
Ondes II

- R. Journeaux *Électricité, électronique, optique* (De Boeck, 1997)
- R. P. Feynman *Cours de physique* volume 2 (chapitre 24)
- J. D. Jackson *Électrodynamique Classique* (Dunod, 2000)
- P. Lorrain, D. R. Corson *Champs et ondes électromagnétiques* (Armand Colin, 1979)
- P. Combes *Ondes métriques et centimétriques* (Dunod, 1993)
- F. Gardiol *Hyperfréquences* (Presses polytechniques romandes, 1990)
- E. Guyon, J.-P. Hulin, L. Petit *Hydrodynamique physique* (InterEditions, 1991)

Ce TP pourra vous être utile entre autres pour les montages 2 (Surfaces et Interfaces), 3 (Dynamique des fluides), 14 (Polarisation des ondes électromagnétiques), 29 (Ondes : propagation et conditions aux limites), 30 (Acoustique) et 31 (Résonance). En particulier, le guide d'ondes centimétriques permet d'observer la polarisation d'une onde électromagnétique en dehors du spectre visible.

I) Ondes à la surface de l'eau (important)

Référence : E. Guyon, J.-P. Hulin, L. Petit *Hydrodynamique physique*

1) Principe

Lorsqu'on perturbe la surface libre d'un liquide, des ondes peuvent s'y propager. Pour les petites longueurs d'onde le mécanisme de rappel dominant est la tension superficielle, alors que c'est la gravité qui domine quand la longueur d'onde est grande. L'échelle de longueur qui détermine le passage d'un régime à l'autre est la longueur capillaire $\sqrt{\gamma/\rho g}$. Elle est de l'ordre de quelques millimètres pour l'eau. Si l'on note ρ la masse volumique du liquide, γ sa tension de surface et h la profondeur du liquide au repos, la relation de dispersion d'une onde de surface sinusoïdale s'écrit :

$$\omega^2 = \tanh(kh) \left[gk + \frac{\gamma}{\rho} k^3 \right].$$

2) Mesure de la relation de dispersion

Remplir la cuve d'eau (sur $h = 1$ cm environ). Générer une onde sinusoïdale à partir d'un point source à l'aide de la soufflerie. Immobiliser ensuite l'image à l'aide du stroboscope. La longueur d'onde λ est mesurée sur l'écran (attention, il y a un facteur de grandissement, une calibration est nécessaire). La fréquence f de l'excitation est mesurée directement au fréquencemètre. Pour des fréquences f allant de 10 à 70 Hz, mesurer λ et f , et en déduire k et ω .

Tracer les points expérimentaux ω en fonction de k , ainsi que la vitesse de phase $\omega/k = \lambda f$. Par un ajustement, vérifier la relation de dispersion théorique et déterminer la tension de surface γ de l'eau.

Nota : – L'approximation $\tanh(kh) \approx 1$ est assez bonne pour toutes les longueurs d'onde observées dans l'expérience (le vérifier), on peut alors facilement mesurer γ (si c'est la seule chose à laquelle on s'intéresse) en traçant les points expérimentaux ω^2/k en fonction de k^2 : on attend une droite de pente γ/ρ , d'ordonnée g à l'origine.

– On peut aussi déterminer γ à l'aide de la forme de la relation de dispersion donnée plus haut, en fixant $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$ et en prenant h et γ comme paramètres ajustables.

Remarque : La valeur de la tension de surface pour l'eau pure est $\gamma \approx 70 \text{ mN/m}$ (à 20 degrés Celsius). En fait, des traces de saleté ou de savon suffisent à faire chuter très rapidement la valeur de γ autour de 30 mN/m. On prendra soin de bien rincer la cuve à l'alcool et d'utiliser de l'eau distillée. En général, on trouve une valeur proche de la valeur tabulée de l'eau pure.

3) Observation d'une onde stationnaire (facultatif)

Remplacer le point source par deux points sources. Observer l'onde stationnaire (stroboscope à l'arrêt). Où sont les ventres et les nœuds ? Quelle est la période du motif observé sur le verre dépoli ? Pourrait-on mesurer la relation de dispersion dans cette configuration ?

II) Ondes électromagnétiques dans un câble coaxial

Référence :

- R. Journeaux *Électricité, électronique, optique*
- R. P. Feynman *Cours de physique volume 2* (chapitre 24)

1) Caractéristiques d'un câble coaxial

On dispose de câbles de grande longueur (environ 100 m) pour pouvoir observer les phénomènes propagatifs.

a) Capacité linéique

Mesurer la capacité au LCR-mètre. En déduire la capacité linéique C_0 du câble coaxial.

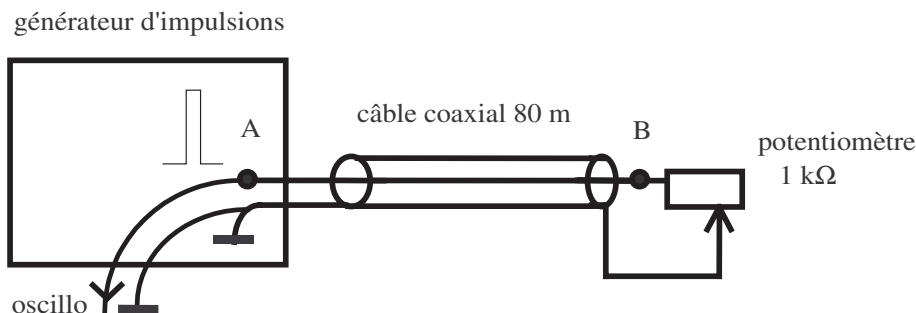
Remarque : Ne pas oublier de connecter la borne "guard" pour une bonne précision de la mesure (qui élimine les capacités parasites des fils). Se référer à la notice du LCR-mètre pour les branchements.

b) Inductance linéique

Un LCR-mètre fonctionne à basse fréquence. Pour mesurer l'inductance du câble, il faut fermer son extrémité libre par un court-circuit, sinon il se comporte à ces fréquences essentiellement comme une capacité. Avec un câble très long (environ 100 m), mesurer l'inductance linéique L_0 . Attention, le moindre faux-contact peut donner une valeur aberrante. Pourquoi faut-il utiliser un câble long ? À quoi sert le court-circuit ?

2) Impédance d'un câble coaxial

a) Impédance caractéristique



On appelle impédance caractéristique le rapport entre la tension et le courant d'une onde électrique progressive. Elle est donnée par :

$$Z_C = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}.$$

Déduire sa valeur des grandeurs mesurées précédemment (cette valeur n'est pas universelle ; par exemple, certains câbles utilisés pour la vidéo ont une impédance caractéristique de 75Ω).

Pour mesurer cette impédance caractéristique directement, on envoie une impulsion de très courte durée dans le câble et on étudie la façon dont elle est réfléchi, en fonction de l'impédance placée en extrémité (*cf.* figure ci-dessus).

La difficulté est qu'il faut des impulsions courtes ($\approx 0,1 \mu s$) pour ne pas avoir de recouvrement entre les impulsions incidente et réfléchi. Il faut donc utiliser un générateur d'impulsions en lien avec un générateur de fonctions adapté.

Comparer l'impulsion incidente et l'impulsion réfléchi en fonction des différentes valeurs R du potentiomètre. En déduire la valeur de l'impédance caractéristique Z_C du câble [le coefficient de réflexion, en tension, vaut $(R - Z_C)/(R + Z_C)$]. Retrouver la valeur de l'inductance linéique L_0 . Mesurer également l'amplitude des impulsions en début de câble et en déduire l'atténuation sur la longueur des câbles.

Remarque : En extrémité de câble (où R est connectée), la tension résulte de la superposition de celles des ondes incidente et réfléchi. En conséquence, (i) il est possible d'obtenir plus précisément l'impédance caractéristique en mesurant d'abord la tension U_o à l'extrémité lorsqu'elle est ouverte (R infinie), puis en cherchant la valeur de R ($= Z_C$) pour laquelle cette tension est divisée par deux ; (ii) une mesure de Z_C encore plus précise (mais plus longue) peut être obtenue en étudiant la tension U à l'extrémité du câble en fonction de la résistance R (la loi $U_o/U = 1 + Z_C/R$, facile à retrouver, est alors utile).

b) Influence de l'appareil de mesure (facultatif)

Que se passe-t-il si l'on relie l'oscilloscope au montage avec un câble de longueur significative (10 m, par exemple) ? Certains oscilloscopes possèdent une entrée commutable $1 M\Omega$ ¹ ou 50Ω ². Quel intérêt y a-t-il à utiliser l'une ou l'autre ?

c) Lien avec le régime continu (facultatif)

En remarquant qu'une tension continue peut toujours être vue comme une impulsion de très longue durée, expliquer les tensions mesurées en régime continu dans le cas de l'impédance infinie, adaptée et du court-circuit. Commenter.

3) Célérité de propagation et constante diélectrique

Mesurer la durée nécessaire à l'impulsion pour aller d'un bout à l'autre du câble, et en déduire la célérité de propagation de l'impulsion. Vérifier qu'elle suit la relation :

$$v = \sqrt{\frac{1}{L_0 C_0}}.$$

¹En réalité, l'entrée $1 M\Omega$ est du type $1 M\Omega \parallel 25 pF$ environ.

²Il existe des "charges de passage" de 50Ω jouant le même rôle.

On peut également accéder à la constante diélectrique ϵ_r de l'isolant situé entre les deux conducteurs du câble, sachant que $\mu_r = 1$ (il s'agit d'un matériau non magnétique) :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}},$$

où $c = 299\,792\,458$ m/s est la célérité de la lumière dans le vide. À l'arrivée, l'impulsion est-elle allongée ? Le milieu est-il dispersif ?

4) Résonances "Fabry-Pérot" dans un câble coaxial

a) Expérience

Utiliser un câble coaxial très long (100 m). Intercaler en série une résistance de $10\text{ k}\Omega$ entre l'entrée du câble et un générateur de signaux sinusoïdaux pouvant délivrer des fréquences de plusieurs MHz. Brancher l'autre extrémité du câble sur l'entrée $1\text{ M}\Omega$ d'un oscilloscope.

Chercher les fréquences des résonances détectées à l'oscilloscope. Pourquoi le câble constitue-t-il ici un résonateur ? Quelles sont les conditions aux limites ? Quel est le rôle de la résistance de $10\text{ k}\Omega$? Justifier la valeur choisie. En déduire la vitesse de phase pour différentes fréquences. La propagation électrique dans le câble est-elle dispersive ?

b) Dissipation (facultatif)

Mesurer les largeurs des résonances. Comment varient les pertes avec la fréquence ? Comparer à l'évolution de la forme d'une impulsion au cours de sa propagation.

c) Adaptation d'impédance

Brancher en parallèle sur l'entrée de l'oscilloscope une résistance de $50\ \Omega$. Balayer la fréquence. Conclure et expliquer dans quelles conditions il est indispensable d'adapter l'impédance pour mesurer un signal.

Il est aussi intéressant d'observer les réflexions multiples lorsqu'il n'y a pas d'adaptation d'impédance, ni en début du câble (générateur), ni en fin (résistance de charge).

d) Structure des modes propres

Utiliser maintenant *deux* câbles coaxiaux de 100 m branchés en série. Mesurer à l'oscilloscope les tensions à la jonction et à l'extrémité libre. Balayer la fréquence et exciter en résonance les différents modes propres, dont on décèlera les profils spatiaux en tension.

III) Ondes centimétriques en propagation guidée

Références :

- R. P. Feynman *Cours de physique* volume 2 (chapitre 24)
- J. D. Jackson *Électrodynamique Classique* (chapitre 8)
- P. Lorrain, D. R. Corson *Champs et ondes électromagnétiques*, Une introduction à la propagation guidée (chapitre 13)

- P. Combes *Ondes métriques et centimétriques*
- F. Gardiol *Hyperfréquences*
- Voir également les notices fournies par PHILIPS pour le banc d'ondes centimétriques

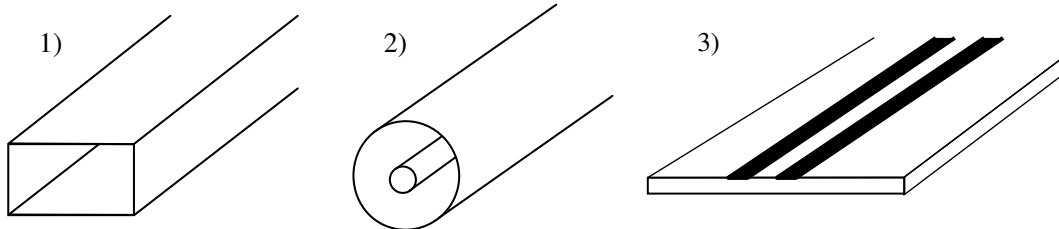
Les hyperfréquences, également dénommées micro-ondes ou ondes centimétriques, sont les ondes électromagnétiques de fréquence comprise entre 300 MHz et 300 GHz, soit de longueur d'onde entre 1 m et 1 mm. Leur première application, toujours d'actualité, est celle du *radar*. Elles sont depuis très utilisées dans le domaine des télécommunications (l'horloge d'un ordinateur de bureau actuel est elle-même du domaine des hyperfréquences, télévision par satellite, téléphone cellulaire, réseau sans fil, *etc.*) : ces fréquences très élevées autorisent de grandes bandes passantes et des antennes de forte directivité. Elles servent aussi au chauffage dans les fours à micro-ondes ($f \simeq 2.5$ GHz).

Dans le cas des faibles puissances utilisées ici, l'émission des ondes se fait au moyen d'une «diode Gunn»³, ayant l'avantage d'être une source solide (c'est-à-dire : pas de vide, alimentation basse tension, rendement élevé, . . .)

Les hyperfréquences sont **dangereuses**, sauf aux très faibles puissances utilisées ici.

On distingue deux types de propagation :

- la propagation **libre** (transmission hertzienne, par satellite), à travers un milieu infini ;
- la propagation **guidée** par :
 1. des guides métalliques (rectangulaires ou cylindriques),
 2. des lignes coaxiales,
 3. des guides «planaires», bifilaires ou micro-rubans, sur des plaquettes de circuits intégrés.



À l'heure actuelle, les lignes coaxiales et micro-rubans tendent à remplacer les guides métalliques qui, du fait de leur poids et de leur encombrement, ne sont plus guère utilisés que dans les dispositifs de puissance, comme les émetteurs *radar* par exemple.

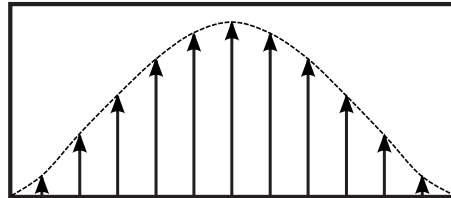
1) Dispositif expérimental

On dispose d'un guide rectangulaire de grande dimension intérieure $a = 22.86$ mm, qui permet une propagation **monomode** en «bande X», soit entre 8,2 et 12,4 GHz ($\lambda_0 \approx 3$ cm). On restera cependant à une fréquence supérieure à 9,2 GHz car l'amplitude du signal en sortie de la diode diminue avec la fréquence. Celle-ci vaut typiquement de 20 mV vers 9,2 GHz.

³Ce composant n'est pas une diode, on l'appelle ainsi parce que c'est un dipôle ; il est placé dans une cavité dont on peut modifier la fréquence de résonance. Contrairement à une diode P-N, il est composé de trois parties de même dopage N : N++ / N- / N++.

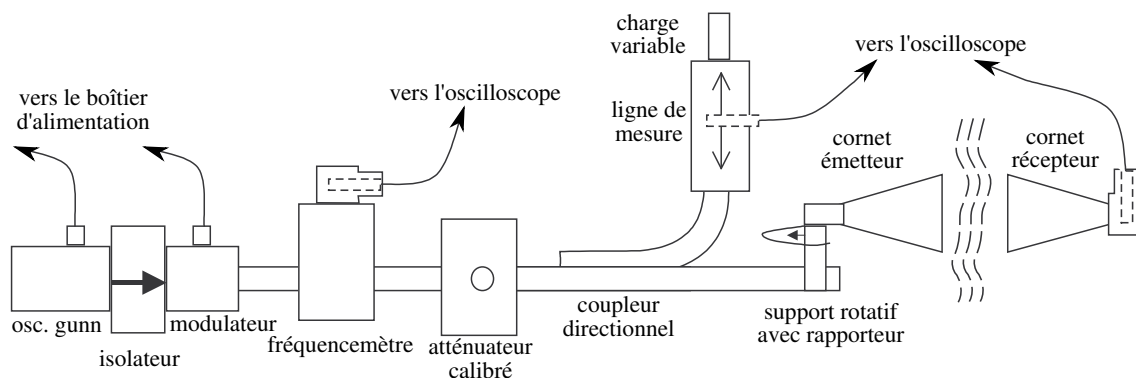
NB : Ce mode guidé, noté TE_{10} , a pour relation de dispersion : $k_g = \sqrt{(\omega/c)^2 - (\pi/a)^2}$, ce qui correspond à la longueur d'onde (dans le guide) : $\lambda_g = 2\pi/k_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-(\lambda_0/\lambda_c)^2}}$, où $\lambda_0 = c/f$ est la longueur d'onde dans l'espace libre et $\lambda_c = 2a$ la longueur d'onde de coupure.

Dans une section du guide, le champ électrique du mode TE_{10} a l'allure schématisée ci-dessous (le profil est une arche de sinusoïde).



Le montage schématisé plus bas permet de faire toutes les expériences du TP en minimisant les vissages et dévissages successifs. On utilise le **coupleur directionnel** (à titre indicatif, un coupleur directionnel entre les deux portions de guide peut être obtenu en pratiquant deux fentes séparées par une distance $\lambda_g/4$) : l'onde *réfléchie* à la fin du bras principal ne pénètre pas dans le bras auxiliaire. On a ainsi deux points de mesure indépendants.

- **L'isolateur à ferrite** protège l'oscillateur Gunn de la puissance réfléchie (notamment par le **modulateur** – celui-ci est réalisé par une diode rapide insérée dans le guide, dont on fait varier l'impédance, et donc le coefficient de réflexion, selon son état de polarisation à l'aide une tension continue ou basse fréquence).
- Pour l'alimentation de l'émetteur et du modulateur, consulter la notice. **Attention** : le modulateur doit toujours être connecté à la sortie «modulation» de l'alimentation, même quand on ne module pas (sinon aucun signal ne passe).
- La détection d'une onde se fait au moyen d'une **diode** haute fréquence qui transforme le signal alternatif (indétectable à l'oscilloscope) en un signal continu, approximativement proportionnel à la valeur quadratique moyenne du champ hyperfréquence.



2) Polarisation de l'onde émise (important)

On peut facilement mettre en évidence la polarisation du mode dans la cavité émise par un cornet. Brancher le cornet avec support rotatif en fin de la ligne principale (pas celle de mesure), placer un autre cornet en face du premier, et observer à l'oscilloscope le signal reçu par le second cornet.

Interposer un polariseur à grille entre les deux cornets et le faire tourner. Identifier la direction de la polarisation de l'onde émise. La rotation du cornet change-t-elle la polarisation ? Sa direction ?

Pour rendre l'expérience quantitative, utiliser un rapporteur rotatif sur socle : fixer le polariseur à grille dessus, prenez une dizaine de points pour des orientations différentes, et tracer le coefficient de transmission en fonction de l'angle de rotation.

3) Relation de dispersion

a) Mesure de la fréquence

Le fréquencesmètre placé sur la ligne est une cavité résonante (il mesure en fait une longueur d'onde $\lambda_0 = c/f$). On fait varier la longueur de la cavité en tournant la molette. Un détecteur placé à l'intérieur donne accès à l'intensité dans la cavité. Observer son signal à l'oscilloscope et ajuster la molette pour trouver le maximum. On lit alors directement sur le fréquencesmètre la fréquence f de l'onde fournie par l'émetteur (réglable directement sur la diode Gunn).

Une fois la mesure effectuée, penser à dérégler le fréquencesmètre pour maximiser la puissance transmise au guide d'onde.

b) Mesure de la longueur d'onde dans le guide et relation de dispersion

Terminer la ligne de mesure par un court-circuit. Une onde stationnaire s'établit dans le guide. Observer les maxima et les minima, soit en déplaçant le détecteur le long de la ligne de mesure, soit en modifiant la position du court-circuit variable (ce qui modifie la longueur de la cavité).

La distance entre 2 minima consécutifs est $\lambda_g/2$ (λ_g : longueur d'onde dans le guide). Connaissant f , on peut déduire λ_0 , longueur d'onde dans le vide. Vérifier la relation de dispersion fournie ci-dessus (on donne $a = 22,86$ mm).

c) Mesure de la vitesse de groupe (facultatif)

Celle-ci est définie par $v_{gr} = d\omega/dk_g = \Delta f/\Delta\sigma$, où $\sigma = 1/\lambda_g$. On peut la déterminer en répétant les mesures précédentes pour deux valeurs différentes de ω . Pour cela, modifier *légèrement* la géométrie de la cavité résonante de l'oscillateur Gunn (les positions extrêmes permettent d'obtenir $\Delta f/f \approx 10$). Déterminer aussi la vitesse de phase moyenne v_ϕ et vérifier qu'on a $v_\phi v_{gr} = c^2$ (cette relation n'est pas générale ; elle n'est valable que pour des relations de dispersion de la forme $k^2 = \omega^2/c^2 + \text{cste}$).

4) Taux d'onde stationnaire (TOS) et impédances

a) Définition

On définit le **taux d'onde stationnaire** par le rapport des amplitudes du champ électrique aux ventres et aux nœuds d'une onde dans le guide, soit :

$$TOS = |E_{\max}|/|E_{\min}| \approx \sqrt{V_{\max}/V_{\min}},$$

où la seconde égalité suppose que le détecteur est approximativement quadratique.

- Si la charge placée à l'extrémité du guide est une charge **adaptée**, il n'y a aucune onde réfléchie : $|E_{\max}| = |E_{\min}|$ et le TOS est égal à 1.
- Si la charge est un **court-circuit**, $E_{\min} = 0$ et le TOS est infini.

- Si la charge est **quelconque**, le *TOS* prend une valeur intermédiaire.
On peut vérifier que :

$$|E_{\max}| = |E_i| + |E_r| \quad , \quad |E_{\min}| = |E_i| - |E_r|, \quad \text{puis} \quad |E_r/E_i|^2 = \left(\frac{TOS-1}{TOS+1}\right)^2,$$

le dernier rapport représentant la fraction de puissance réfléchi.

b) Méthode approchée

En supposant la réponse des détecteurs effectivement quadratique, il suffit de déplacer le détecteur de la ligne de mesure et de noter les valeurs V_{\max} et V_{\min} du signal à l'oscilloscope.

Mesurer ainsi les valeurs du *TOS* pour un guide terminé par une extrémité ouverte, un court-circuit, un cornet, une charge adaptée, et les classer par ordre de *TOS* croissant.

c) Méthode précise : utilisation de l'atténuateur calibré

Pour déterminer le *TOS* sans avoir à faire d'hypothèse sur la réponse (quadratique ou non) du détecteur, on peut procéder de la façon suivante :

- repérer un minimum en déplaçant la sonde dans la ligne de mesure et noter la déviation correspondante lue sur l'oscilloscope, ainsi que la valeur de l'atténuation (en dB) utilisée ;
- repérer un maximum et ajuster l'atténuation pour obtenir sur l'oscilloscope la même déviation que précédemment.

Ainsi le détecteur travaille à **niveau constant**. Le rapport $|E_{\max}|/|E_{\min}|$ s'obtient alors à partir de la différence des atténuations :

$$TOS = 10^{\frac{|A_2-A_1|}{10}}.$$

Réaliser cette mesure pour le cornet et pour l'extrémité ouverte. Justifier l'utilisation d'un cornet pour transférer un maximum de puissance.⁴

5) Caractérisation d'une charge ; impédance, réflexion

Référence : Combes Ondes métriques et centimétriques, pages 86-87 notamment

Notion d'impédance *L'impédance (complexe) est définie pour des modes TEM, où les champs électrique E et magnétique H sont perpendiculaires à la direction de propagation, par le rapport $Z = E/H$.*

Pour un mode TE dans un guide rectangulaire infini, on appelle **impédance itérative**, ou **impédance caractéristique**,⁵ le rapport $Z_0 = E/H_{\perp}$.

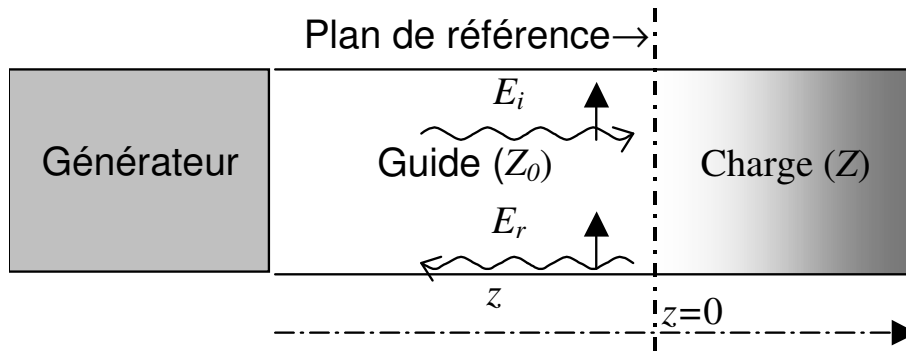
On appelle impédance d'une charge le rapport $Z = E/H_{\perp}$ dans un plan de référence donné. Pour un guide semi-infini, on a bien sûr $Z = Z_0$, et pour un court-circuit, $Z = 0$.

Coefficient de réflexion r

Ce coefficient, défini pour un plan de référence donné ($z=0$), est le rapport des amplitudes (complexes) des champs électriques réfléchi et incident dans ce plan :

⁴Noter le lien avec **l'adaptation d'impédance** en électrocinétique ; cf. le paragraphe suivant.

⁵Dans notre cas, on vérifie que $Z_0 = R_0 \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_c)^2}$, où $R_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ est l'impédance du vide.



$$r = E_r/E_i \equiv |r| e^{i\phi} ;$$

ϕ représente le retard de phase de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente.

Impédance réduite Z/Z_0

On introduit l'impédance réduite Z/Z_0 , qui est la seule à avoir une signification expérimentale directe, et on note qu'elle est reliée au coefficient de réflexion par

$$r = \frac{Z/Z_0 - 1}{Z/Z_0 + 1} .$$

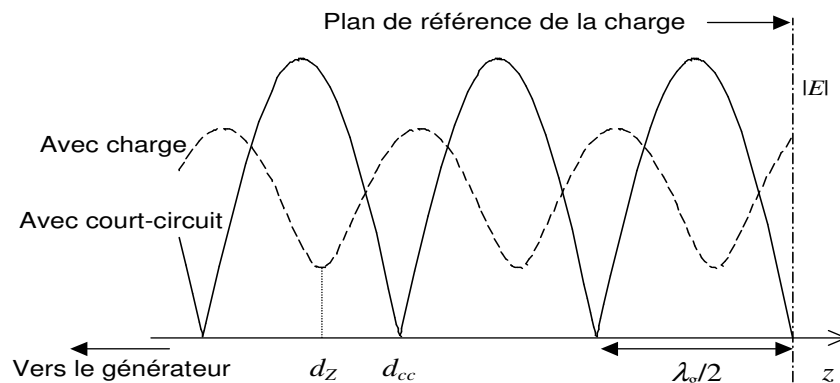
Par ailleurs, on a vu que $|r| = \frac{TOS-1}{TOS+1}$, d'où le lien entre le taux d'onde stationnaire et l'impédance.

Principe de la mesure

Il est le suivant :

- Connecter l'élément inconnu Z (constitué par exemple par le cornet) à la ligne de mesure. Déterminer le TOS et la position d_Z d'un minimum. En ce point, l'onde réfléchie, qui a parcouru la distance supplémentaire $2d_Z$ par rapport à l'onde incidente, présente un retard de phase $\phi + 2\pi(2d_Z/\lambda_g) = (2n+1)\pi$.
- Remplacer cet élément par un court-circuit placé à la sortie de la ligne de mesure. Le minimum précédemment étudié est déplacé en d_{cc} . En ce point, le retard s'écrit :

$$\pi + 2\pi(2d_{cc}/\lambda_g) = (2n+1)\pi .$$



- On obtient ainsi la phase $\phi = \pi + 4\pi(d_{cc} - d_Z)/\lambda_g$ (modulo 2π).
- On en déduit r (complexe), puis le rapport Z/Z_0 , à mettre sous la forme $X + jY$.

IV) Visualisation de l'effet Doppler acoustique

On cherche à mettre en évidence l'effet Doppler. Pour cela, on utilise deux transducteurs piezo-électriques, l'un fixe et l'autre monté sur un support mobile, par exemple une table traçante. Envoyer un signal sinusoïdal à $f_{em} = 40$ kHz à l'aide d'un générateur basses fréquences, et observer le signal reçu par le second transducteur lorsqu'on met en route la table traçante. Si le récepteur s'éloigne de l'émetteur, on s'attend à une fréquence f_{rec} :

$$f_{rec} = \left(1 - \frac{v_{rec}}{c}\right) f_{em}.$$

La différence de fréquences atteignable $\Delta f = f_{em} - f_{rec}$ étant de l'ordre du Hz, une mesure directe de la fréquence ne sera pas assez précise. On propose alors de réaliser une **détection synchrone** : l'idée est de multiplier le signal reçu à f_{rec} par le signal émis à f_{em} à l'aide d'un multiplieur. On obtient alors un signal modulé, donc deux fréquences $f_{rec} + f_{em} \approx 2f_{em}$ et Δf qui ont des ordres de grandeur très différents. Pour récupérer le signal basse fréquence (à Δf) qui nous intéresse, filtrer le signal sortant du multiplieur avec un filtre RC passe-bas de fréquence de coupure bien choisie.

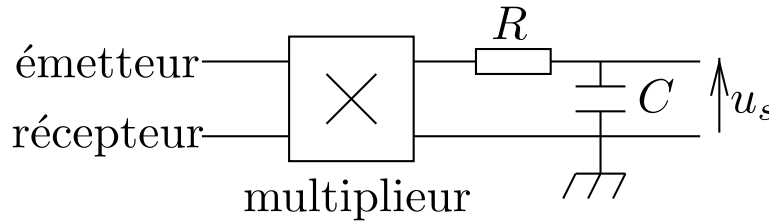


FIG. 1 – Expérience sur l'effet Doppler