

B3 - Ondes centimétriques: polarisation, diffraction et interférences

Les ondes hertziennes, la lumière visible, les rayons X et les rayons γ sont des ondes électromagnétiques. Les différences de propriétés de ces divers rayonnements dépendent de l'ordre de grandeur des longueurs d'ondes. Alors que les longueurs d'ondes de la lumière visible se situent autour de $0,5 \mu\text{m}$, celles des ondes que nous nous proposons d'étudier sont de l'ordre de quelques centimètres (domaine des hyperfréquences).

Ces ondes centimétriques obéissent à la même théorie (Maxwell, 1865) que les ondes visibles et donnent lieu aux mêmes phénomènes physiques. En particulier, dans l'air, les ondes hertziennes peuvent être dirigées, focalisées, réfractées, polarisées, etc.

Cette manipulation a pour but de vérifier ces différentes propriétés.

Notation : dans la suite on notera « em » pour rayonnement « électromagnétique ».

1 Caractéristiques générales du rayonnement em

L'ensemble des propriétés du champ électromagnétique est contenu dans les équations de Maxwell qui s'écrivent *dans le vide, sans charge ni courant* :

$$\text{div}(\vec{E}) = 0 \quad (1)$$

$$\text{div}(\vec{B}) = 0 \quad (2)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B}) = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4)$$

On peut alors retrouver que $\vec{E}$ satisfait l'équation des ondes :

$$\Delta \vec{E} = \vec{\nabla}(\text{div} \vec{E}) - \overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}) = \vec{0} - \overrightarrow{\text{rot}}\left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) = \frac{\partial \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B})}{\partial t} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \Leftrightarrow \Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (5)$$

en utilisant successivement les équations (1), (3) et (4). On a aussi défini la vitesse

$$c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \quad (6)$$

de propagation de l'onde qu'on peut identifier avec la vitesse de la lumière dans le vide $c \simeq 3 \cdot 10^8 \text{m/s}$.

Le même calcul pour $\vec{B}$ fournit la même équation (5) des ondes que pour $\vec{E}$ (vérifiez-le !). Ainsi une onde électromagnétique correspond à la propagation d'un champ em ($\vec{E}, \vec{B}$) avec une vitesse c dans le vide. Cependant, à cause des équations (3) et (4)), les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ne se propagent pas de manière indépendante.

1.1 Ondes planes

Les équations (5) admettent les ondes planes monochromatiques comme solutions particulières :

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}), \quad \vec{B}(t, \vec{r}) = \vec{B}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (7)$$

où $\vec{E}_0$ et $\vec{B}_0$ sont les amplitudes des champs électriques et magnétiques respectivement, ω est la pulsation de l'onde monochromatique, $\vec{r}$ indique la position du point considéré, et $\vec{k}$ est le vecteur d'onde. La longueur d'onde de l'onde est donnée par $\lambda = 2\pi/k$, et on appellera $\vec{n}$ le vecteur unitaire pointant dans la direction de propagation de l'onde, $\vec{k} = k\vec{n}$.

Toutes ces solutions particulières sont en fait suffisantes pour reconstituer par superposition n'importe quelle solution de l'équation des ondes (5). Un exemple bien connu en est la lumière blanche qui n'est autre qu'une superposition d'ondes monochromatiques de toutes les couleurs de l'arc-en-ciel. C'est pour cela qu'on ne s'intéresse qu'à elles quand on étudie les ondes électromagnétiques.

Cependant, toutes les ondes monochromatiques ne sont pas solutions des équations, si on reporte les solutions (7) dans les équations de Maxwell (1-3), qu'on utilise les formules de la divergence et du rotationnel d'un champ fois un vecteur, $\text{div}(\phi \vec{A})$ et $\text{rot}(\phi \vec{A})$, on trouve respectivement

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = 0, \quad \vec{k} \cdot \vec{B} = 0, \quad (8)$$

$$c\vec{B} = \vec{n} \wedge \vec{E}. \quad (9)$$

La dernière équation (4) ne donne aucune nouvelle contrainte sur les paramètres de l'onde.

Les deux équations en (8) indiquent le caractère transversal du champ électromagnétique par rapport à la direction de propagation et l'équation (9) montre que le trièdre $(\vec{n}, \vec{E}, \vec{B})$ est direct. Le plan $(\vec{E}, \vec{B})$ s'appelle plan d'onde.

Dans ce qui précède, nous avons supposé que l'extrémité du vecteur $\vec{E}$ (ou $\vec{B}$) est animée d'un mouvement rectiligne sinusoïdal (suivant $x'x$ pour $\vec{E}$ et $y'y$ pour $\vec{B}$). La vibration est alors dite *polarisée rectilignement* car chaque vecteur a une direction fixe dans le plan d'onde.

1.2 Polarisation d'une onde

En général, toute source de rayonnement électromagnétique est constituée par un grand nombre d'atomes émettant des vibrations dont les directions ainsi que les

phases sont distribuées au hasard. Le rayonnement naturel est donc la superposition d'un très grand nombre de vibrations rectilignes dont aucune n'est privilégiée, il est non polarisé. De plus, les phases étant réparties au hasard, les ondes suivant chaque direction possible $x'x$ et $y'y$ seront déphasées l'une par rapport à l'autre :

$$\vec{E} = E_x \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_x) \vec{e}_x + E_y \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_y) \vec{e}_y, \quad (10)$$

où $\phi_{x,y}$ sont deux phases constantes, *a priori* quelconques. Dans ce cas, au point $\vec{r}$, l'extrémité du champ $\vec{E}(t, \vec{r})$ décrit dans le temps une ellipse contenue dans le plan d'onde. La forme de l'ellipse dépend du déphasage $\phi_y - \phi_x$ entre les deux composantes du plan d'onde, ainsi que des amplitudes E_x et E_y de ces composantes.

On a cependant deux cas particuliers intéressants :

- la polarisation rectiligne : quand $\phi_x = \phi_y$ ou $\phi_x = \phi_y + \pi$, on trouve respectivement que le champ

$$\vec{E} = (E_x \vec{e}_x \pm E_y \vec{e}_y) \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_x)$$

a une direction constante $E_x \vec{e}_x \pm E_y \vec{e}_y$ dans le plan d'onde. On retrouve la solution (7). C'est le cas particulier d'une ellipse complètement aplatie.

- la polarisation circulaire : quand $\phi_x = \phi_y \pm \pi/2$ et $E_x = E_y$, on trouve que le champ

$$\vec{E} = E_x (\cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_x) \vec{e}_x \pm \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_x) \vec{e}_y)$$

a une norme constante $\|\vec{E}\| = E_x$ et décrit donc un cercle qui est une ellipse particulière.

Le phénomène de polarisation elliptique apparaît dans les milieux anisotropes, mais il peut aussi intervenir lors de la réflexion totale dans les milieux isotropes.

Il existe certains dispositifs, appelés *polariseurs* (ou analyseurs suivant leur fonction dans le montage), capables de sélectionner une direction de vibration. On obtient ainsi une polarisation rectiligne dans cette direction. Certaines sources sont mêmes conçues de façon à émettre directement un rayonnement polarisé, comme le klystron utilisé dans ce T.P. (voir la partie expérimentale 4).

1.3 Intensité d'une onde

On appelle intensité de l'onde I , l'énergie électromagnétique reçue par unité de temps par une surface unité normale au vecteur onde $\vec{k}$. C'est la valeur moyenne du flux du vecteur de Poynting $\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \vec{B} / \mu_0$ à travers cette surface unité. Pour une onde monochromatique, on peut simplifier le vecteur de Poynting en utilisant l'équation (9) et le fait que le trièdre $(\vec{n}, \vec{E}, \vec{B})$ est direct :

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{\mu_0} \|\vec{E}\| \|\vec{B}\| \vec{n} = \frac{1}{\mu_0 c} \|\vec{E}\|^2 \vec{n} = \varepsilon_0 c \|\vec{E}\|^2 \vec{n}, \quad (11)$$

en utilisant aussi l'expression (6) de c .

Pour une onde monochromatique de polarisation elliptique quelconque donnée par (10), le flux moyen du vecteur de Poynting est donné par

$$I = \langle \vec{\Pi} \cdot \vec{n} \rangle = \varepsilon_0 c \langle \|\vec{E}\|^2 \rangle \quad (12)$$

$$= \varepsilon_0 c (E_x^2 \langle \cos^2(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_x) \rangle + E_y^2 \langle \sin^2(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_y) \rangle) \quad (13)$$

$$= \frac{\varepsilon_0 c}{2} (E_x^2 + E_y^2), \quad (14)$$

où on a utilisé la formule bien connue

$$\langle \cos^2(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_x) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \cos^2(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_x) dt = 0,5 = \langle \sin^2(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_y) \rangle. \quad (15)$$

1.4 Loi de Malus

Considérons un faisceau *polarisé rectilignement* d'intensité I_i tombant sur un analyseur orienté dans la direction $\vec{\Lambda}$ qui va effectivement projeter le champ sur cette direction. Si α est l'angle entre la direction du champ incident $\vec{E}_i$ et la direction $\vec{\Lambda}$, alors l'intensité transmise I_t est donnée par la loi de Malus :

$$I_t = I_i \cos^2(\alpha). \quad (16)$$

Démontrer cette loi en utilisant l'expression (7) pour l'onde incidente $\vec{E}_i$.

2 Diffraction par une fente

On considère donc une onde plane donnée par (7) se propageant parallèlement à l'axe z et arrivant sur une fente AA' comme montré sur la figure 1. Le plan d'onde de l'onde incidente qui coïncidera avec la fente de largeur $AA' = a$ est un plan équiphasé (où les phases sont identiques). On supposera pour simplifier que cette phase est nulle.

Pour déterminer l'amplitude de l'onde en un point P dans le cas d'une fente, on applique le *principe de Huygens-Fresnel*, base des calculs de diffraction, qui considère chaque point de la fente comme la source secondaire d'une onde *sphérique* de même pulsation, longueur d'onde et amplitude. L'amplitude de l'onde en un point P sera alors la superposition, ou somme, des amplitudes des vibrations émises par chacune de ces sources secondaires.

2.1 Ondes sphériques

En coordonnées sphériques, une onde sphérique vectorielle issue du point O au point $P(r, \theta, \varphi)$, a la forme

$$\vec{E}(t, r) = \frac{\vec{E}_0}{r} \cos(\omega t - kr), \vec{B}(t, r) = \frac{\vec{B}_0}{r} \cos(\omega t - k), \quad (17)$$

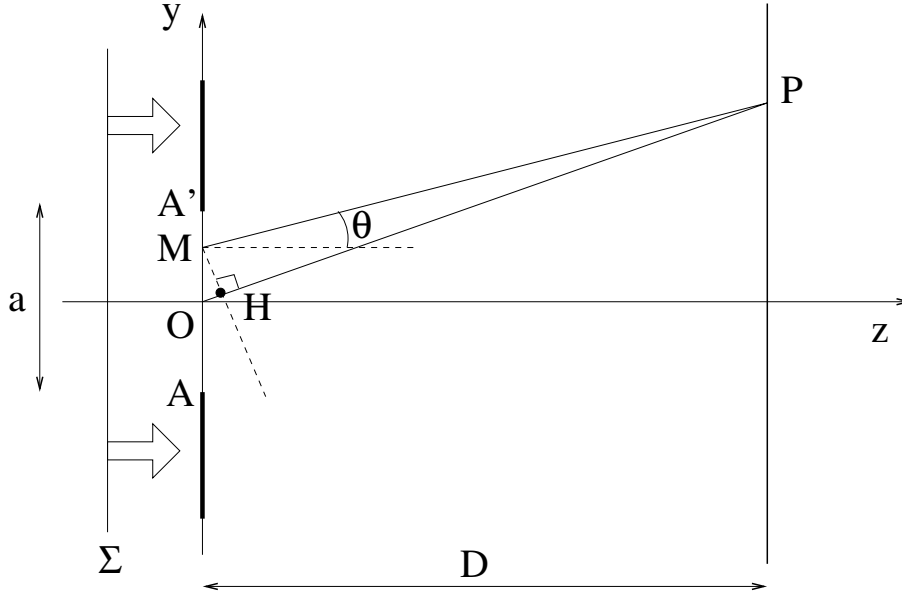


FIGURE 1 –

avec $(\vec{e}_r, \vec{E}, \vec{B})$ un trièdre orthogonal direct. Ceci est une solution approximative de l'équation d'onde valide pour r grand et loin de l'axe z .

Pour une onde issue d'un point M qui n'est pas à l'origine, on peut réécrire ce résultat comme

$$\vec{E}_M(t, P) = \frac{\vec{E}_0}{MP} \cos(\omega t - \frac{2\pi MP}{\lambda}), \quad (18)$$

où on a remplacé k par la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$.

2.2 Onde émise par une des sources secondaires

Soit un point quelconque M d'ordonnée y de la fente AA' . Ce point est la source d'une onde sphérique de même pulsation, longueur d'onde et amplitude que l'onde incidente. On veut maintenant calculer sa phase au point P dans la direction θ .

On supposera pour simplifier que la largeur de la fente est beaucoup plus petite que la distance au point P . Ainsi on a immédiatement $MP \simeq OP = r$. Par contre, on ne peut a priori pas faire une telle approximation dans la phase de l'onde car il y a une troisième échelle de longueur λ qui y intervient. Plus précisément, même si la correction dans la phase est petite comparée à $kr \gg \pi$, si elle est quand même de l'ordre de π , la contribution au cosinus sera quand même importante. On supposera pour ce calcul que $a \sim \lambda$.

L'onde sphérique émise par M au point P repéré par $r = OP$ et l'angle θ défini sur la figure 1 est donc donnée par

$$\vec{E}_M(t, P) \simeq \frac{\vec{E}_0}{r} \cos(\omega t - kr + \Phi(M, P)), \quad (19)$$

où $\Phi(M, P) = 2\pi(r - MP)/\lambda$ est le déphasage de l'onde émise par M par rapport à l'onde émise par O au point P . On peut simplifier ce déphasage

$$\begin{aligned}\Phi(M, P)/2\pi &= \left(r - \sqrt{\|\vec{MO} + \vec{OP}\|^2} \right) / \lambda = \left(r - \sqrt{y^2 - 2ry \cos(90 - \theta) + r^2} \right) / \lambda \\ &= \frac{r}{\lambda} \left(1 - \sqrt{1 - 2\frac{y}{r} \sin(\theta) + \left(\frac{y}{r}\right)^2} \right).\end{aligned}$$

Comme la fente est petite, on a de plus $y \leq a \ll r$, et donc en faisant un développement limité, on trouve

$$\Phi(M, P) \simeq \frac{2\pi y}{\lambda} \sin(\theta), \quad (20)$$

qui est, comme prévu, beaucoup plus petit que le terme dominant kr dans (19), mais qui reste de l'ordre de la période 2π du cosinus puisque $a \sim \lambda$. Quant au terme suivant du développement, qu'on a négligé, il est de l'ordre de $(y/\lambda)(y/r) \sim y/r$ qui est bien très petit lui.

On peut aussi retrouver ce résultat géométriquement à partir de la figure 1 :

$$\Phi(M, P) = kr - kMP = kOH = ky \sin(\theta).$$

2.3 Intensité émise par la fente

On peut maintenant intégrer sur toutes les sources secondaires M de la fente pour trouver l'onde résultante :

$$\begin{aligned}\vec{E}(t, P) &= \int_{-a/2}^{a/2} \mathbf{d}y \vec{E}_M(t, P) = \int_{-a/2}^{a/2} \mathbf{d}y \frac{\vec{E}_0}{r} \cos(\omega t - kr - ky \sin(\theta)) \\ &= \frac{-\vec{E}_0}{kr \sin(\theta)} [\sin(\omega t - kr - ky \sin(\theta))]_{-a/2}^{a/2} \\ &= \frac{-\vec{E}_0}{kr \sin(\theta)} [\sin(\omega t - kr - ka \sin(\theta)/2) - \sin(\omega t - kr + ka \sin(\theta)/2)] \\ &= \frac{2\vec{E}_0 \vec{e}_r}{kr \sin(\theta)} \sin(ka \sin(\theta)/2) \cos(\omega t - kr),\end{aligned} \quad (21)$$

où on a développé les deux sinus dans la dernière équation.

On obtient ainsi finalement pour l'onde au point P

$$\vec{E}(t, P) = \vec{E}_0 \frac{a}{r} A(\theta) \cos(\omega t - kr), \quad (22)$$

$$A(\theta) = \frac{2}{ka \sin(\theta)} \sin(ka \sin(\theta)/2) = \text{sinc}(\pi a \sin(\theta)/\lambda), \quad (23)$$

où on a introduit la fonction « sinus cardinal » : $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$. Le graphe de A est donné sur la figure 2. En particulier, on voit que $\text{sinc}(0) \rightarrow 1$.

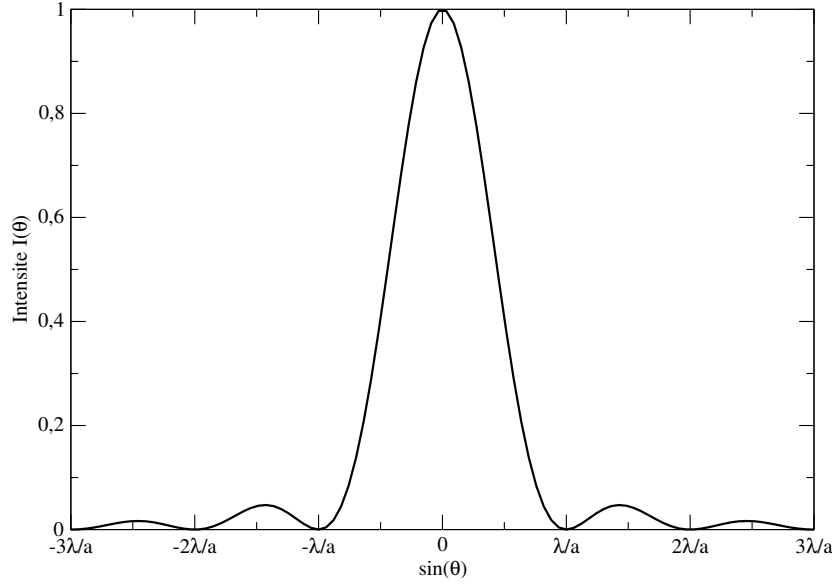


FIGURE 2 –

La formule (12) de l'intensité d'une onde et la formule de moyennation (15) permettent d'en déduire l'intensité I de l'onde diffractée à une distance r donnée en fonction de θ comme

$$I = \varepsilon_0 c \langle \|\vec{E}\|^2 \rangle = \varepsilon_0 c E_0^2 \left(\frac{a}{r}\right)^2 A^2(\theta) \langle \cos^2(\omega t - kr) \rangle = A^2(\theta) I_0(r), \quad (24)$$

$$\text{avec } I_0 = \frac{\varepsilon_0 c}{2} E_0^2 \left(\frac{a}{r}\right)^2, \quad (25)$$

l'intensité de l'onde quand elle est maximale, pour $\theta = 0$ face à la source.

3 Interférence entre deux fentes

Dans cette partie, on se place dans les mêmes conditions que dans la section précédente, mais on regarde l'image donnée quand on a *deux* fentes parallèles. Ce dispositif expérimental représenté sur la figure 3 est celui dit des double fentes d'Young. On appellera encore a la largeur des deux fentes F_1 et F_2 , et b la distance entre les milieux B et B' de ces deux fentes. Les deux faisceaux diffractés par chaque fente se superposent et interfèrent alors au point P .

Comme les fentes ne sont plus centrées à l'origine mais en un point B , il faut ré-écrire l'équation (22) du champ $\vec{E}_F$ créé par une fente indépendamment du système de coordonnées. Cependant, en supposant que $b \ll r$, on peut écrire

$$\vec{E}_F(t, P) \simeq \vec{E}_0 \frac{a}{r} A(\theta) \cos(\omega t - kBP). \quad (26)$$

Ainsi, le champ créé par les deux fentes au point P est donné par

$$\begin{aligned}\vec{E}(t, P) = \vec{E}_{F_1}(t, P) + \vec{E}_{F_2}(t, P) &\simeq \vec{E}_0 \frac{a}{r} A(\theta) [\cos(\omega t - kBP) + \cos(\omega t - kB'P)] \\ &\simeq 2\vec{E}_0 \frac{a}{r} A(\theta) \cos[k(B'P - BP)/2] \cos[\omega t - k(BP + B'P)/2],\end{aligned}$$

où on a utilisé la formule trigonométrique $\cos(p) + \cos(q) = 2 \cos((p + q)/2) \cos((p - q)/2)$.

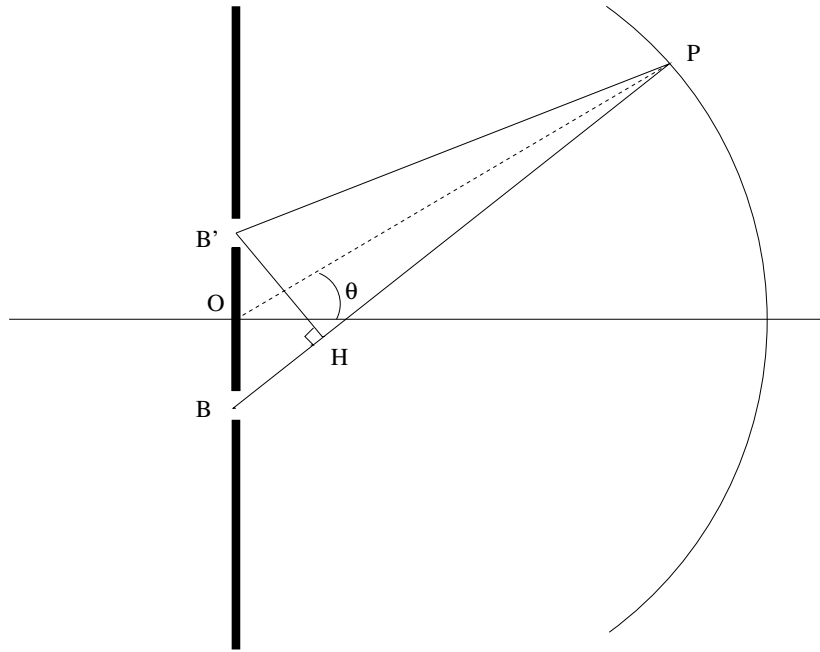


FIGURE 3 –

On peut évaluer graphiquement $BP - B'P \simeq BH = b \sin(\theta)$, et donc

$$\vec{E}(t, P) = 2\vec{E}_0 \frac{a}{r} A(\theta) \cos[\pi b \sin(\theta)/\lambda] \cos[\omega t - k(BP + B'P)/2]. \quad (27)$$

Comme précédemment, on peut évaluer l'intensité de cette onde :

$$\begin{aligned}I &= \varepsilon_0 c \left(2E_0 \frac{a}{r} A(\theta) \cos[\pi b \sin(\theta)/\lambda] \right)^2 < \cos[\omega t - k(BP + B'P)/2] > \\ &= A^2(\theta) \cos^2[\pi b \sin(\theta)/\lambda] I_0, \text{ avec } I_0 = 2\varepsilon_0 c E_0^2 \left(\frac{a}{r} \right)^2,\end{aligned} \quad (28)$$

qui est l'intensité maximale du rayonnement obtenu en $\theta = 0$.

Un exemple de la courbe $I(r, \theta)$ observée à une distance r fixée est tracée sur la figure 4. C'est une courbe oscillant sous la courbe de $A(\theta)$ tracée dans la section précédente.

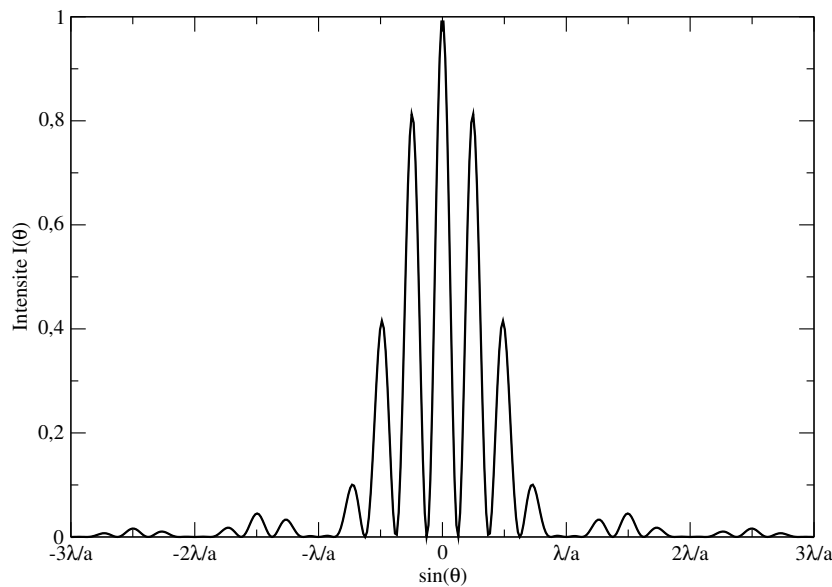


FIGURE 4 –

4 Partie expérimentale

4.1 Description du 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 5 et 6.

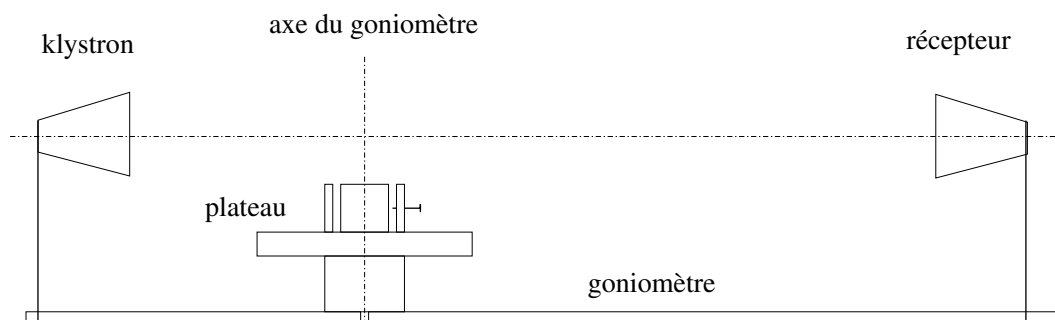


FIGURE 5 –

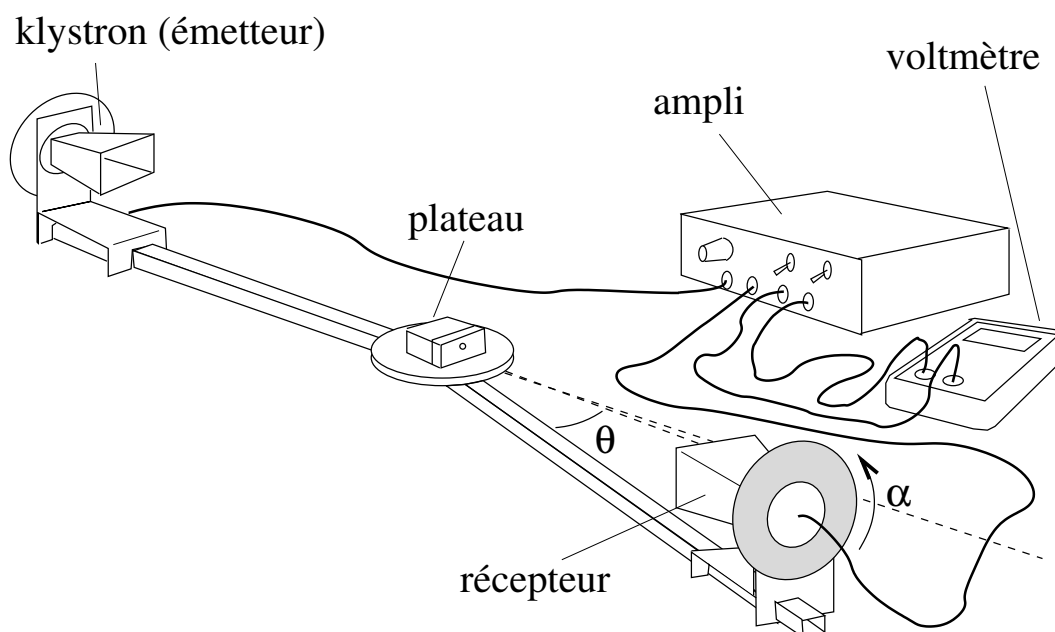


FIGURE 6 –

4.2 Manipulations préliminaires

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 métalliques (montres, colliers, gourmettes...) près du plateau perturbent l'onde. Il est donc recommandé de s'éloigner du plateau et de prendre la mesure après quelques secondes seulement.

4.3 Vérification de la loi de Malus

- On place d'abord le récepteur à l'angle $\theta = 0$ du goniomètre. Il y restera pendant toute cette expérience.

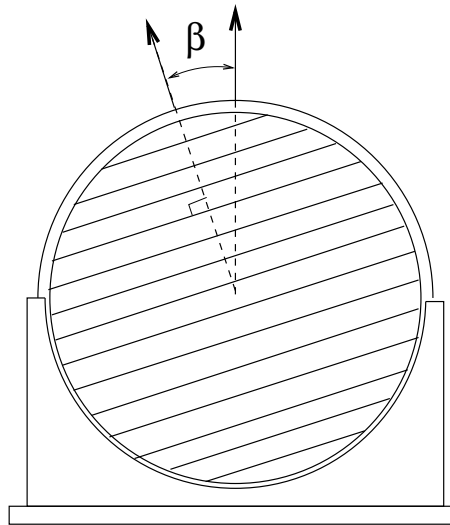


FIGURE 7 –

- 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 $V = f(\cos^2(\alpha))$ avec ses barres d'erreur et commenter.

4.4 Analyse de l'effet d'une grille conductrice sur la polarisation

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 7

- 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 $V(\cos^2(\alpha))$. 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 maximum. Comparer α_m et β , puis représenter $V_m(\cos^2(\beta))$.
- Quelle est l'action de la grille sur la polarisation de l'onde ? Faire quelques mesures supplémentaires pour vérifier votre conjecture.

4.5 Onde stationnaire

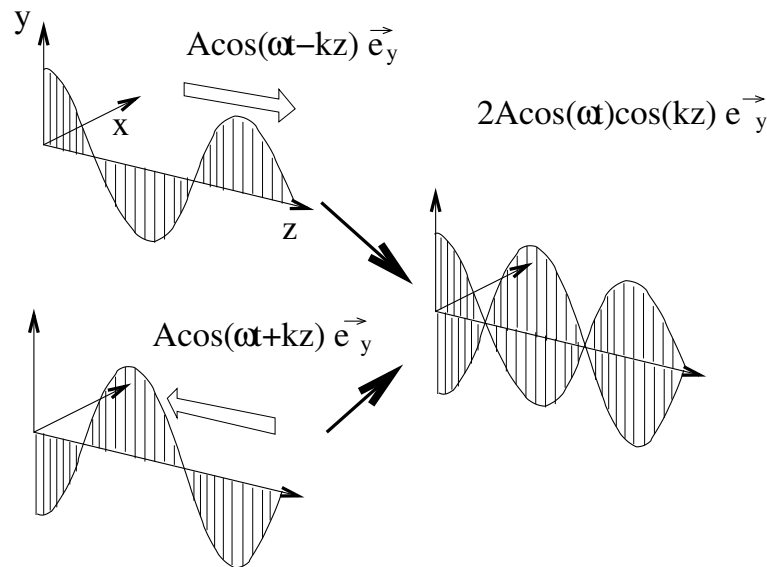


FIGURE 8 –

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 8).

- Placer une plaque métallique sur le plateau, perpendiculairement à l'axe du klystron.
- À 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 noeuds successifs. En déduire la longueur d'onde de l'onde stationnaire. On rappelle que

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (29)$$

4.6 Diffraction par une fente

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 2, 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. Maintenant, c'est seulement l'angle θ du goniomètre qui variera.
- Fixer la plaque comportant une fente de largeur $a = 6,0 \text{ cm}$ sur le plateau. On fera attention à centrer l'ouverture entre les plaques pour que l'expérience soit bien symétrique autour du plan $\theta = 0$.
- Vérifier que les hypothèses sur a , r et λ de la section 2 sont bien satisfaites.

- On s'attend à ce que la tension mesurée par le voltmètre soit proportionnelle à l'intensité de l'onde calculée en (22-23) et donc à $A(\theta)$ représenté sur la figure 2. Comme le pic central est beaucoup plus grand que les pics secondaires qui nous intéresseront plus, on poussera le volume de l'amplificateur à fond.
- Mesurer la tension V du voltmètre en fonction de l'angle θ du goniomètre. On se concentrera surtout sur 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. Pour évaluer la précision des mesures et l'incertitude du résultat, on utilisera plusieurs minima de la courbe pour des angles positifs et négatifs. Comparer la valeur de la longueur d'onde trouvée à celle de la manipulation précédente. Conclure.

4.7 Interférences par deux fentes

Dans cette expérience, on va interposer deux fentes sur le plateau entre le klystron et le récepteur. Ici, on veut juste retrouver le profil de l'intensité tracé sur la figure 4.

- On place d'abord le récepteur à l'angle $\alpha = 0$. Il y restera pendant toute cette expérience. Maintenant, c'est seulement l'angle θ du goniomètre qui variera.
- Cette fois on utilise la plaque d'aluminium percée de deux fentes de largeur $a = 6,0 \text{ cm}$, et séparées d'une largeur $b = 15,0 \text{ cm}$. On fera toujours attention à bien centrer les deux fentes pour garder la symétrie de l'expérience autour du plan vertical $\theta = 0$.
- Comme pour l'expérience sur la diffraction, on choisira une amplification suffisante pour avoir un bon contraste entre les maxima et les minima.
- En évaluant les différents paramètres qui interviennent dans la figure 4, trouver pour quelle valeur de $\sin(\theta)$ on s'attend à trouver le premier zéro de $I(\theta)$? Distinguer le rôle de l'interférence et celui de la diffraction.
- Mesurer la tension V en fonction de l'angle θ du goniomètre en se concentrant sur ses maxima et ses minima. À nouveau on s'attend à ce que la tension V soit proportionnelle à l'intensité I de l'onde représentée sur la figure 4.
- Représenter la tension V en fonction de $\sin(\theta)$ et commenter la courbe.
- Évaluer à nouveau la longueur d'onde λ à partir des zéros de cette courbe et la comparer à celles trouvées précédemment.

4.8 Théorème de Babinet

Si le temps de permet, tracer la courbe $A(\theta)$ en fonction de $\sin(\theta)$ pour la plaque d'aluminium de largeur $6,0 \text{ cm}$, complémentaire de la fente simple $a = 6,0 \text{ cm}$ utilisée dans la section 4.6. Comparer la figure de diffraction obtenue avec celle de la section 4.6. Conclure.