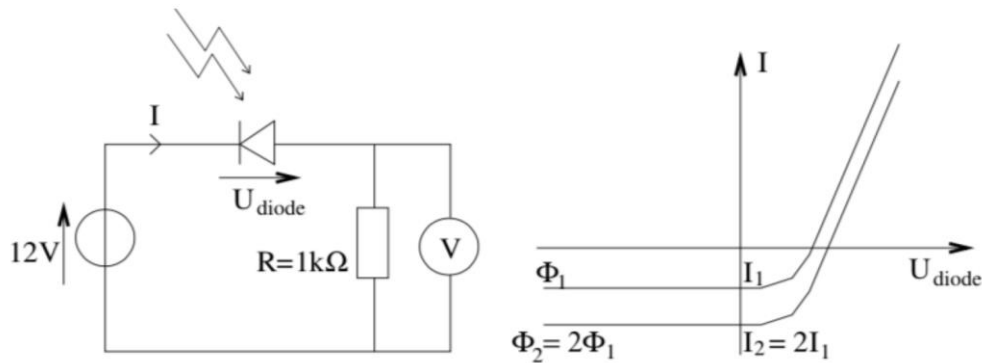


Figure 12.5.

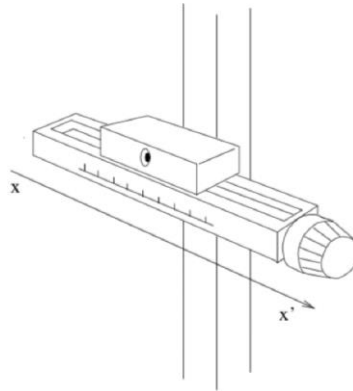


Figure 12.6.

Comme on le voit sur la figure 12.6, la photodiode est montée sur un chariot mobile qui permet de la déplacer horizontalement suivant xx' , et d'explorer ainsi la tache de diffraction.

- Tracer la courbe $U_R = f(x)$, en indiquant les incertitudes pour chaque point. En déduire la longueur d'onde λ du laser en utilisant la largeur a de la fente utilisée. Comparer éventuellement avec la valeur fournie par le constructeur.
- Evaluer l'incertitude sur le λ ainsi obtenu.

3. Étude expérimentales de la diffraction avec des ondes centimétriques

3.1 Matériel et réglages

3.1.1 Description du dispositif

L'analyse des ondes centimétriques pour leurs propriétés ondulatoires reproduit l'étude optique des ondes lumineuses. Cette correspondance se retrouve également dans les appareils utilisés, entre les différents éléments d'un montage d'optique et ceux du montage d'hyperfréquences que nous allons utiliser.

En effet, nous avons successivement :

- La partie émission : le klystron avec son alimentation jouera le rôle de la lampe source et de son alimentation.
De plus, le klystron émet directement un rayonnement polarisé rectilignement dont la direction du champ $\vec{E}$ correspond au petit côté du cornet émetteur.
- Le goniomètre : c'est le dispositif qui permet d'orienter le récepteur dans une direction formant un angle θ avec l'axe d'émission du klystron. Il fonctionne selon le même principe que le goniomètre optique.
- La partie réception-détection : le cornet récepteur ainsi que le cristal détecteur qu'il contient feront fonction de lunette d'observation. La tension V aux bornes du cristal est proportionnelle à l'intensité I du rayonnement dans la direction du petit côté du cornet, c'est-à-dire qu'il se comporte comme analyseur. On appellera α l'angle de rotation du cornet.
On mesurera en fait à l'aide d'un voltmètre (qui remplacera l'œil de l'observateur dans le visible) la tension V du récepteur après amplification.

Cet ensemble est résumé sur les figures 12.7 et 12.8.

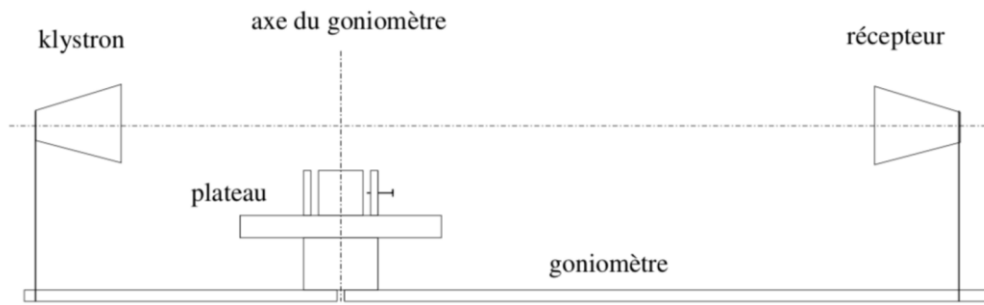


Figure 12.7.

3.1.2 Réglages préliminaires

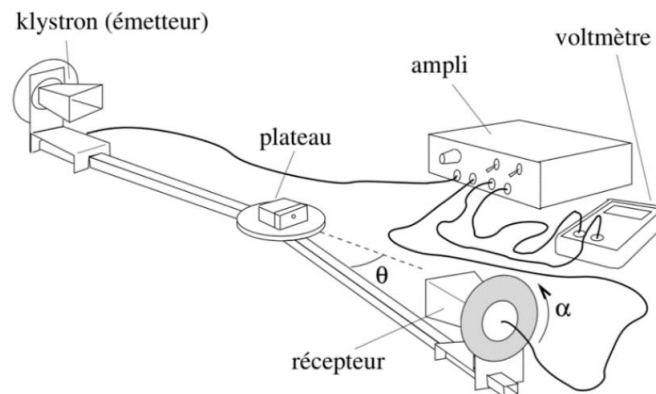


Figure 12.8.

La tension mesurée par le voltmètre dépend du niveau d'amplification, réglée par le bouton du boîtier. Cette amplification doit rester la même au cours d'une même manipulation. Attention les mouvements d'objets métallique (montres, colliers, gourmets...) près du plateau perturbent l'onde. Il donc recommandé de s'éloigner du plateau.

3.2 Étude des phénomènes de polarisation

3.2.1 Loi de Malus avec des ondes centimétriques

- On place d'abord le récepteur à l'angle $\theta = 0$ du goniomètre. Il y restera pendant toute cette expérience.
- Vérifier que le klystron et le récepteur sont orientés avec leurs petits côtés parallèles. Cela correspond à l'angle $\alpha = 0$ du récepteur.
- Ajuster l'amplification à une valeur raisonnable selon vous, et ne plus y toucher.
- Faire pivoter le récepteur autour d'un axe (radial) **horizontal**, et mesurer la tension du voltmètre en fonction de α . On pivotera le récepteur dans les deux sens de façon à vérifier la symétrie du dispositif.
- Tracer V en fonction de $\cos^2(\alpha)$ avec ses barres d'erreur et commenter.

Demander des explications à l'enseignant : Pour chaque mesure vous devez orienter le récepteur de manière à avoir le maximum de signal. Votre amplificateur doit être réglé au maximum.

3.2.2 Effet d'une grille conductrice

Dans cette expérience, on va interposer une grille sur le plateau entre le klystron et le récepteur. On veut déterminer comment la polarisation de l'onde est modifiée par la grille. La grille pivote autour d'un axe horizontal selon un angle β , représenté sur la figure 12.9.

- On place d'abord le récepteur à l'angle $\theta = 0$ du goniomètre. Il y restera pendant toute cette expérience.
- Vérifier que le klystron et le récepteur sont orientés avec leurs petits côtés parallèles.
- Maintenant, interposer la grille entre l'émetteur et le récepteur, de sorte que ses barres soient horizontales, et remesurer V . Commenter.
- Faire tourner le récepteur autour de son axe **horizontal** et mesurer V en fonction de $\cos^2(\alpha)$. L'onde est-elle toujours polarisée rectilignement ?

- Maintenant on fait tourner la grille selon un angle de β . Trouver l'angle α_m pour lequel la tension V_m reçue est maximale. Comparer α_m et β . Refaire la même chose pour plusieurs valeurs de β puis représenter V_m en fonction de $\cos^2(\beta)$.
- Quelle est l'action de la grille sur la polarisation de l'onde ? Faire quelques mesures supplémentaires pour vérifier votre conjecture.

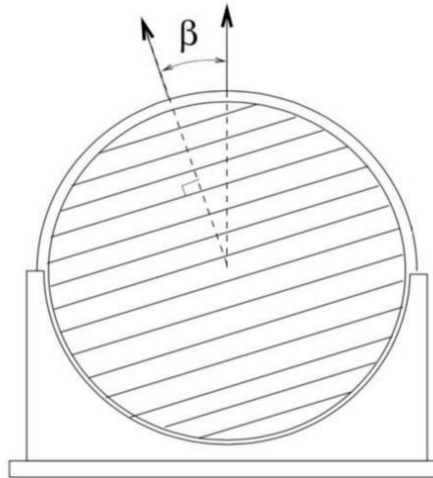


Figure 12.9.

3.3 Diffraction avec des ondes centimétriques

Dans cette expérience, on va interposer une plaque d'aluminium percée d'une fente sur le plateau entre le klystron et le récepteur. On veut retrouver le profil de l'intensité de l'onde tracé sur la figure 12.10, puis l'utiliser pour mesurer la longueur d'onde du signal émis par le klystron.

- On place d'abord le récepteur à l'angle $\alpha = 0$. Il y restera pendant toute cette expérience. C'est seulement l'angle θ du goniomètre qui variera.
- Fixer la plaque comportant une fente de largeur $a = 6,0$ cm sur le plateau. On fera attention à centrer la fente par rapport au support pour que l'expérience soit bien symétrique autour du plan $\theta = 0$.

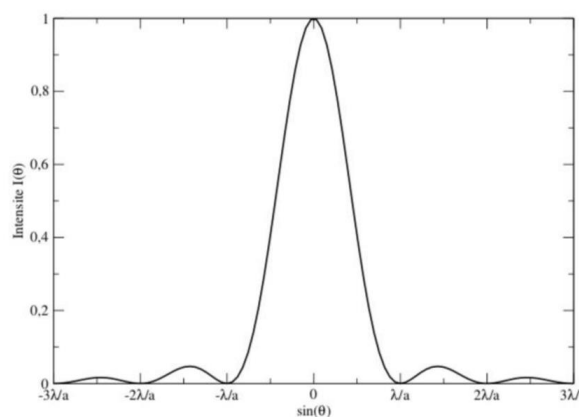


Figure 12.10.

- Vérifier que les hypothèses sur a , r et λ de la section 2 sont bien satisfaites.
- Mesurer la tension V du voltmètre en fonction de l'angle θ du goniomètre. Faire en sorte de relever surtout les points particuliers de la courbe : ses maxima et ses minima.
- Représenter la tension V en fonction de $\sin(\theta)$ et commenter la courbe.
- On veut évaluer la longueur d'onde λ de l'onde à partir de ses minima, en l'identifiant votre courbe à celle de la figure 12.10. Pour évaluer la précision des mesures et l'incertitude du résultat, calculer comment fluctue la valeur de λ selon le minimum utilisé. Comparer la valeur de la longueur d'onde trouvée à celle de la manipulation précédente. Conclure.