

MESURE DE LONGUEUR D'ONDE.

- Objectifs :**
- utiliser des ondes de natures différentes longitudinales- transversales, mécaniques- électromagnétiques ou optiques, qui se propagent dans des milieux différents.
 - choisir des domaines de longueurs d'onde très différents.
 - Déterminer quelques caractéristiques d'un milieu de propagation, en particulier mettre en évidence s'il est dispersif.
 - Montrer quelques méthodes issues de phénomènes physiques de nature différente qui permettent d'aboutir à des mesures de longueurs d'onde.
 - Discuter de la précision d'une mesure et en déduire le matériel le mieux adapté pour une mesure précise ;

Ce montage ne présente pas de difficultés particulières quant au contenu. De nombreuses manipulations sont possibles illustrées dans divers domaines de la physique. Il faut porter son attention sur la précision des résultats obtenus et effectuer une analyse critique des manipulations.

On peut choisir de présenter des expériences par branches de la physique (optique, électromagnétisme, mécanique...), ou en fonction des différents facteurs susceptibles d'influencer la longueur d'onde (le milieu, la dispersion éventuelle, les conditions aux limites dans le cas d'une propagation guidée...), ou encore en fonction de la méthode de mesure (par déphasage, à l'aide d'ondes stationnaires, par interférences....) et c'est cette dernière proposition que nous envisagerons.

"**Optique expérimentale**" (Collection enseignement des sciences Hermann) Sextant (ouvrage collectif de la préparation à l'agrégation de Montrouge) p105-182

"**Agrégation de sciences physiques, expériences d'optique**" (Bréal 2^{ème} édition) de R. Duffait, p 38-63

"**Capes de sciences physiques**" (Bréal) de R. Duffait, p 198

"**La lumière du Laser, Guide d'expériences**" (Masson) de Henri et Jouanisson

"**Physique pratique, tome 3 d'optique**" (Vuibert université 1974 !) de Berty, Escout, Marchand, Martin, Oustry p129-161.

"**Lumière, son, optique** " (CNED) de Jean-Pierre Lièvre

"**Tome I : La Mécanique** " (Pierron) de Quaranta

"**Tome IV : Electricité** " (Pierron) de Quaranta

B.U.P. :

1999	: n° 818	« Interférences ultrasonores : apport d'une acquisition informatisée. »
1997	: n° 794	« Cavité acoustique, Laser et système bouclé »
1992	: n° 742	« Propagation guidée des ondes acoustiques dans l'air »
1989	: n° 715	« TP sur les franges de Young en ondes centimétriques »
1987	: n° 699	« A propos de la propagation de l'énergie acoustique » « La pression de radiation en acoustique »
1982	: n° 649	« �tude expérimentale des ondes sonores »
1975	: n° 574	« Corde vibrante- Expérience de la corde de Melde » « Propagation d'un signal dans un milieu linéaire » « Les lignes et fils de L�cher »

Liens internet intéressants :

<http://www.scientillula.net/> : site portail de physique et chimie, tout niveau fait par notre collègue Nathalie BONNIN du Lycée La Martinière Monplaisir,   mettre absolument dans vos signets favoris de travail.

MESURE DE LONGUEUR D'ONDE.	1
1. QUELQUES DEFINITIONS.	2
1.1. ONDES PROGRESSIVES, ONDES STATIONNAIRE.....	2
1.2. RESONANCE.	2
1.3. INTERFERENCES.	2
2. MESURES DIRECTES.	2
2.1. ONDES PROGRESSIVES : ONDES ULTRASONORES DANS LE VIDE [LIEVRE].	2
2.2. ONDES STATIONNAIRES ET RESONANCE : CORDE DE MELDE [«QUARANTA I » P 227]......	2
2.3. ONDES STATIONNAIRES ET RESONANCE : TUBE DE KUNDT [« QUARANTA I » P. 358]......	2
2.4. INFLUENCE DES CONDITIONS AUX LIMITES : PROPAGATION D'ONDES GUIDEES ELECTROMAGNETIQUES DANS UNE CAVITE RECTANGULAIRE METALLIQUE. [« QUARANTA IV », P 309].....	2
a) Premières observations.....	2
b) Réglage initial du générateur SHF.....	2
c) Réglage initial de la sonde de mesure.....	2
d) Modulation d'amplitude du signal hyperfréquence.....	2
e) Mesures expérimentales.....	2
2.5. INFLUENCE DES CONDITIONS AUX LIMITES : PROPAGATION D'ONDES ULTRASONORES DANS UN TUYAU.[BUP N°742].....	2
2.6. INFLUENCE DU MILIEU : EQUATION DE DISPERSION ET CUVE A ONDES [« QUARANTA I » P 220, 388 ET NOTICE DE L'APPAREIL LEYBOLD].....	2
3. MESURE PAR INTERFERENCES A DEUX ONDES.....	2
3.1. INTERFEROMETRE DE MICHELSON AVEC DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES. [« QUARANTA IV », P 309]	2
3.2. SPECTROSCOPIE INTERFERENTIELLE ET INTERFEROMETRE DE MICHELSON OPTIQUE REGLE EN LAME D' AIR : PHENOMENES DE BATTEMENT.[SEXTANT]	2
a) Réglages grossiers : optique géométrique.....	2
b) Premiers réglages interférentiels : réglage en coin d'air.....	2
c) Interféromètre de Michelson en lame d'air à faces parallèles ou les anneaux, franges d'égale inclinaison.	2
d) Principe de l'enregistrement d'un interférogramme.	2
e) Mesure de $\lambda_m, \Delta\lambda$	2
4. MESURES PAR INTERFERENCES A N ONDES.....	2
4.1. SPECTROGONIOMETRE A RESEAU.[DUFFAIT « EXPERIENCES D'OPTIQUE» P121]	2
a) Relation de Bragg : relation fondamentale.....	2
b) Mesures absolues.....	2
c) Mesures relatives.....	2
4.2. SPECTROSCOPIE INTERFERENTIELLE ET INTERFEROMETRE DE FABRY-PEROT EN ONDES CENTIMETRIQUES.	2
5. CONCLUSIONS.	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.

1. QUELQUES DEFINITIONS.

Il y a de nombreuses confusions sur les notions de base que sont la résonance, les ondes stationnaires et les modes propres, les phénomènes d'interférences.

1.1. Ondes progressives, ondes stationnaire.

On distingue les ondes transversales où la perturbation est perpendiculaire à la direction de propagation, et les ondes longitudinales où la perturbation est colinéaire à la direction de propagation.

Dans l'étude expérimentale des ondes élastiques, il est en général impossible de séparer les ondes progressives des ondes stationnaires car le milieu d'étude est nécessairement limité. On peut cependant, moyennant certaines approximations et certaines dispositions expérimentales, supposer que le milieu est **illimité** et donc observer et étudier des **ondes progressives**.

Lorsqu'un milieu dans lequel se propage une perturbation est **limité**, il se crée alors un phénomène d'ondes **stationnaires** avec **des conditions aux limites** particulières imposées par le milieu (problème de réflexion-transmission d'onde). Celui-ci est d'amplitude maximale quand les dimensions du milieu ont certaines valeurs particulières : on dit qu'il y a **résonance**. Les ondes stationnaires sont des ondes qui peuvent être décrites par une fonction correspondant au **produit d'une fonction du temps par une fonction d'espace**. Dans le cas d'un problème à une dimension, les ondes stationnaires seront par conséquent décrites par une fonction du type : $s(x, t) = f(x) \times g(t)$

1.2. Résonance.

Quand une source envoie une impulsion à un système oscillant, celui-ci vibre ensuite librement sous la seule action de ses forces intérieures. Les **oscillations libres** se font toujours selon un ensemble de fréquences appelées **fréquences propres**, modes propres qui caractérisent l'oscillateur.

Les fréquences propres peuvent être en nombre fini (système à nombre fini de degré de liberté, comme deux oscillateurs mécaniques linéaires couplés) ou en nombre infini (suite dénombrable en général) dans le cas de système avec propagation.

La résonance est un phénomène qui se produit quand un système oscillant est excité en **régime permanent** par un **signal périodique** dont la fréquence est égale à une **fréquence propre** du système non amorti, ou légèrement inférieure à une fréquence propre pour un système oscillant amorti (cf circuit RLC série). Dans ce cas-là, l'énergie absorbée par le système est maximale.

1.3. Interférences.

Il s'agit de phénomènes obtenus par la superposition en un point de deux ondes de même nature, cohérentes (critère spatiale de source unique quasi-ponctuelle, temporelle d'onde quasi-monochromatique...). En particulier pour des ondes d'amplitudes voisines et de pulsation voisines on peut observer des phénomènes de battements

2. MESURES DIRECTES.

2.1. Ondes progressives : ondes ultrasonores dans le vide [Lièvre].

- Objectif :**
- mesurer une longueur d'onde de quelques mm.
 - en déduire la célérité des ultrasons dans l'air et la comparer à sa valeur théorique.

BF : HP33120A
40 kHz ~ environ



Oscillo voie 1 : E
voie 2 : R

Manipulation :

Mettre face à face émetteur et récepteur à une vingtaine de centimètres. Alimenter l'émetteur avec le générateur basse fréquence HP 33120 A (10 volts pp, environ 40 kHz) ou AGILENT. Observer le signal reçu à l'oscilloscope. ¹

Constater une résonance vers 40 kHz. Mesurer précisément la fréquence de résonance f_0 .

Déplacer le récepteur : pourquoi les signaux se déphasent-ils ? Peut-on mettre en évidence la résonance par le déphasage nul ? Repérer la position du récepteur quand les deux courbes sont en phase. Déplacer le récepteur par rapport à l'émetteur, en suivant une droite sur papier millimétré, compter 10λ .

Exploitation : comparaison avec la valeur théorique de la célérité $c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}$ en considérant l'air comme un gaz parfait diatomique. Estimer l'incertitude et l'écart relatif.

2.2. Ondes stationnaires et résonance : corde de Melde [«Quaranta I » p 227].

- Objectifs :**
- on admet que la longueur d'onde correspond à la longueur de deux fuseaux.
 - observer l'influence d'un obstacle et de conditions aux limites particulières
 - déterminer les paramètres déterminant la longueur d'onde.

On rappelle l'équation générale du mouvement transversal d'une corde : $\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0$ avec $c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$

T : tension de la corde

μ : masse linéique de la corde

La solution générale du mouvement est une combinaison d'une onde progressive et d'une onde régressive :

$$y(x,t) = f(t - x/c) + g(t + x/c)$$

Modes propres d'une corde tendue à ses deux extrémités :

On recherche des solutions sinusoïdales à l'équation de propagation : $f(x,t) = a \sin(\omega t + kx)$, $g(x,t) = a \sin(\omega t - kx)$

corde fixe en $x = 0$: on trouve $y(x, t) = 2a \sin(kx) \cdot \cos(\omega t)$

On reconnaît l'expression d'une onde stationnaire.

corde fixe en $x = L$: on trouve $L = p\lambda/2$

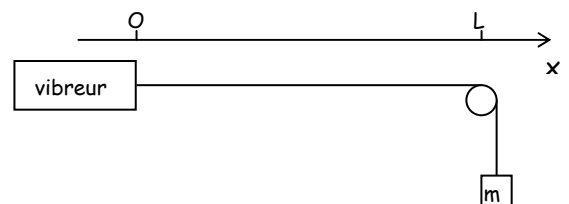
Ces ondes stationnaires ne sont possibles que si la longueur de la corde est accordée à la longueur d'onde.

Oscillations forcées d'une corde fixée à une extrémité :

On considère l'expérience dite de la corde de Melde.

L'extrémité d'abscisse L est fixée. Un opérateur impose à l'extrémité $x = 0$ un déplacement transversal

$$y(0, t) = a \cos(\omega t).$$



¹Noter que le signal reçu représente l'amplitude instantanée de la vibration et non la moyenne temporelle du carré de l'amplitude comme en optique.

Avec ces nouvelles conditions limites on trouve : $y(x,t) = a \sin(\omega t) \frac{\sin[k(L-x)]}{\sin(kL)}$ avec $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$.

Elle tend vers une valeur minimum égale à A lorsque $L = (2p+1)\lambda/4$. Elle tend théoriquement vers l'infini lorsque $L = p\lambda/2$, c'est à dire lorsque l'on est sur un mode propre de la corde fixée à ses deux extrémités. Le phénomène d'ondes stationnaires est alors nettement visible, la corde se séparant en p fuseaux de longueur $\lambda/2$; on dit qu'il y a résonance.

Remarque : L'amplitude à la résonance est limitée dans la pratique par les amortissements et les non linéarités du système négligés lors de l'établissement de l'équation d'onde (elle n'est valable que pour de petits déplacements)

Manipulations : avec un GBF on peut régler finement la fréquence de l'excitateur, placer une masse $m = 200g$ après la poulie ce qui fixe la tension de la corde.

Commencez par une longueur de corde assez faible ($L \approx 80 \text{ cm}$). Augmentez progressivement la fréquence du GBF et faites apparaître successivement les modes correspondants à $p = 1, 2$ et 3 . La corde est immobile en des points séparés de $\lambda/2$ (noeuds de vibration) ; elle vibre avec une amplitude maximum en des points séparés aussi de $\lambda/2$ (ventres) séparés des noeuds par $\lambda/4$. Chaque mode propre se présente comme le produit d'une fonction d'espace par une fonction du temps ; il s'agit d'une onde stationnaire.

Lorsque vous êtes au mode $p = 3$, éclairez la corde à l'aide d'un stroboscope réglé à la fréquence du vibreur ; on rappelle que $N_{\text{strobos}} (\text{coup/min}) = f_{\text{GBF}} (\text{Hz}) \times 60$. Si l'accord est parfait, la corde doit paraître immobile. Décalez alors légèrement la fréquence du stroboscope de façon à voir la corde bouger très lentement (phénomène de battement). Montrez qu'entre deux noeuds consécutifs, les points de la corde vibrent en phase, l'amplitude $A/\sin kL$ gardant le même signe. Par contre, de part et d'autre d'un noeud, l'amplitude prend des signes opposés et les points de la corde vibrent en opposition de phase.

Remarque : La corde de Melde est donc un résonateur à fréquences multiples. Ce phénomène est général dans tous les dispositifs de type cavité ; on le retrouve en acoustique (tuyaux sonores, tube de Kundt), en optique (interféromètre Fabry-Pérot, cavité Laser), en mécanique (figures de Chladni) et en hyperfréquences (ondemètre pour ondes centimétriques).

Mesures :

Plusieurs types de mesures sont possibles suivant ce que l'on fait varier. On propose ici de faire varier la longueur et de mesurer la fréquence de résonance correspondant à l'apparition de un ou deux fuseaux. Effectuez ces mesures pour les longueurs suivantes (on peut ne faire qu'une série de mesure avec un ou deux fuseaux :

L (m)	1	1,1	1,2	1,5
f ₁ (Hz)				
f ₂ (Hz)				

On observe un fuseau lorsque $L = \lambda/2$; on en observe deux lorsque $L = \lambda$. La fréquence étant égale à $f = c/\lambda$ où c est la célérité de l'onde, les fréquences de résonance sont alors données par la relation :

$$f = \frac{p}{2L} \sqrt{\frac{mg}{\mu}}$$
 avec $p = 1$ ou 2

Exploitation : Dédurre des mesures précédentes la masse linéique de la corde de Nylon. Vous trouverez dans la boîte du vibreur un échantillon de la corde qui a été mesuré et pesé. Calculez la masse linéique à partir de ces données et comparer au résultat précédent.



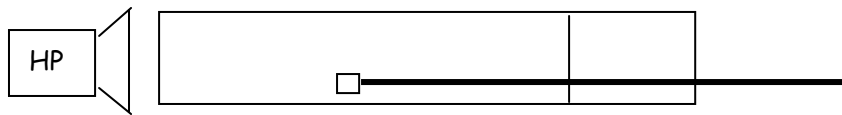
2.3. Ondes stationnaires et résonance : tube de Kundt [« Quaranta I » p. 358].

Les observations que l'on peut faire ici sont à rapprocher à celle faites au § 2.3 sur la corde de Melde, seul le type d'onde change (les vibrations sont transversales dans la corde de Melde alors qu'ici les ondes sont longitudinales) : lorsque le milieu dans lequel se propage une perturbation est limité, il se crée un phénomène d'ondes stationnaires. Celui-ci est maximal lorsque les dimensions du milieu ont certaines valeurs particulières : on dit alors qu'il y a résonance. Le système considéré possède alors plusieurs fréquences de résonance, en théorie une infinité discrète. On a donc un résonateur à fréquences multiples.

Il existe 2 types de tube de Kundt.

Une variante (archaïque) utilise comme détecteur une poudre fine (liège, lycopode) placée dans le tube qui se déplace sous l'action de la vibration et forme des petits tas distants de $\lambda/2$.

Dans l'autre variante, la longueur du tuyau sonore fermé est fixe (mais ajustée pour être à la résonance - voir plus loin) et on visualise, avec un petit micro cravate électret omnidirectionnel, l'état vibratoire du gaz le long de la colonne. (quand on passe d'un minimum au maximum voisin, c'est qu'on est passé d'un noeud à un ventre de vibration (en général de pression). La distance entre 2 minima voisins est de $\lambda/2$.



Le micro (obligatoirement sensible à la pression, ce qui est le cas le plus courant) se trouve à l'extrémité du tube et donc nécessairement à un noeud de déplacement c.-à-d. un ventre de pression. On observe en fait la condition, réalisée ou non, de la **résonance**.

Se placer également à une fréquence de 2 - 3 kHz.

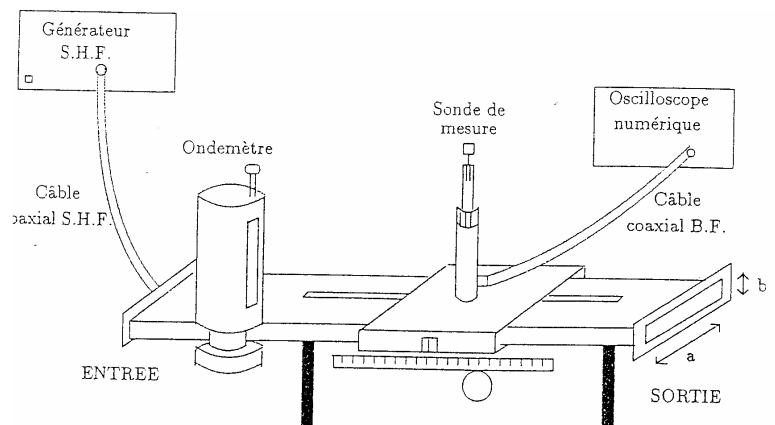
Une onde stationnaire est le résultat de la composition d'une onde incidente créée par une source et de l'onde réfléchi. La condition aux limites sur l'embout impose un noeud de déplacement.

L'onde réfléchi peut être à son tour réfléchi au niveau de la source (en particulier lorsque les ondes sont guidées dans une cavité). Si cette onde réfléchi 2 fois est en phase avec l'onde incidente (c.-à-d. lorsque la longueur de la cavité est un multiple entier de $\lambda/2$), le phénomène d'interférence précédent va être amplifié par les réflexions multiples : on sera dans une situation de résonance. Dans ce cas quelconque, l'amplitude du phénomène d'interférence reste faible.

La longueur d'onde étant déterminée par ces différentes méthodes, on peut, connaissant la fréquence du son (à l'oscilloscope ou au fréquencemètre), déterminer la vitesse de propagation $c = \lambda f$.

2.4. Influence des conditions aux limites : propagation d'ondes guidées électromagnétiques dans une cavité rectangulaire métallique. [« Quaranta IV », p 309]

Deux solutions sont possibles dans ce domaine. On peut utiliser un oscillateur VHF et effectuer une détection avec les **fils de Lécher** . Ce dispositif est encore présent, mais il est désormais **interdit de l'utiliser en raison de sa puissance d'émission et de sa bande spectrale**. On utilisera par conséquent un système utilisant des ondes centimétriques dans la bande X (8-12 GHz).



On distingue :

- le GSHF à diode Gunn, 8 à 12 GHz avec ou sans modulation ;
- un câble coaxial SHF d'impédance caractéristique 50 Ω, il fait le lien avec le guide d'ondes rectangulaire facilement

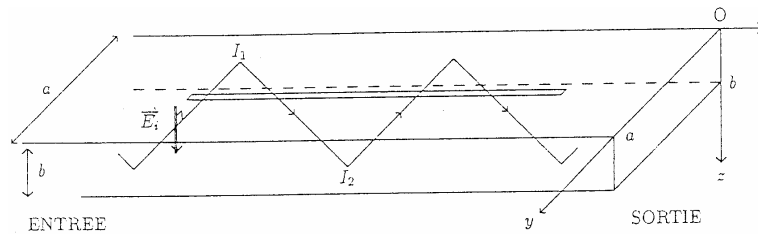
- reconnaissable;
- un ondemètre à absorption (son rôle est expliqué plus loin) ;
- une ligne de mesure constituée d'une section de guide d'ondes fendu dans le sens longitudinal sur le grand côté du guide. Une sonde détectrice peut se déplacer le long du guide et sa position est repérée sur une échelle millimétrique avec un vernier au dixième de millimètre. Le signal détecté est fourni par une fiche BNC sur le support. L'appareil de mesure est soit un oscilloscope numérique, soit un multimètre numérique en position mesure de tension DC.

a) Premières observations

La sortie du guide est initialement à l'air libre, réaliser cette situation. A l'aide d'un pied à coulisse on peut mesurer les dimensions intérieures du guide avec la convention $a = 22,86 \text{ mm} > b = 10,16 \text{ mm}$. Ces mesures sont à effectuer au 1/10 de millimètre. Identifier un guide d'onde de la bande X par référence à la partie théorique et sans nouveaux calculs.

Le générateur SHF pouvant délivrer des fréquences comprises entre 7 et 12GHz, rappeler pourquoi seul le mode TE_{10} est possible.

Observer la figure ci-dessous qui montre l'adaptation des notations de l'étude théorique au dispositif pratique. La face du guide comportant la coupure est repérée comme la face de cote $z = 0$ et la coupure correspond à $y = a/2$. Ici le champ électrique est vertical et l'antenne détectrice lui est parallèle.



Pour un mode $TE_{m,0}$, on a la relation de dispersion imposées par les conditions aux limites sur les faces métalliques du guide :

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k^2 + \frac{m^2 \pi^2}{a^2} \text{ avec } k = 2\pi/\lambda_g$$

La longueur d'onde dans le guide n'est pas la même que celle dans le vide $\lambda_0 = c/f$, on est en propagation guidée et le guide rectangulaire à des dimensions qui permettent la propagation monomode $TE_{1,0}$, et la longueur d'onde pour ce mode vaut alors :

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}$$

b) Réglage initial du générateur SHF

Réglages

Le voyant **ARRET SHF** éteint, la sortie du signal SHF est active. Régler la fréquence sur 8,000 GHz (éventuellement sur 7,222GHz en cas de difficultés), mettre le bouton d'ajustement fin Δf sur zéro, la précision du signal délivré est meilleure que 1/100.

Régler la puissance de sortie sur le maximum soit 10 dBm, la valeur de cette puissance apparaît dans la fenêtre sous l'indication **Niveau**. On découvre ici une nouveauté, par définition en hyperfréquences, les puissances sont exprimées en dBm, telles que $P_{dBm} = 10 \cdot \log(P/P_0)$ avec $P_0 = 1 \text{ mW}$. Ainsi pour 10 dBm, la puissance délivrée est de $10P_0$, soit 10 mW.

Toutes les touches sont à mettre en position sortie sauf la dernière à droite qui est à enfoncer, ce qui signifie "sans modulation".

Tarage sur zéro (voyant éteint). **Compensation** câble sur zéro (voyant éteint).

c) Réglage initial de la sonde de mesure

Technologie

La sonde détectrice possède dans sa partie inférieure une petite antenne qui plonge de quelques millimètres dans le guide d'ondes. La molette supérieure de la sonde permet de régler cette profondeur. L'antenne est reliée à une diode à pointe ou diode de Schottky. Le signal détecté étant très faible, on obtient un signal détecté maximal en amplitude si l'on a réalisé l'adaptation d'impédance de la ligne. Cette adaptation est réalisée en jouant sur la ou les **molettes inférieures**, elles font varier des capacités internes. De plus cette adaptation étant réalisée, il n'y a pas de signal retour vers le guide.

Ne jamais toucher la molette supérieure qui règle la pénétration de l'antenne détectrice dans le guide.

La diode assure alors la démodulation du signal et il suffit de placer en sortie un dispositif de mesure passe-bas pour récupérer le signal moyen détecté. On utilise soit un oscilloscope numérique ($f_c = 300 \text{ MHz}$), soit un multimètre numérique en position mesure de tension DC. On rappelle qu'aux faibles niveaux détectés, l'amplitude du signal détecté, A_{lue} , est proportionnelle à la moyenne temporelle du carré du champ électrique dans le guide, c'est-à-dire que ce signal est proportionnel à la puissance hyperfréquence reçue.

Réglages

On utilise comme appareil de mesure l'oscilloscope numérique. Jouer sur la ou les molettes inférieures, sans les forcer, pour avoir un maximum du signal détecté en module. Jouer aussi sur le déplacement latéral de la sonde pour éviter d'être sur un minimum. On rappelle qu'à ce niveau la sortie du guide est à l'air libre.

d) Modulation d'amplitude du signal hyperfréquence

Réglages

Utiliser à nouveau l'oscilloscope comme appareil de mesure. Sur le GSHF enfoncer l'avant dernière touche, cela active la modulation d'amplitude sous la forme d'un signal créneau ; choisir le bon calibre et ajuster la fréquence de modulation à 50 Hz.

Questions

Dessiner l'oscillogramme obtenu. Mesurer V_{max} , V_{min} pour une position donnée et la fréquence de modulation avec l'oscilloscope. Déplacer latéralement la sonde sur son guide, qu'observe-t-on ? Pourquoi ? (Rester qualitatif dans cette réponse.)

e) Mesures expérimentales

Fermer le guide par une plaque métallique correctement vissée.

Réglages : $f = 7,200 \text{ GHz}$, modulation 50 Hz , $P = 10 \text{ dBm}$, appareil de mesure : l'oscilloscope numérique, régler l'adaptation de la sonde détectrice.

Déplacer latéralement la sonde détectrice, constater que les nœuds du champ E ont une amplitude quasi nulle. Pour la meilleure précision possible, on repère, en utilisant le vernier au $1/10 \text{ mm}$, la distance séparant le plus grand nombre de nœuds possibles et l'on déduit λ_g .

On répète cette opération en augmentant la fréquence par pas de $0,300 \text{ GHz}$ jusqu'à $9,200 \text{ GHz}$ en adaptant la sonde de mesure au fur et à mesure (ESSENTIEL).

Présenter les résultats f , λ_g sous forme d'un tableau numérique.

2.5. Influence des conditions aux limites : propagation d'ondes ultrasonores dans un tuyau.[BUP n°742]

Objectifs : On cherche à étudier la "propagation guidée", c'est-à-dire la propagation dans un tuyau : **l'onde ne peut plus être plane** du fait des conditions aux limites à la surface du tuyau. La propagation est "guidée" par opposition à la propagation "libre" dans laquelle il n'y a pas de limitations latérales.

En particulier la composante normale de la vitesse doit être nulle sur la paroi. Si on admet, comme dans la propagation unidirectionnelle, que vitesse et surpression sont en quadrature, la surpression doit être maximale sur la paroi.

On constate que le milieu devient dispersif avec une vitesse de phase v_ϕ différente de la vitesse de groupe v_g . Le but de l'expérience est de **mesurer directement la vitesse de groupe** en envoyant un **train d'onde** (une dizaine de périodes à 40 kHz).

Éléments de théorie pour un guide d'onde limité par deux plans parallèles :

On écrit les équations liant la surpression p à la vitesse \vec{v}

théorème du centre d'inertie :
$$\rho_0 \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\text{grad } p \quad (1)$$

conservation de la masse :
$$\rho_0 \cdot \text{div } \vec{v} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

transformation isentropique :
$$\delta p = p \cdot \rho / \gamma p_0 \quad (3)$$

On en déduit l'équation de propagation de la surpression : $\Delta p = 1/c^2 \cdot \partial^2 p / \partial t^2$

On cherche dans ce cas particulier des solutions de type $p(x,y,z,t) = f(x) \cdot \exp j[\omega t - k_z z]$ se propageant dans la direction Oz .

Alors $f''(x) = -[-k_z^2 + \omega^2/c^2] f(x)$ soit, en posant $\alpha^2 = [-k_z^2 + \omega^2/c^2]$

$f(x) = A \cos(\alpha x) + B \sin(\alpha x)$ en privilégiant les solutions sinusoïdales, seules à pouvoir vérifier les conditions limites en $x = \pm a/2$.

On calcule la composante suivant Ox de la vitesse par (1) :

$v_x(x,y,z,t) = -\alpha / (j\rho_0 \cdot \omega) \cdot [-A \sin(\alpha x) + B \cos(\alpha x)] \cdot \exp j[\omega t - k_z z]$ composante qui doit s'annuler sur les parois en $x = \pm a/2$.

On trouve alors les conditions : $A \sin(\alpha a/2) = B \cos(\alpha a/2) = 0$

soit $\alpha = n \cdot \pi / a$ avec n entier et $[A \text{ ou } B] = 0$

{si n est pair, $A \neq 0$, la surpression varie en $\cos(\alpha x)$ et la vitesse varie en $\sin(\alpha x)$

si n est impair, $B \neq 0$, la surpression varie en $\sin(\alpha x)$ et la vitesse varie en $\cos(\alpha x)$ }.

d'où une solution possible (avec n impair) :

$p(x,y,z,t) = p_0 \cdot \sin(\pi n x / a) \cdot \exp j[\omega t - k_z z]$ $v_x(x,y,z,t) = -p_0 / (\rho_0 \cdot \omega) \cdot \cos(\pi n x / a) \cdot \exp j[\omega t - k_z z - \pi/2]$
--

On constate que surpression et vitesse sont en quadrature par rapport au temps, et que si la vitesse est nulle sur les parois, la pression y est maximale. Noter que les autres composantes (v_y et v_z) de la vitesse ne sont pas affectées par les conditions limites : le fluide peut glisser le long de la paroi.

En remplaçant α par sa valeur, on obtient la relation de dispersion :

$$k_z^2 = \omega^2/c^2 - [n.\pi/a]^2 = [\omega^2 - \omega_c^2]/c^2 .$$

La propagation n'est possible que si $\omega > \omega_c = n \pi c / a$ avec $v_\phi = c / [1 - \omega_c^2/\omega^2]^{1/2}$ et

$$v_g = c . [1 - \omega_c^2/\omega^2]^{1/2}$$

La vitesse de groupe (vitesse de propagation moyenne du train d'onde) est inférieure à c et dépend du paramètre n . En réalité, ω est fixé, il n'y a propagation que si $\omega_c < \omega$ donc n est borné supérieurement : $n < \omega a / c \pi$

Dans le cas d'un **guide de section rectangulaire**, de côté a et b , les équations sont pratiquement les mêmes et on cherche une solution de type :

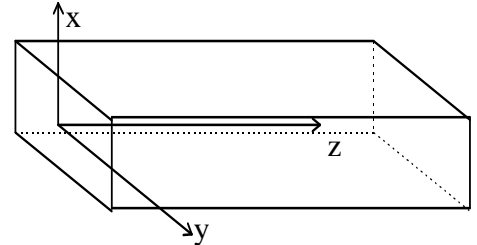
$$p(x, y, z, t) = f(x).g(y).exp j[\omega t - k_z z]$$

pour la suppression, puis on en déduit la vitesse (en particulier les deux composantes de la vitesse qui doivent s'annuler sur la paroi).

La relation de dispersion devient :

$$k_z^2 = \omega^2/c^2 - [n.\pi/a]^2 - [m.\pi/b]^2 = [\omega^2 - \omega_c^2]/c^2$$

Seule la valeur de ω_c change : elle dépend maintenant des deux paramètres entiers n et m .



Un couple de valeurs (n,m) correspond à un "mode" dans lequel l'onde se propage en "zigzag" dans le tuyau. L'existence et l'importance du mode est lié à la position et à l'orientation de l'émetteur à l'entrée du guide. De même, sa détection dépend de la position et de l'orientation du récepteur dans la section du guide.

On peut aussi définir la longueur d'onde critique : $\frac{1}{\lambda_c^2} = \frac{m^2}{4a^2} + \frac{n^2}{4b^2}$

La valeur $(0,0)$ correspond au mode fondamental sans dispersion à la vitesse c (exceptionnellement, l'onde est plane).

L'étude pour les tuyaux circulaires est la même mais les résultats sont plus compliqués et font intervenir les fonctions de Bessel. La relation $k_z(\omega)$ est la même, mais ω_c dépend du rayon R du guide et d'un paramètre μ_{nm} (n : ordre de la fonction de Bessel ; m : numéro du maximum de la fonction de Bessel) obtenu en disant que la suppression doit être maximale sur la paroi donc à la distance R de l'axe. La longueur d'onde « de coupure » λ_c est telle que :

$\frac{1}{\lambda_c} = \frac{\mu_{nm}}{2\pi R}$ avec les coefficients définis selon le tableau suivant :

Ordre n	μ_{n1}	μ_{n2}	μ_{n3}	μ_{n4}
0	0	3.83	7.01	10.2
1	1.84	5.33	8.54	
2	3.05	6.71	9.97	
3	4.20	8.01		
4	5.32	9.28		
5	6.42			
6	7.50			
7	8.58			

La forme générale de l'équation de dispersion reste inchangée : $k_z^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_c^2)}{c^2}$. Déterminer pour les

différents tuyaux circulaires, de section circulaire (diamètres 25 mm, 33 mm, 43 mm), les différents modes observables correspondant aux valeurs de (n,m) possibles avec la vitesse de groupe associée

$v_g = \frac{d\omega}{dk_z} = c^2 \frac{k_z}{\omega}$. L'émetteur à ultrasons utilisé fonctionne à $f = 40$ kHz, ce qui correspond à une longueur

d'onde dans le vide $\lambda = c/f = 8,5$ mm avec $c = 340$ m/s.

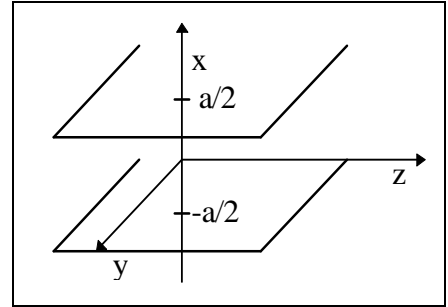
Manipulation :



On dispose de plusieurs guide d'onde de section carrée (14 et 17 mm), de section circulaire (diamètres 25 mm, 33 mm, 43 mm), de longueur 2 mètres.

Placer l'émetteur à l'entrée, le récepteur à la sortie.

Alimenter l'émetteur avec le générateur HP 33 120 A avec des trains d'onde de 10 sinusoïdes de 40 kHz (fréquence de résonance de l'émetteur) :



Fréq : $f_0 \approx 40$ kHz .

Shift Burst :

Shift < (Recall Menu) ; "Burst CNT" ; \vee nombre de cycles : 10 ; **ENTER** "Entered"

Shift < (Recall Menu) ; "Burst CNT" ; > ; "Burst rate" ; \vee ; 10 Hz ; **ENTER** "Entered"

Vérifier à l'oscilloscope que le signal est constitué de 10 sinusoïdes de 40 kHz se répétant toutes les 100 ms.

Ampl : 10 V pp .

Constater que si émetteur et récepteur sont dans l'axe, le signal se propage à la vitesse c (mode (0,0)) sans déformation. La mesure de la vitesse de groupe se fait par mesure du temps (oscilloscope + curseurs + mode SINGLE de déclenchement) que met le début du signal à parcourir les 2 mètres de tube.

Incliner suffisamment l'émetteur et récepteur par rapport à l'axe ou les déplacer dans la section. Observer la déformation du signal (dispersion). On interprète en décomposant le signal d'entrée en modes (n, m) qui se propagent à des vitesses différentes.

Mesurer ces vitesses et trouver les valeurs correspondantes de n et m .

Noter que seuls les modes de vitesse très différentes peuvent être mesurés : il faut que les trains d'onde à l'arrivée soit suffisamment séparés.

Les guides circulaires sont en général plus riches en modes que les guides rectangulaires (l'émetteur a la symétrie cylindrique, donc favorise une propagation cylindrique). Comparer avec l'étude théorique (existence des divers modes, valeurs des vitesses de groupe mesurés).

2.6. Influence du milieu : équation de dispersion et cuve à ondes [« Quaranta I » p 220, 388 et notice de l'appareil Leybold].

Objectifs : - mesurer des longueurs d'onde concernant des ondes de capillarité se propageant à la surface de l'eau : mise en évidence directe facilement mesurable.

- montrer que le milieu est dispersif, c'est-à-dire que la vitesse de phase dépend de la fréquence ; pour cela tracer la courbe de dispersion. Il s'agit d'un phénomène tout à fait général en physique (optique, acoustique,...) mais beaucoup plus difficile à mettre en évidence dans les autres domaines considérés (fréquences très élevées).

Manipulation :

Nous utilisons l'excitateur à une source ponctuelle avec une profondeur de 5 mm d'eau distillée. La cuve doit être parfaitement horizontale, et avoir été nettoyée avec soin, toute trace de détergent ou de graisse éliminée.

Mesurer d'abord la facteur de grandissement de la projection (utiliser un des morceaux de plexiglas de dimension connue : on trouve $\gamma = 1,68$)

La propagation des ondes sur l'eau se comporte comme celle d'une onde élastique à la vitesse de propagation (vitesse de phase) est liée à la fréquence d'excitation par la relation : $v = \lambda \cdot F$

Pour une fréquence donnée lue sur le générateur, la mesure de λ se fait par stroboscopie (on stoppe le mouvement en agissant sur le bouton de réglage fin). Mesurer la distance séparant 5 ou 10 maxima d'amplitude pour améliorer la précision des mesures, sauf pour les fréquences faibles de 10 à 15 Hz où la longueur d'onde est suffisamment grande pour une lecture directe.

Le bord de la règle doit correspondre à un rayon des cercles concentriques.

Remplir un tableau de mesures :

Fréquence (Hz)	λ_{lue}	$\lambda_{corrigée}$	$V = \lambda.f$
15			
20			
30			
40			
50			
60			
70			

Exploitation :

Les particules d'eau à la surface sont animées d'un mouvement circulaire et sont soumises à des forces de rappel liées aux poids des particules d'eau et à la tension superficielle. Selon la valeur de la longueur d'onde, l'un ou l'autre de ces facteurs devient prépondérant. Une étude théorique conduit à la loi de Kelvin :

$$v^2 = \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{g}{k} \left(1 + \frac{A}{\rho g} k^2\right) \text{th}(kh)$$

avec A tension superficielle de l'eau ($A_{th, eau} = 74 \text{ mN/m}$), ρ sa masse volumique, h la hauteur d'eau, $k = 2\pi/\lambda$ nombre d'onde.

On définit la longueur caractéristique où les deux termes ont le même « poids » comme :

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{4\pi^2 A}{\rho g}} \approx 1,7 \text{ cm pour l'eau}$$

et la vitesse caractéristique : $v_0^2 = 2\sqrt{g \frac{A}{\lambda}}$ soit pour l'eau $v_0 = 23,3 \text{ cm/s}$.

Tracer la courbe $\left(\frac{v}{v_0}\right)^2 = f\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)$, superposer la courbe théorique, conclure, et donner une estimation de la tension superficielle de l'eau dans les conditions de l'expérience.

3. MESURE PAR INTERFERENCES A DEUX ONDES.

3.1. Interféromètre de Michelson avec des ondes électromagnétiques. [« Quaranta IV », p 309]

Les ondes étudiées appartiennent à la gamme des S.H.F. (Super High Frequency) dont la fréquence occupe la décade 3-30 GHz et la longueur d'onde 10-1 cm. Plus précisément, elles appartiennent à la bande X (bande normalisée pour l'utilisation des guides d'onde) : la bande X est associée à l'intervalle de fréquence 8,2-12,4GHz.

L'émetteur d'ondes hyperfréquence utilise une diode Gunn (il s'agit d'un barreau de semi-conducteur tel que AsGa) placé dans une cavité résonante qui est couplée à un tronçon de guide d'onde. L'extrémité du guide débouche dans une antenne cornet destinée à améliorer la transition entre le guide et l'espace libre. La diode Gunn est alimentée en courant ondulé, par une tension alternative de 12 V suivi d'un pont de diode (ondulation 100 Hz).

A une distance suffisante du cornet (supérieure à D^2/λ , où D est le diamètre de la fenêtre de sortie) l'onde est assimilable à une Onde Plane Progressive polarisée rectilignement dans une direction parallèle au petit côté du guide.

L'émetteur fournit ainsi :

- une onde de fréquence 9,35 GHz

- selon un lobe de rayonnement d'angle théorique 30° (caractère anisotrope du rayonnement)
- une puissance dissipée de 30 mW (les radars peuvent atteindre quelques 100kW !)

On détecte l'onde au moyen d'une sonde de champ électrique constituée d'une diode Schottky prolongée soit par un cornet soit par une antenne ; dans le cas de l'antenne, la puissance recueillie est environ 10 fois plus faible que dans le cas du cornet, mais son diagramme de rayonnement couvre 360° et sa petite taille entraîne peu de perturbation lors de l'étude des phénomènes.

La sonde fournit une tension (en circuit ouvert) ou un courant (en court-circuit) qui dépend de la valeur moyenne du carré du champ électrique au point où se trouve la sonde. ON DOIT FAIRE TRES ATTENTION A NE PAS CONFONDRE EMETTEUR ET RECEPTEUR : en aucune circonstance, on ne devra appliquer une tension à ce dernier. Eviter de trop se rapprocher du cornet émetteur.

On mesure ici le courant de court-circuit au moyen d'un micro-ampèremètre électronique Philips (voir la notice d'utilisation), l'intensité de ce courant étant de l'ordre de quelques $10 \mu\text{A}$. On peut aussi mesurer la tension de circuit ouvert directement aux bornes d'un oscilloscope ou d'un multimètre numérique.

Précautions générales : toutes les manipulations qui suivent doivent être effectuées sur une surface non métallique, et on fera attention à la présence d'obstacle éventuels, très perturbateurs.

Manipulations : Réaliser le dispositif de l'interféromètre de Michelson avec comme séparatrice une plaque de verre, et comme miroirs les deux réflecteurs métalliques, placés à 20 cm de la séparatrice. Placer l'émetteur et le récepteur, respectivement, à 130 cm de la séparatrice. Faire le réglage « lame d'air » et préciser pourquoi une lame compensatrice n'est pas nécessaire. On déplace le miroir M_2 opposé au récepteur de e cm par rapport à la position symétrique des miroirs (« contact optique »). Montrer qu'on obtient un minimum du signal chaque fois que $\delta_q(M) = 2e = n\lambda + \lambda/2$.

Translater M_2 et mesurer son déplacement entre plusieurs minima au niveau du récepteur. Décrire précisément votre démarche expérimentale.

En déduire la longueur d'onde et évaluer son incertitude.

3.2. Spectroscopie interférentielle et interféromètre de Michelson optique réglé en lame d'air : phénomènes de battement.[Sextant]

Objectif : en pratique l'interféromètre de Michelson est utilisé ici pour déterminer de faibles écarts entre 2 longueurs d'onde voisines. Ce dispositif, à l'inverse des méthodes précédentes, n'est donc pas une méthode de **détermination absolue de longueur d'onde**.

Manipulation :

L'éclairement obtenu pour des interférences à deux ondes mutuellement cohérentes, monochromatiques de même intensité peut se mettre sous la forme : $\varepsilon(M) = \varepsilon_0 (1 + \cos(2\pi\delta/\lambda)) = \varepsilon_0 (1 + \cos(2\pi\sigma\delta))$ avec $\sigma = 1/\lambda$.

Dans le cas d'une source non monochromatique de profil spectral $L(\sigma) = d\varepsilon/d\sigma$, l'éclairement devient :

$$\varepsilon(M) = \varepsilon_0 [1 + V(\delta)\cos(2\pi\delta/\lambda)] \quad \text{avec } V(\delta) \text{ le facteur de visibilité .}$$

Le contraste de la figure d'interférences est alors $C = |V(\delta)|$.

Quelques exemples : retrouver les résultats et représenter $V(\delta)$ (cf cours)

Doublet spectral :

$$L(\sigma) = \varepsilon_0 \text{ si } \sigma = \sigma_1 \text{ ou } \sigma_2,$$

$$V(\delta) = \cos(\pi\Delta\sigma\delta) \text{ avec } \Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1.$$

Spectre à profil rectangulaire :

$$L(\sigma) = \varepsilon_0 \text{ pour } \sigma \in [\sigma_0 - \Delta\sigma/2, \sigma_0 + \Delta\sigma/2],$$

$$V(\delta) = \text{sinc}(\pi\Delta\sigma\delta), \text{ avec } \Delta\sigma \ll \sigma_0.$$

Spectre à profil gaussien :

$$L(\sigma) = \varepsilon_0 \exp[-(\sigma - \sigma_0)^2 / (2\Delta\sigma^2)],$$

$$V(\delta) = \exp(-2\pi^2\Delta\sigma^2\delta^2)$$

Le but de cette partie est de retrouver le profil spectral d'une source, valeur(s) de la (ou des) longueur(s) d'onde moyenne, de la largeur de raie à partir de l'enregistrement de $\varepsilon(\delta)$. Cette étude se fait avec les franges d'égalé inclinaison obtenues à l'aide de l'interféromètre de Michelson ; justifier ce choix. On enregistre l'éclairement au centre de la figure d'interférence en fonction de la position du miroir M_1 .

a) Réglages grossiers : optique géométrique.

Utilisation d'une mire.

Vérifier visuellement que les miroirs sont à peu près perpendiculaires et à égale distance de la face traitée de la séparatrice, (sans toucher à la surface des miroirs) puis positionner les vis de réglage de M_1 et M_2 à mi-course. Ce réglage est très important si le réglage doit s'effectuer sans Laser.

Eclairer le Michelson à l'aide d'une source à vapeur de sodium suffisamment éloignée de la face d'entrée afin d'éviter d'être aveuglé (éventuellement, diaphragmer la source) en plaçant une mire dessinée sur une feuille de calque sur le trajet du faisceau.

Effectuer l'observation directe (à la place de l'écran), observer les images de la mire à travers le Michelson, grâce aux réflexions sur les miroirs. Faire superposer les deux images de la mire. Quand les images se superposent, ceci signifie que les miroirs M_2 et M_1 sont quasi parallèles et l'on observe la figure d'interférence étudiée plus haut, des franges rectilignes. On est dans la configuration du coin d'air. Si les franges ne sont pas très nettes on peut agir sur le chariot V_3 pour déplacer le miroir M_1 et se placer autour de la valeur indiquée sur chaque appareil. Si les franges sont trop resserrées, translater ou faire pivoter les miroirs pour augmenter l'interfrange.

NE JAMAIS RALLUMER UNE LAMPE SPECTRALE DONT L'AMPOULE EST ENCORE CHAUDE pour ne pas porter atteinte à sa durée de vie. Par conséquent, ne pas éteindre les lampes entre deux manipulations.

b) Premiers réglages interférentiels : réglage en coin d'air.

Nature et localisation des franges :

Avec le réglage en coin d'air, les franges d'interférences sont rectilignes et parallèles à l'arête des miroirs. Lorsque la source est large, et à grande distance, les franges sont localisées très près des miroirs et ne sont nettes que pour les très faibles différences de marche, donc au voisinage de l'arête des miroirs (ordre d'interférences petit).

Eclairage

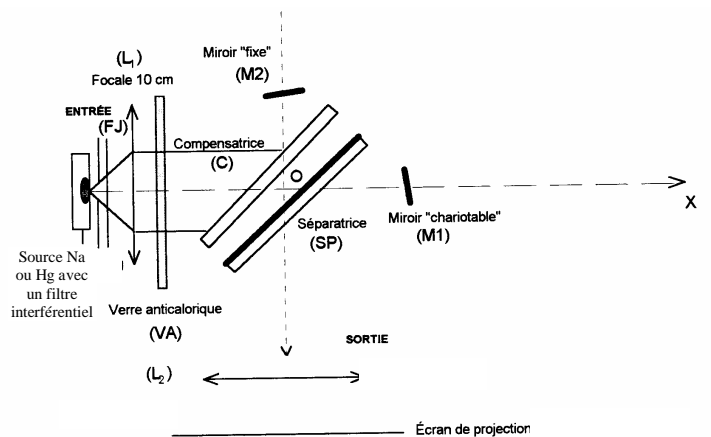
Placer la lentille L_1 proche du verre anti-calorique. Placer la source à proximité du foyer de la lentille L_1 . Les miroirs doivent être bien éclairés. La source étant étendue, on n'est pas en lumière parallèle, mais le rayon moyen est confondu avec l'axe optique de la lentille L_1 . On a un faisceau quasi-parallèle, éclairant les miroirs sous incidence quasi-normale.

Projection de la figure d'interférences sur un écran :

On fait avec (L_2) l'image du miroir M_2 sur l'écran (E). S'en assurer en cherchant l'image nette d'un bord ou d'une poussière du miroir M_2 .

Première observation

Avec un peu de chance, on voit tout de suite apparaître des franges rectilignes, sinon on retouche très doucement à la vis de "chariotage" V_3 pour que les franges rentrent dans le champ de vision et soient bien contrastées. **Noter la position I du miroir M_1** sur la vis micrométrique correspondant à un maximum de contraste.

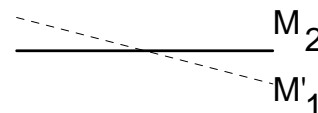


c) Interféromètre de Michelson en lame d'air à faces parallèles ou les anneaux, franges d'égalé inclinaison.

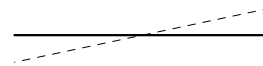
Teinte plate :

Revenir au montage 1.3.b, afin de voir les franges du coin d'air avec un bon contraste.

Agir alternativement sur V_1 et V_2 (orientation de M_1), afin de faire croître l'interfrange.



Si l'interfrange diminue, cesser d'agir sur la vis, et passer à l'autre.



On arrive alors à un éclairage uniforme appelé "teinte plate". Elle s'observe lors du contact optique, c'est à dire à la superposition entre les miroirs M_2 et l'image M_1' du miroir M_1 .

Anneaux à l'infini :

Nature et localisation des franges :

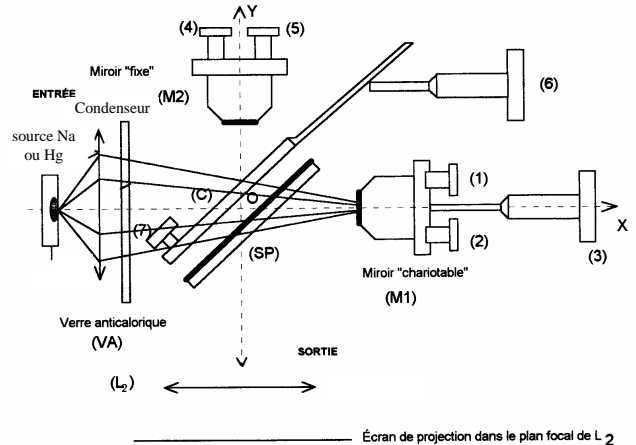
Dans ce cas, les franges d'interférences sont des anneaux localisés à l'infini lorsque la source est étendue, et la largeur de cohérence spatiale de la source est infinie.

Eclairage :

Dans un premier temps on remplace L_1 par un écran diffuseur translucide. Son rôle est d'envoyer la lumière dans toutes les directions. En effet, l'observation des anneaux complets suppose qu'il y ait symétrie de révolution par rapport à l'axe du système. On enlève L_2 et on observe à l'œil nu. En déplaçant délicatement M_1 à l'aide de V_3 on doit voir apparaître des anneaux.

Essayer de « stabiliser », par rapport à des déplacements de tête, la figure d'interférence dans les directions verticales et horizontales grâce aux vis du miroir M_1 . Un peu de patience et beaucoup de doigté permettent d'arriver rapidement à une figure d'interférence dont le centre ne voit pas varier son intensité ni son rayon lors d'un hochement de tête. Dans ces conditions le Michelson est réglé en lames d'air à faces parallèles.

Enlever l'écran diffuseur et opérer en lumière convergente à l'aide d'un condenseur et d'une lampe à vapeur de sodium (ou de mercure plus tard) non diaphragmée. S'assurer de la convergence approximative du faisceau sur les miroirs et d'un éclairage uniforme.



Observation des anneaux d'interférences :

On peut observer les anneaux, soit sur un écran lointain, sans lentille de projection, soit dans le plan focal d'une lentille (anneaux plus lumineux et mieux contrastés). La distance focale de (L_2) est choisie en conséquence.

Agir sur V_3 (translation de M_1) pour améliorer le contraste.

Noter alors la position II de M_1

Remarques : Retouche éventuelle du parallélisme de (Sp) et (C) avec le Michelson de type DIDALAB.

On diminue l'épaisseur de la lame d'air en translatant le miroir M_1 . Les anneaux s'enfoncent dans le centre, augmentent de rayon et s'écartent les uns des autres (on pourra développer la théorie de cette remarque...).

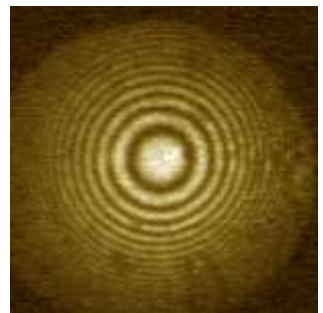
Devenant plus gros, les anneaux peuvent être déformés et avoir l'allure d'ellipses à grand axe oblique.

Cela est dû à un mauvais réglage du parallélisme entre la séparatrice et la compensatrice :

- Si les franges sont hyperboliques, agir assez fortement (c'est la seule fois!) sur V_6 pour les rendre elliptiques. Sinon, passer au point suivant.
- Agir sur V_7 pour que les axes des ellipses soient horizontaux et verticaux.

Terminer le réglage en agissant sur V_6 pour rendre les anneaux circulaires.

Avec les vis de rotation de la compensatrice on redresse le grand axe et on rectifie l'excentricité des ellipses jusqu'à l'annuler. On rend les anneaux bien ronds.



d) Principe de l'enregistrement d'un interférogramme.

Mesure du déplacement du miroir.

La vis de translation du miroir M_1 peut être commandée par un moteur, piloté par le secteur. La rotation est alors proportionnelle au temps. Un réducteur mécanique permet d'obtenir une rotation de 1 tour en 15 min

(= 50 graduations = 0,5 mm). La vitesse du déplacement du miroir est donc $V = 1.10^{-3}/1800 = \frac{10}{18} \mu m.s^{-1}$

Pour vérifier l'étalonnage du déplacement du moteur, il faut procéder comme suit :

- placer le vernier sur une graduation entière,
- déclencher le chronomètre au démarrage de la rotation,
- mesurer le temps nécessaire pour faire un demi-tour du vernier.

Enregistrement de l'interférogramme.

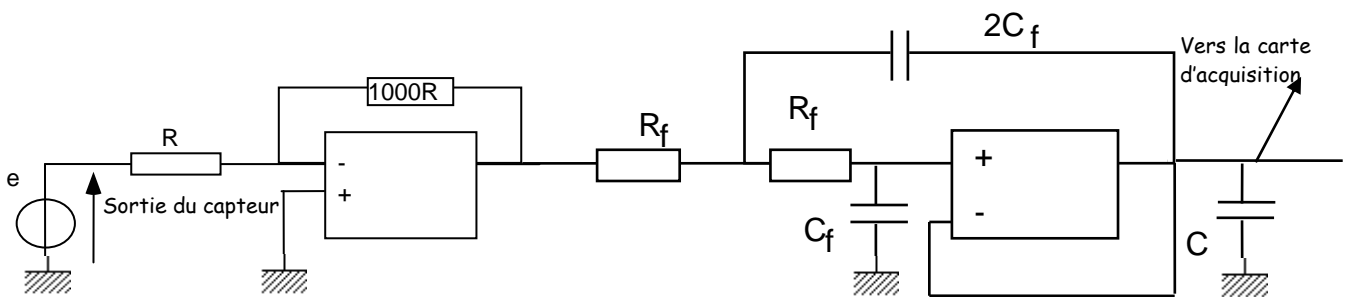
Conserver le réglage du Michelson en lames d'air à faces parallèles, mais s'éloigner du contact optique. Eclairer le dispositif par un faisceau de lumière convergent sur les miroirs avec une lentille de courte distance focale (qq cm) comme les condenseurs suivant le schéma précédent. Pour l'enregistrement de



l'interférogramme (intensité lumineuse au centre du système d'anneaux à l'infini en fonction de la différence de marche, donc de la distance entre les miroirs) on pourra diminuer la distance focale ($f' = 20 \text{ cm}$).

Le détecteur est un phototransistor dont le courant collecteur est proportionnel à l'intensité lumineuse qu'il reçoit (tant qu'il n'est pas saturé). Le détecteur est assez directif et sensible à la lumière qui entre dans l'axe du trou du boîtier ; on n'est donc pas obligé de travailler dans l'obscurité, une faible lumière d'ambiance est tolérable. Alimenter la photodiode et l'électronique du capteur intégré, la placer dans le plan focal image d'une lentille L_2 ; justifier cette configuration ! Choisir un *gain d'amplification maximal +25* du convertisseur tension/courant intégré (à l'arrière du capteur).

Il est indispensable de bien centrer la photodiode. Les lampes à décharge étant alimentées en alternatif, le flux émis est très fortement modulé à 100 Hz (période de 10 ms) comme on peut le constater en visualisant à l'oscilloscope. On amplifie fortement (facteur 1000) le signal (car le filtre optique interférentiel absorbe plus de 50% du flux lumineux) et on filtre le signal de sortie du détecteur avec un passe-bas du second ordre déjà utilisé en TP. En sortie du filtre on dispose un condensateur de forte capacité ($C = 0,5\text{-}1 \mu\text{F}$) relié à la masse afin de supprimer une éventuelle tension continue de décalage (suite à la très forte amplification).



Se connecter au réseau : Nom : prof, Mot de passe : martin, Domaine : priv

Brancher la sortie du montage sur l'oscilloscope, et sur la carte d'acquisition. Lancer le logiciel Synchronie.

e) Mesure de λ_m , $\Delta\lambda$.

Mesure de λ_m

Avec la lampe au mercure, on isole le doublet jaune avec un filtre interférentiel convenable (dont la largeur - 10 nm - est nettement supérieure à l'écart du doublet - $2,1 \text{ nm}$ -). Pour une mesure précise de la longueur d'onde moyenne λ_m , prendre un échantillonnage de 20 ms (en tout cas un multiple de 10 ms) et on imposera une acquisition « avec moyenne » pour réduire l'influence du 100 Hz de la lampe spectrale. La longueur d'onde moyenne est donnée par la période moyenne T_m ou la fréquence moyenne f_m des anneaux sur l'interférogramme enregistré dans une zone convenable.

Soit $\lambda_m = 2 V T_m = 2 V / f_m = \frac{10}{9} T_m = \frac{10}{9 f_m}$ en μm avec T_m en s ou f_m en Hz. On peut essayer de mesurer

directement f_m en utilisant l'oscilloscope (ou les curseurs de Synchronie ou la Transformée de Fourier dans le menu Traitement de Synchronie).

Comparer avec la valeur théorique $\lambda_m = 579,05 \text{ nm}$.

Mesure de $\Delta\lambda$ pour le doublet de radiations.

Se placer au voisinage du contact optique.
 Choisir un nombre maximal de points d'acquisition (8000 avec Synchronie) tout en gardant un échantillonnage convenable **500 ms**, vous permettant d'enregistrer, sur une durée de quelques minutes, l'interférogramme avec plusieurs coïncidences et anti-coïncidences afin d'augmenter la précision des mesures. Faire un essai pour ajuster la durée, puis inverser le sens de rotation du moteur et commencer l'enregistrement.

On réalise la mesure de la **période temporelle de battements** avec le curseur, d'où le déplacement correspondant

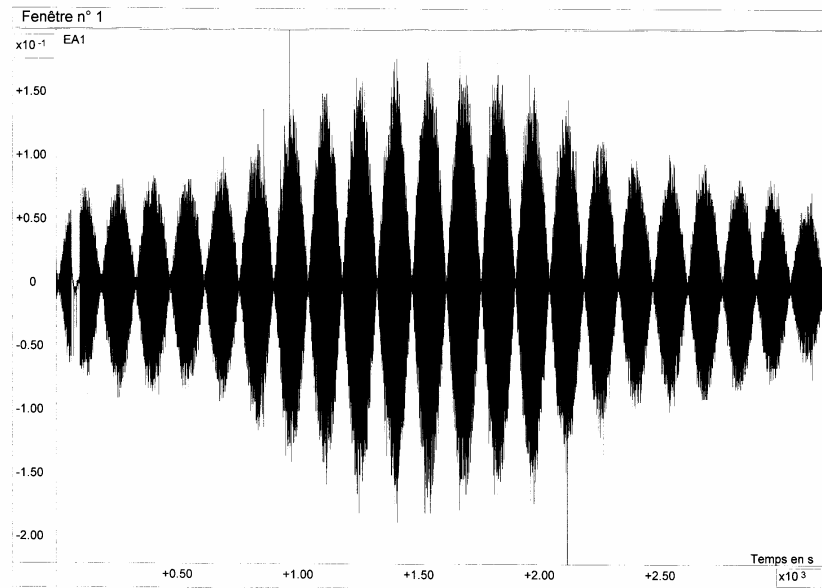
$$\Delta e = V T_{\text{battement}} \text{ et } \Delta\lambda = \frac{\lambda_m^2}{2\Delta e} \text{ (à justifier)}$$

En déduire la valeur $\Delta\lambda$, avec l'incertitude associée.

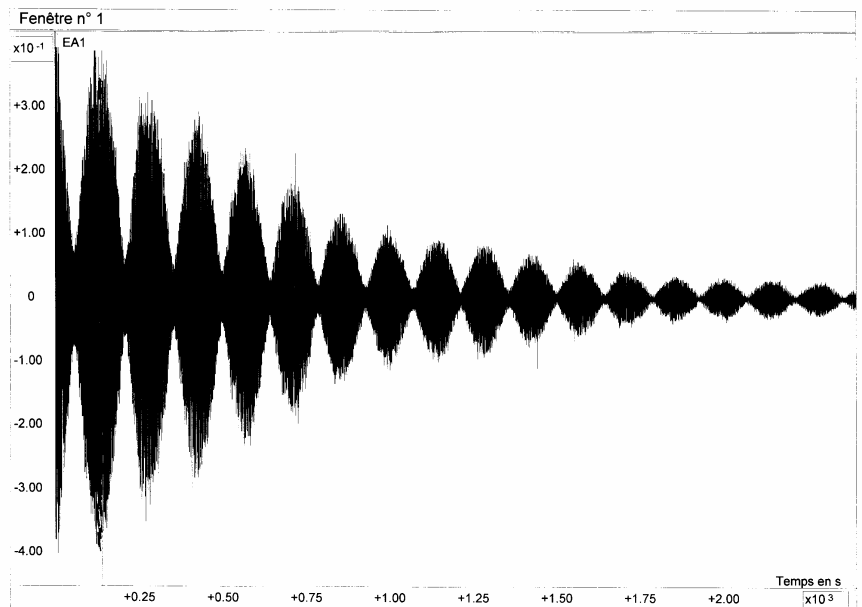
Comparer avec les valeurs théoriques connues : $\Delta\lambda = 2,10 \text{ nm}$ pour le doublet jaune des lampes à mercure. Commenter l'allure de l'interférogramme enregistré.

Remarques : il n'est pas possible de séparer le doublet de radiations en faisant une Transformée de Fourier de l'interférogramme car il faudrait que le mouvement du miroir soit absolument régulier, les moindres variations de vitesse élargissant considérablement les pics attendus.

Synchronie - Fichier p:\pcpl\BatMercC.SNC Le 01/12/03



Synchronie - Fichier k:\pcpl\doublet1.SNC Le 09/01/04



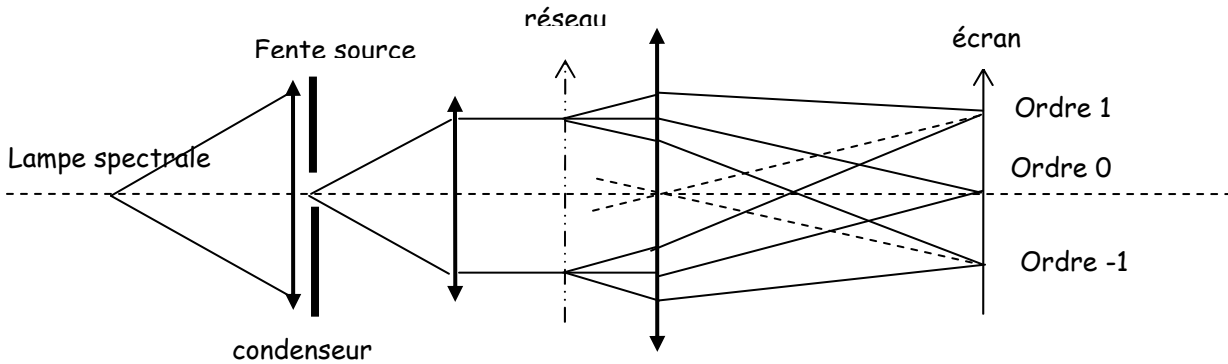
4. MESURES PAR INTERFERENCES A N ONDES.

4.1. Spectrogoniomètre à réseau.[Duffait « Expériences d'optique» p121]

Objectifs: déterminer la longueur d'onde supposée inconnue du doublet jaune du sodium au moyen d'un goniomètre et d'un réseau de bonne qualité (de pas 600 traits/mm, l'objectif n'est pas de déterminer le pas du réseau). On se servira d'une lampe à vapeur de mercure dont on supposera les longueurs d'onde des raies intenses violettes, verte et jaune connue.

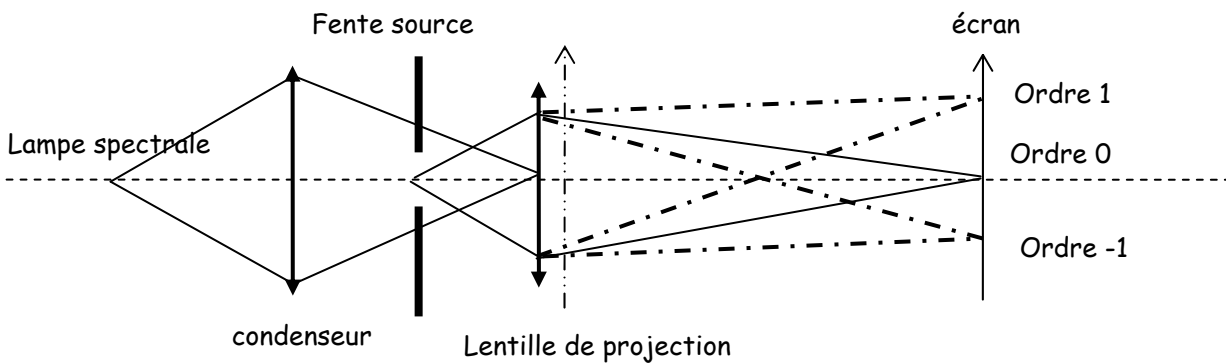
On peut distinguer deux types de montage, que l'élément dispersif soit un réseau ou un prisme. Dans le montage rigoureux, l'élément dispersif est éclairé en lumière parallèle. On observe alors le spectre à l'infini à l'aide d'une lentille.

Montage rigoureux :



En pratique, on se contente d'un montage approché où l'élément dispersif est éclairé en lumière peu convergente. Commencer par faire une image propre de la fente sur l'écran au moyen d'une lentille de projection de bonne qualité. Le condenseur doit être placé de façon à éclairer la fente sur toute sa hauteur et à former l'image de la source au voisinage de la lentille de projection. Placer ensuite l'élément dispersif contre la lentille de projection.

Montage pratique :



a) Relation de Bragg : relation fondamentale.

On rappelle la relation de Bragg du réseau par transmission : $\sin i - \sin i_0 = n k \lambda$,
 avec i_0, i les angles d'incidence et d'émergence,
 k , l'ordre
 n , le nombre de traits par unité de longueur

L'angle d'incidence peut être pris nul (incidence normale).

En pratique, sur un écran, on mesure les distances d par rapport à l'ordre zéro : $d = L \cdot \tan(i)$ avec L la distance réseau- écran.

Si les angles i sont faibles, on peut assimiler $\tan(i)$ à $\sin(i)$

b) Mesures absolues.

Connaissant le nombre de traits par unité de longueur du réseau, on peut calculer une longueur d'onde λ en mesurant l'angle d'émergence. Evaluer par cette méthode la valeur d'une raie spectrale quelconque.

c) Mesures relatives.

On procède comme pour une projection sur un écran. On remplace ensuite l'écran par **CALIENS**. La taille du détecteur est de 29 mm seulement (mais la résolution spatiale excellente : 14 μm) : il faut donc adapter la région étudiée du spectre à cette dimension.

Si l'on s'intéresse à une région limitée (par exemple le doublet jaune du Hg) on peut utiliser un réseau assez dispersif (600 traits/mm). Si l'on veut le spectre entre 400 et 600 nm, il faut utiliser un réseau moins dispersif et/ou faire une projection plus rapprochée.

Les lampes spectrales sont généralement alimentées en alternatif : la luminosité est variable de période 50 ou 100 Hz. Les sensibilités 2, 6 10 ou 14 permettent de minimiser ces fluctuations (le temps d'intégration étant un multiple de la période).

Dans le logiciel, sélectionner (éventuellement) l'onglet **spectrométrie**.

Visualiser en temps réel pour régler la position et l'atténuation (garder seulement polariseur-analyseur). Il est préférable d'assombrir la pièce.

Doublet du mercure

Avec un réseau assez dispersif et une projection de bonne qualité (lentille de projection ou mieux objectif de projection, réseau au minimum de déviation), il est facile de séparer le doublet (2.5 nm d'écart à 2 m avec un réseau 600 traits/mm). Montrer l'influence sur la résolution de la largeur de la fente source.

On peut aussi montrer l'influence du nombre N de traits utiles (éclairés) du réseau en plaçant une fente de largeur variable contre le réseau (à l'avant de celui-ci). La luminosité est faible mais en travaillant dans l'obscurité et en position rapprochée (projection à 60 cm = 4 f), on peut montrer que le doublet n'est plus résolu lorsque N est de l'ordre de 300 ($R = N k = \lambda/\Delta\lambda$).

Spectre

Si l'on observe plusieurs raies du spectre (Hg ou Hg-Cd), il est possible de calibrer avec 2 (ou plus) raies de longueurs d'onde connues (par exemple la raie violette à 405 nm et une des raies du doublet jaune 577-579 nm).

- dans **Caliens** (si l'on a sélectionné la fonction Spectrométrie)

Avec le curseur, pointer une raie connue, appuyer sur F5 : on entre λ et on valide. On recommence sur la 2^{ème} raie. Contrôler en faisant défiler les raies étalons et mettre les raies non utilisées à 0.

Valider la calibration.

Ensuite, il suffit de placer le curseur sur les raies inconnues pour afficher leur longueur d'onde (avec un réseau, on peut prendre une calibration linéaire ; avec un prisme - à éviter - il faudrait prendre plus de raies étalons et modéliser avec une fonction spline). On peut avoir les longueurs d'onde à quelques dixièmes de nm près.

- dans **Synchronie**

Il est préférable d'exporter le fichier dans Synchronie avant d'effectuer une calibration dans Caliens.

La calibration dans Synchronie est très facile. On note avec le curseur les positions d1 et d2 des raies λ_1 et λ_2 .

Dans la feuille de calcul, on calcule :

$$\begin{aligned} a &= (\lambda_2 - \lambda_1) / (d_2 - d_1) \\ b &= \lambda_1 - a d_1 \\ \lambda &= a * \text{position} + b \end{aligned}$$

On trace alors le spectre en fonction de λ .

Remarques : l'utilisation d'un monochromateur à réseau commercial, ici **Spid HR de chez Ulice**, permet de réaliser rapidement un spectre de bonne qualité.

4.2. Spectroscopie interférentielle et interféromètre de Fabry-Pérot en ondes centimétriques.

Il est constitué de deux ensembles de plaques de verre formant les lames semi-réfléchissantes (plaques perpendiculaires à la direction émetteur-récepteur, distantes d'environ 10 cm). En faisant varier leur distance d , observer la variation de la puissance transmise ; en déduire la longueur d'onde λ_0 .

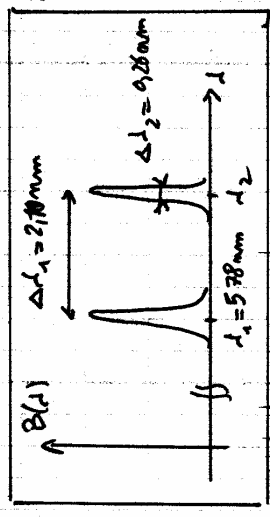
La distance émetteur-récepteur est de 50 cm. On place deux plaques de verre entre l'émetteur et le récepteur.

Déplacer une plaque de verre pour faire varier la distance entre les plaques. On observe des maxima et minima d'amplitude du signal du récepteur. Noter les distances donnant des maxima d'amplitude et en déduire la longueur d'onde du signal utilisé.

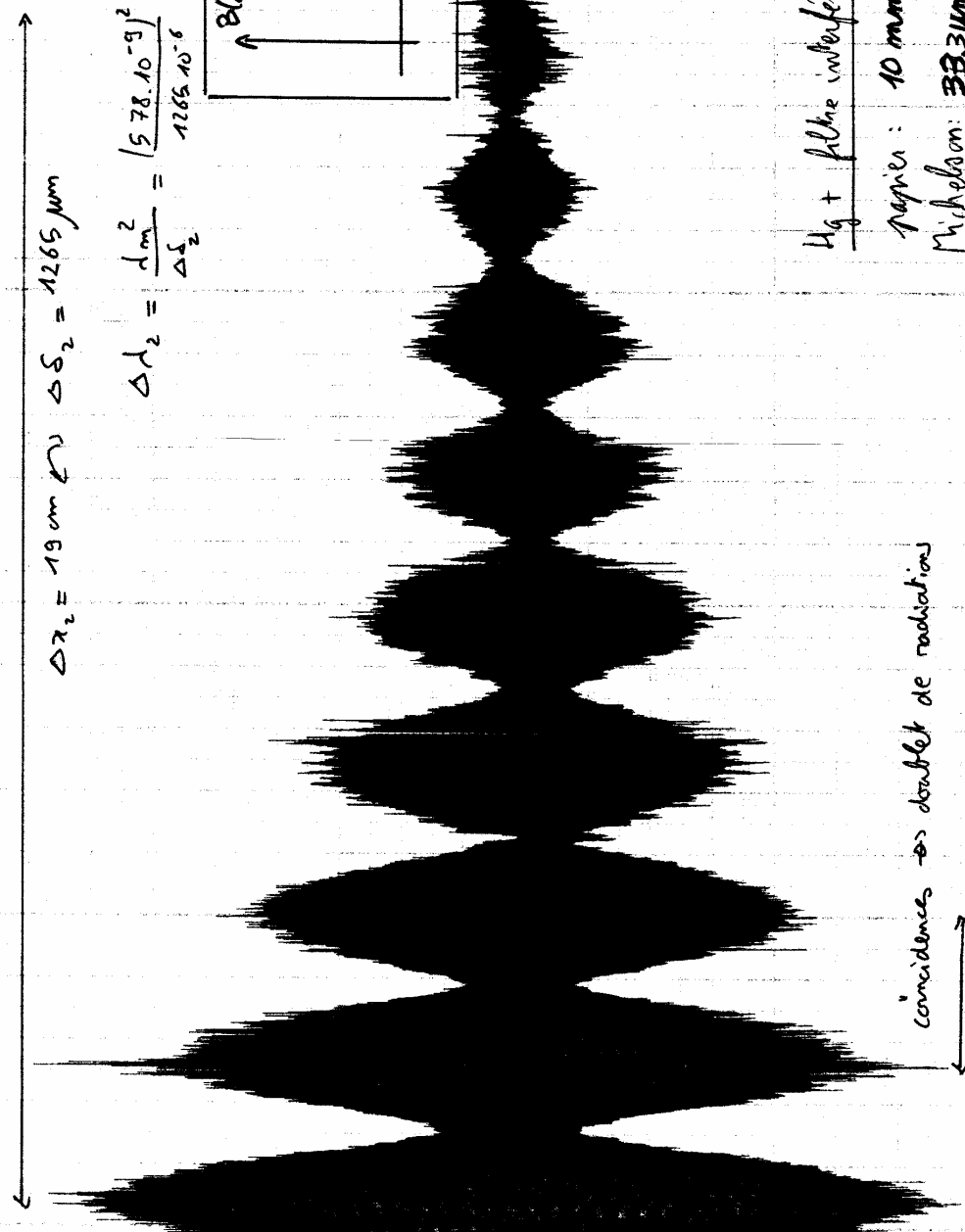
décalage de la raie
incidence temporelle \approx largeur de raie
(quasi monochromatique)

$$\Delta \lambda_2 = \frac{\lambda^2}{\Delta \delta_2} = \frac{(578 \cdot 10^{-9})^2}{1265 \cdot 10^{-6}} = 0,26 \text{ nm}$$

Spectre du doublet jaune du Mercure (valeurs exp) TB accord avec la théorie



déplacement du minimum $\delta = 2\pi$ (lamme d'air) \rightarrow différence de chemin géom.



$$\Delta x_2 = 19 \text{ cm} \rightarrow \Delta \delta_2 = 1265 \mu\text{m}$$

coïncidences \rightarrow doublet de radiations

$$\Delta x_1 = 2,4 \text{ cm} \rightarrow \Delta \delta_1 = 160 \mu\text{m}$$

$$\Delta \lambda_1 = \frac{\lambda^2}{\Delta \delta_1} = \frac{(578 \cdot 10^{-9})^2}{160 \cdot 10^{-6}} = 2,10 \text{ nm}$$

Hg + filtre interférentiel (578 nm)

papier: 10 mm/min

Michelson: 333 $\mu\text{m}/\text{min}$

$$1 \text{ cm} \rightarrow \Delta x = 33,3 \mu\text{m} \rightarrow \Delta \delta = 666 \mu\text{m}$$

SEFRAM PARIS

ogramme de la lampe à vapeur de Mercure avec filtre interférentiel et suiveur de spot

Interfér