

M6 – Transitions de phase

contact : Anne-Marie.Dare@univ-amu.fr

Plusieurs manip sont mutualisables avec M5 Thermométrie.

1 Rappports de jury

2015 : Ce montage doit être quantitatif et il ne faut donc pas se limiter à une série d'expériences qualitatives mettant en évidence des transitions de phases dans différents systèmes. Il faut, lors des mesures, avoir bien réfléchi aux conditions permettant d'atteindre l'équilibre thermodynamique. Dans ce domaine, les mesures "à la volée" sont souvent très imprécises. Une grande attention doit être apportée à la rigueur des protocoles employés. Enfin, il faut rappeler aux candidats que le diazote n'est pas le seul liquide dont il est possible de mesurer la chaleur latente de vaporisation et que plonger un corps solide dans un liquide conduit à l'existence d'une force appelée poussée d'Archimède.

2014 : Ce montage doit être quantitatif. Il faut pour cela avoir bien réfléchi aux conditions permettant d'atteindre l'équilibre thermodynamique. Dans ce domaine les mesures à la volée sont souvent très imprécises. Une grande attention doit être apportée à la rigueur des protocoles employés. Dans les expériences de calorimétrie il est important de tracer l'évolution temporelle de la quantité mesurée (température, masse) avant et après le phénomène étudié, afin d'estimer les fuites thermiques.

2012, 2011, 2010 : Ce montage peut et doit être quantitatif. Il faut pour cela avoir bien réfléchi aux conditions permettant d'atteindre l'équilibre thermodynamique. Dans ce domaine les mesures à la volée sont souvent très imprécises. La chaleur latente peut provenir de mesures calorimétriques, pas seulement de la courbe $p(T)$.

2009 : Ce montage peut et doit être quantitatif. La notion de chaleur latente est trop souvent absente.

2008 : Ce montage doit faire l'objet de mesures. L'établissement des équilibres thermiques étant parfois long, il est nécessaire de bien gérer le temps et d'anticiper le démarrage des expériences. La durée des régimes transitoires doit être prise en compte dans les interprétations.

2007 : Il est important de ne pas se contenter d'une série d'expériences qualitatives.

2005 : La mesure d'une chaleur latente de changement d'état est trop rarement effectuée.

2 Bibliographie

[1] Dico de thermodynamique, entrées : transition de phase, vaporisation,....

[2] Diu, Guthmann, Lederer et Roulet *Thermodynamique*.

3 Docs techniques

- M19 *Enthalpie de vaporisation de l'eau*
- M72 *Recalescence du fer*

4 Remarques

Quelques livres sur les changements d'états suivent un plan I : 1er ordre, II : second ordre. Or l'ordre des transitions est parfois une histoire délicate. Proposition autre dans le plan suivant : I transitions du type liquide/vapeur/gaz, II : autres transitions.

Il existe 2 systèmes de classement des transitions de phase : celui d'Ehrenfest, et celui de Landau. Selon Ehrenfest, une transition est du 1er ordre si une dérivée première du potentiel thermodynamique approprié est discontinue (par exemple discontinuité de l'entropie), du second ordre si c'est la dérivée seconde qui est discontinue (par exemple c_V discontinu). En général ce sont les variables (p, T) qui sont les variables thermodynamiques et donc G l'enthalpie libre est le potentiel approprié. Or $dG = -SdT + Vdp + \mu dn$, dans le cas d'une transition du 1er ordre, on aura S et/ou V discontinu. Comme il n'est pas simple de vérifier une discontinuité, Landau propose de changer de critère.

Transitions du 1er ordre (selon Landau) : caractérisées par 3 choses :

1. enthalpie de changement d'état non nulle (directement relié à la discontinuité d'entropie),
2. coexistence de phases (ex liquide + vapeur),
3. retard aux changements d'état ou métastabilité (ex dans la fusion de l'étain). (Cependant il existe une exception : la fusion est une transition du 1er ordre pour laquelle il n'y a pas de métastabilité).

Les transitions du second ordre sont celles qui ne présentent pas ces caractéristiques. Elles donnent lieu aux phénomènes critiques. Malgré ces critères, il n'est pas forcément facile de déterminer l'ordre d'une transition.

5 Gaz-Liquide-Solide

Hormis au point critique (en ce point L_v s'annule), toutes ces transitions sont du 1er ordre. Essayer de visualiser les différentes manip qui suivent sur ces diagrammes de phase 3D.

5.1 Monovariance

Pour corps purs. Faire la fusion de l'étain avec un thermocouple relié à la table traçante (souligner l'importance en thermométrie : les changements d'états constituent des points fixes). Pour déterminer la température de fusion, ne pas oublier de rajouter la température qui règne aux extrémités de branchement du thermocouple). Remarquer la surfusion (rapidité du basculement et faible sensibilité du thermocouple nécessite la table traçante pour visualiser cet effet).

5.2 Liquéfaction-Vaporisation

5.2.1 Enthalpie de changement d'état ou chaleur latente de vaporisation de l'eau

Biblio : [1], p. 489

C'est une manip quantitative qui se prête à beaucoup de développements : la soigner ! On prétend se déplacer sur la courbe d'équilibre liquide-vapeur : pour cela on doit être proche de l'équilibre : prendre un grand volume d'eau, et avoir bien purgé l'air du système, pour que la pression dans le gaz soit la pression de vapeur saturante.

On utilise l'équation de Clapeyron, pour calculer l'enthalpie massique de vaporisation de l'eau :

$$L = \frac{RT^2}{MP} \left(\frac{dP}{dT} \right)_{\text{coexistence}} = -\frac{R}{M} \left(\frac{d \ln P}{d(1/T)} \right)_{\text{coexistence}}$$

M est la masse molaire de l'eau, $\left(\frac{d \ln P}{d(1/T)} \right)$ est évalué le long de la courbe de coexistence.

Les difficultés : pour avoir de bons résultats, il faut avoir bien purgé l'air (faire bouillir longuement), et éviter les fuites. La pierre ponce sert de révélateur du fait qu'il n'y a plus d'air dans le ballon : en effet l'air résiduel inhiberait l'ébullition. Lorsque l'ébullition -favorisée par la pierre ponce- se maintient plusieurs minutes alors que le ballon refroidit, c'est que les résultats sont fiables.

Prolongements

On peut tracer la pression de vapeur saturante et la comparer à la formule phénoménologique de Dupré : T est en Kelvin, $\ln P_s(T) = \alpha - \beta/T - \gamma \ln T$ (où P_s est en atm, T en Kelvin), avec $\alpha = 46,784$, $\beta = 6435K$, $\gamma = 3,868$. (Dico).

Ces valeurs sont indicatives, mais la loi de Dupré fitte bien $\ln P_s$. Attention cependant plusieurs jeux de paramètres conviennent. Les bons correspondent à un préfacteur de $1/T$ de l'ordre de $-5000K$. Cette loi de Dupré est liée à la variation affine de la chaleur latente de vaporisation : $L = A - BT$.

5.3 Enthalpie de vaporisation de l'azote par calorimétrie

Biblio : [1] p 56

Balance de précision, dewar (à ne pas confondre avec calorimètre), résistance chauffante, wattmètre et azote liquide. Attention au protocole : éviter les régimes transitoires ! Pour déterminer les pertes, plonger la résistance thermique non alimentée dans le dewar et attendre qu'un régime stationnaire soit atteint. Dans ce régime la balance indique une faible perte (ordre de grandeur 0.5 g d'azote évaporé en 50s). Alimenter la résistance chauffante et couper après un certain temps. Lorsque les pertes sont du même ordre qu'initialement (résistance non alimentée), relever la masse manquante de l'azote. La détermination de l'énergie dissipée par la résistance permet d'accéder à l'enthalpie de changement d'état. Ne pas oublier de retrancher les pertes en l'absence de chauffage, éviter les projections d'azote liquide au chauffage à l'aide d'un couvercle en polystyrène par exemple (attention celui-ci ne doit pas être étanche !). Si le niveau d'azote a trop changé entre les instants encadrant la mesure, entraînant une modification de la position relative de la résistance par rapport à la surface du liquide, il peut y avoir des problèmes de masse de la résistance chauffante (poussée d'Archimède différente), ou encore c'est la vapeur qui peut s'échauffer.

Pour abaisser la puissance dissipée dans la résistance chauffante, alimenter celle-ci par un auto-transfo, lui même branché sur un transfo d'isolement. Inclure un wattmètre dans le système.

5.3.1 Point critique, pour indication

La courbe de coexistence liquide-vapeur se termine par un point critique caractérisé par l'annulation de l'enthalpie de changement d'état : en ce point la transition est du second ordre : pas de ménisque, ni de métastabilité, mais des phénomènes nouveaux : phénomènes critiques, (par ex. divergence de la compressibilité). On utilisait jusqu'à récemment les tubes de Natterer remplis de CO_2 pour montrer l'opalescence critique : il y des fluctuations critiques de densité donc d'indice et la lumière est alors diffusée. Finalement leur usage est déconseillé compte tenu des très hautes pressions régnant dans les tubes.

On peut s'approcher du point critique (pas facile de s'y placer précisément) avec la nouvelle manip sur le SF6 qui permet de tracer le réseau d'isothermes d'Andrews.. $P_C = 38$ bars, $T_C =$

45.5⁰C. Voir sf6-phytem.pdf

Rq : la courbe de coexistence solide/liquide n'est pas terminée par un point critique car les phases solide et liquide sont qualitativement différentes (symétries différentes), ce qui n'est pas le cas des phases liquide et gaz qui ne diffèrent que de manière quantitative.

5.3.2 Point triple de l'azote

Point triple de l'azote ($T = 63 \text{ K}$, $P = 0.126 \text{ bar}$), alors que la température d'ébullition de l'azote à pression atmosphérique est de 77K.

Pompe à vide et cloche. Becher d'azote posé sur une surface isolante (sinon les pertes thermiques empêchent d'atteindre la basse température du point triple, et la pression et la températures restent fixées à des valeurs supérieures à celles attendues au point triple). Capteur de température (Pt 100) mais n'est qu'indicatif car on est au delà de sa plage d'utilisation, malheureusement la capteur de pression sous cloche est cassé. La résistance lue au contrôleur est inférieure à 15Ω au point triple, et surtout elle est constante, mais la manip n'est pas très quantitative : avec le montage on ne peut éviter les résistances parasites qui ne sont pas négligeables, de plus on est probablement plus dans la gamme où la loi polynomiale est fiable.

Il faudrait disposer d'une pompe à vide plus performante pour atteindre le point triple de l'eau ($T = 273,15 \text{ K}$ (définition de l'unité Kelvin), $P = 6 \cdot 10^{-3} \text{ atm} = 611 \text{ Pa}$).

5.4 Surfusion de l'eau : manip qualitative mais jolie

Préparer un mélange réfrigérant à l'aide de glace pilée, d'eau et de gros sel (1/3 de chaque environ). Le mélange eau-glace pillée est à $\theta = 0^\circ\text{C}$, mais l'ajout de sel abaisse la température, car la dissociation de NaCl est une réaction endothermique. On peut descendre aisément à -8°C .

Dans ce mélange réfrigérant, on introduit de manière délicate un tube à essai dans lequel il y a de l'eau. La température de l'eau descend jusqu'à atteindre la température du mélange réfrigérant. On soulève délicatement le tube pour le rendre visible et on y introduit un petit glaçon que l'on fait descendre délicatement sur la paroi du tube. Au contact de l'eau cette dernière prend partiellement en glace.

On peut théoriquement déterminer la quantité d'eau prise en glace en mesurant T_{mel} la température du mélange réfrigérant, En effet soit m la masse d'eau, $c = 4.2 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ la capacité thermique massique de l'eau liquide et $L = 330 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ l'enthalpie massique de fusion, on a, si $\Delta T = 273.15 - T_{mel}$,

$$mc\Delta T = m'L$$

avec m' la quantité d'eau prise en glace lorsque l'état métastable cesse et que l'on repasse à l'état d'équilibre correspondant à un mélange eau-glace. On pourrait alors utiliser l'augmentation de volume pour déterminer m'/m et ainsi remonter à L : pas facile à mettre en oeuvre, on se contentera d'observer le phénomène.

6 Autres transitions de phase

Assez qualitatives mais intéressantes.

6.1 Variété allotropique du fer

Voir la doc sur le matériel "Recalescence du fer".

La température du filament a été estimée à l'aide d'un pyromètre : elle n'excède pas 1000°C. On voit donc seulement la première transition.

6.2 Transition para-ferromagnétique

Expérience du clou.

6.3 Transition vers l'état supraconducteur

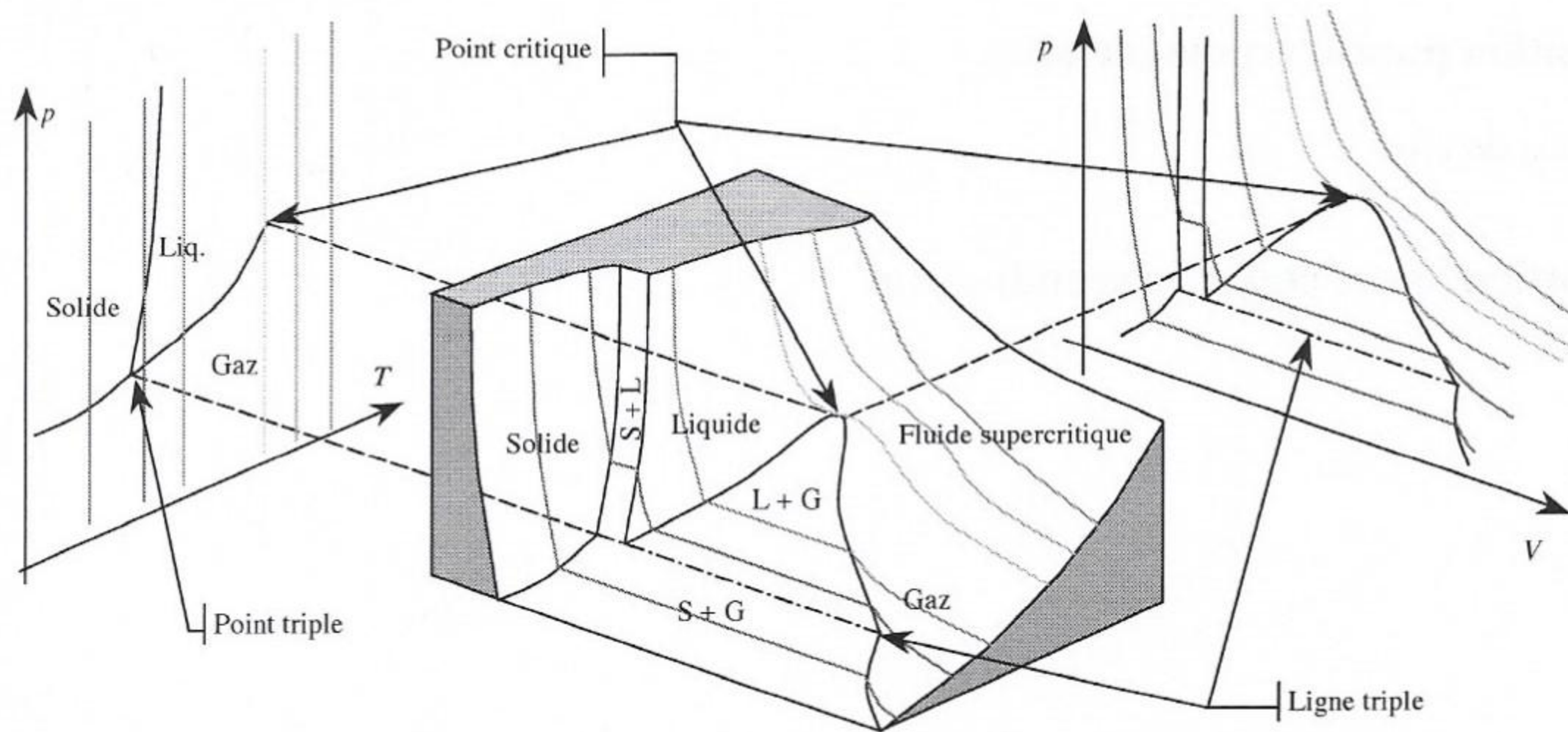


FIGURE 1 – Diagramme de phase d'un corps pur ; tiré des notes de cours de P. Pernet, Lycée Carnot, Dijon

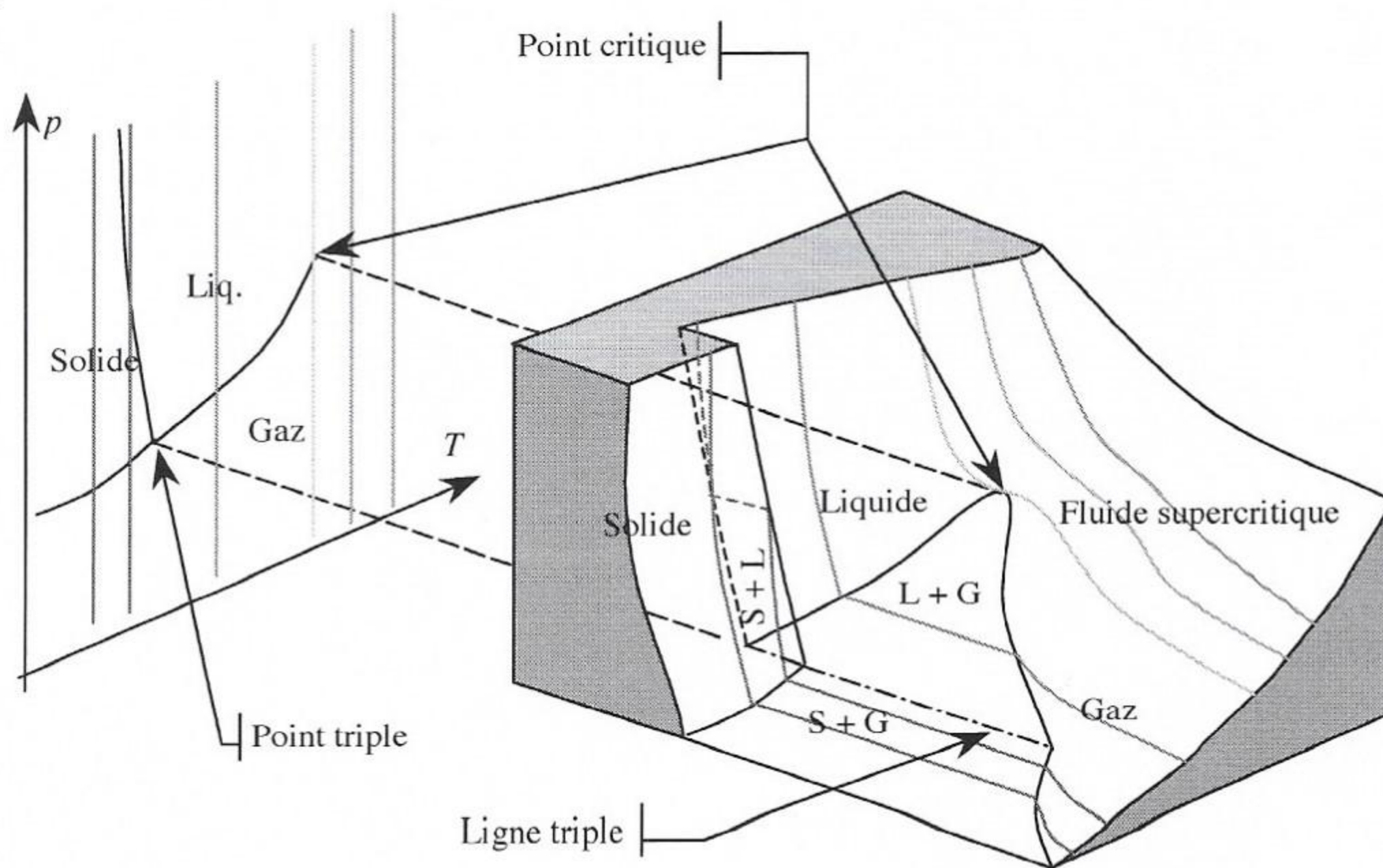


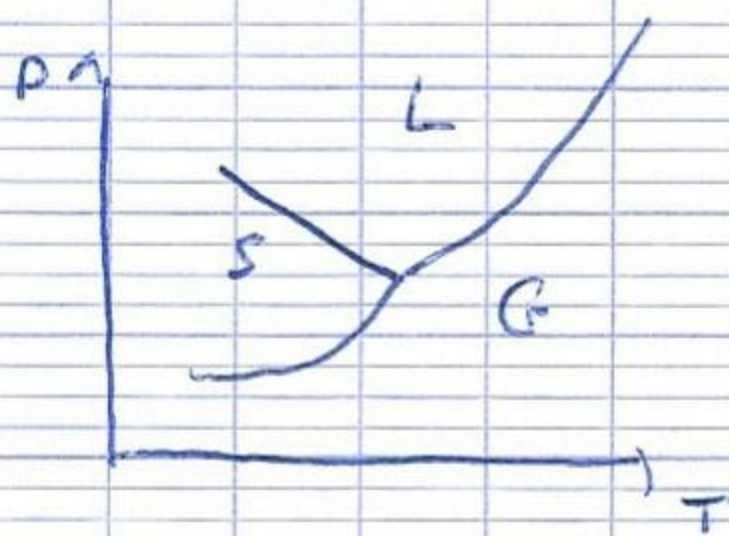
FIGURE 2 – Diagramme de phase de l'eau ; tiré des notes de cours de P. Pernet, Lycée Carnot, Dijon

Montage = Transfert de phase

Relat de Clapeyron

$$L_{I \rightarrow II} = T (v_{II} - v_{I}) \frac{dp}{dT}$$

v_{II} volume molaire dans la phase II



$\frac{dp}{dT}$ pente de la courbe de coexistence

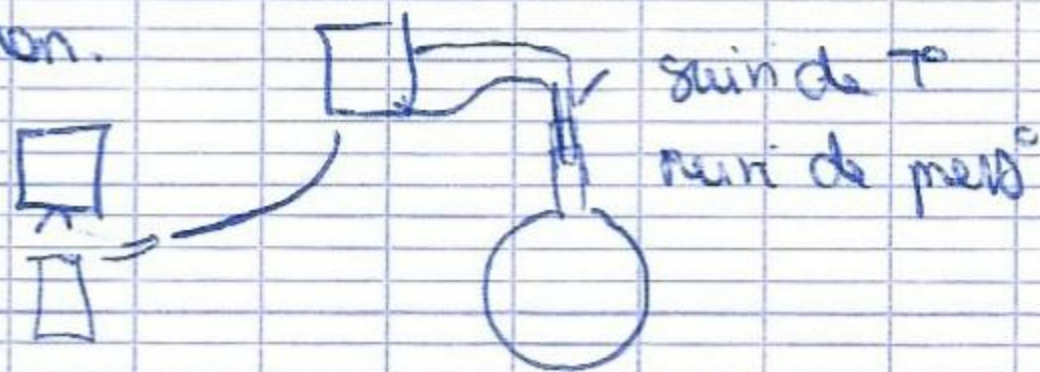
I : L II : G pour l'eau $v_{II} \gg v_{I}$
G-P $\rightarrow v_{G} = \frac{RT}{p}$ ($n = 1 \text{ mol}$)

$$\rightarrow L_{I \rightarrow II} = \frac{RT^2}{p} \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} = -\frac{R}{n} \frac{d \ln(p)}{d \ln(T)}$$

Montage du calcul mesura de l'enthalpie de chgt d'état ou chaleur latente de vaporisation de l'eau.

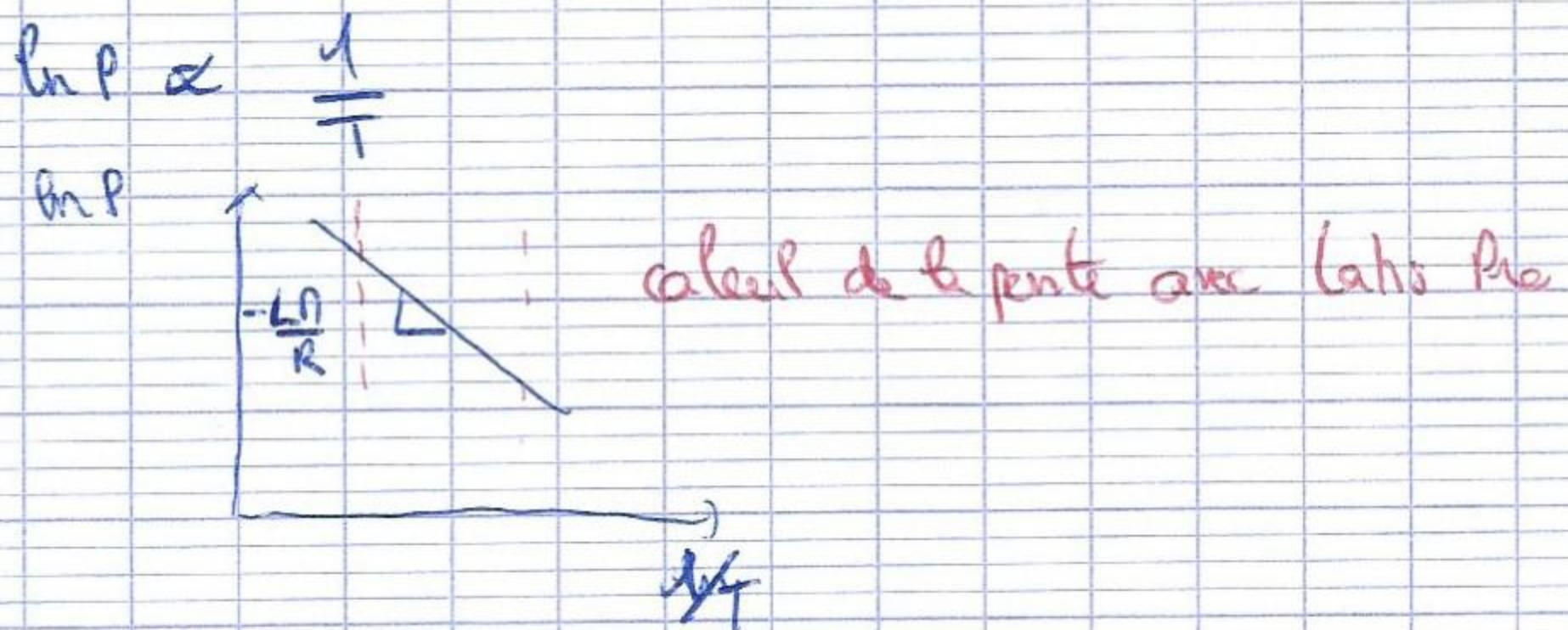
On prend un ballon rempli d'eau et auquel on a rajouté des petites perles pour faciliter la nucléation de l'eau.

On chauffe notre ballon pendant 15/30 min pour chasser l'air présent dans le ballon.



Ensuite on pose le bouchon sur le ballon pour le rendre hermétique

attend de moi et on
 puis on lexe & ballon du pt chaud et on lance l'acquat°
 On va pouvoir avoir P et T
 On trace



on trace comme pente $a = -4798,75 = \frac{d \ln P}{d(1/T)} = -\frac{L}{R} \hat{n}$

$\rightarrow L = \frac{-aR}{\hat{n}} = 2216,5 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$

$\rightarrow L_{th} = 2257, \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$

Manip qualitative : l'entat° aimant

↳ Supraconducteur

A partir d'une certaine T le matériau genere un champ magnetique qui s'oppose au champ de l'aimant

→ l'entat°

Ici avec l'azote liquide on est a 77K pour generer ce phenomene

On prend un supraconducteur on pose un aimant

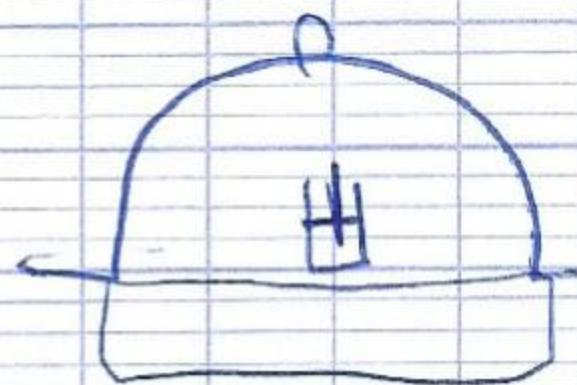
↳ on veut l'azote ⇒ l'entat° de l'aimant

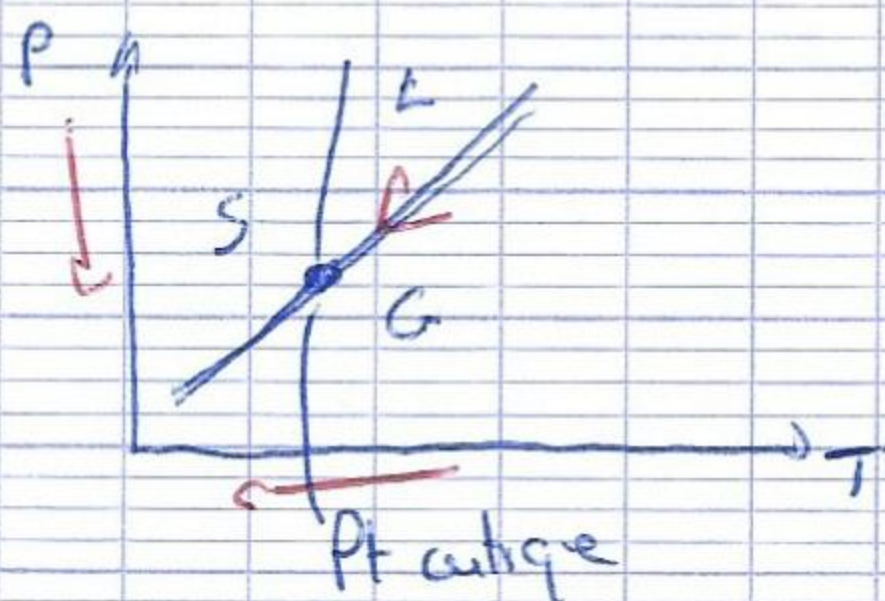
→ effet Meissner

Manip Azote : point triple de l'azote

On pose de l'azote liquide dans un ballon, on pose une thermocouple Pt100 a l'intérieur.

On met le tout dans une cloche sous vide pour faire diminuer la press°





Pt triple de l'azote ($T = 63K, P = 0,126 \text{ bar}$)
 On peut voir au cours du temps l'apparition de la solidification de l'azote à la surface du bâton \rightarrow du positif à l'intérieur \rightarrow explosion

Recalculons du feu \rightarrow qualitativement
 \hookrightarrow transition de phase cristallographique

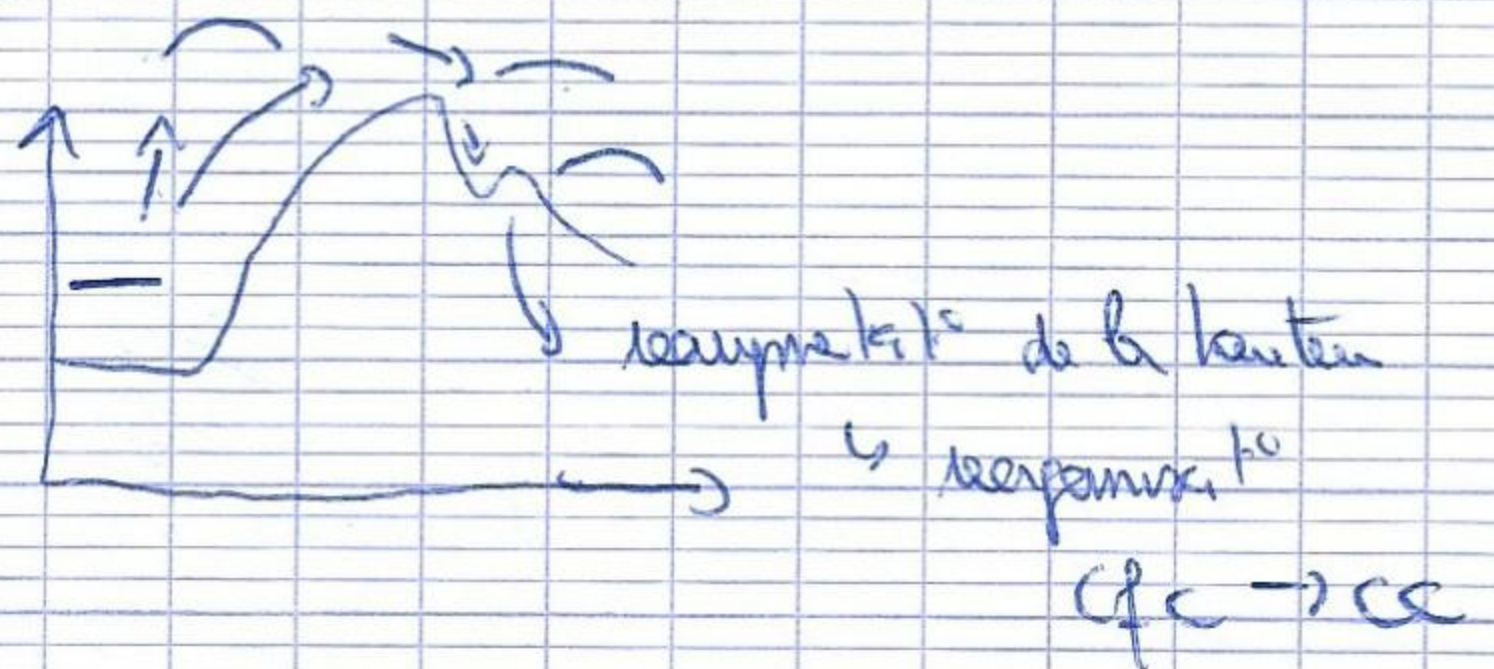
on fait passer un courant électrique dans un fil de fer
 \hookrightarrow le fil va s'échauffer et va changer d'organisation
 cc à cfc

fer cfc pour $906 < T < 1390^\circ\text{C}$

on voit le fil au cours du chauffage \rightarrow on chauffe
 cc \rightarrow cfc \rightarrow cc
 refroidissement



on peut revenir à l'origine



Compte enthalpie de vaporisation de l'azote par calorimétrie

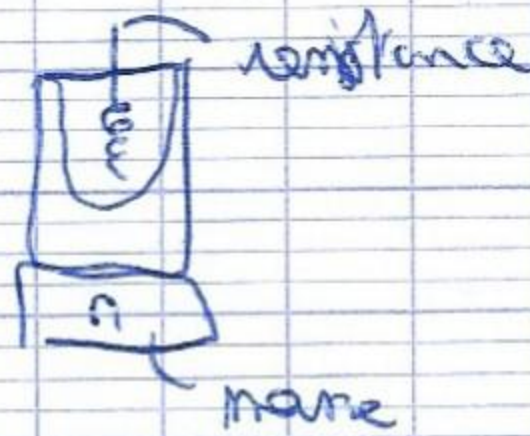
On met de l'azote liquide dans un vase de Dewar

↳ permet d'enlever l'eau par condensation

correcte

supplément

On va peser la masse d'azote qui s'évapore naturellement à T_{amb}



brancher résistance à un wattmètre

On va chauffer

↳ l'énergie apportée au système \Rightarrow

$$P_{\text{st}} \cdot t = Q$$

↳ temps de chauffe

on va aussi peser le temps la masse perdue du syst.

↳ ne pas oublier de rebrancher à E l'énergie du syst.

à T_{amb}

$$\Rightarrow \Delta h_{\text{vaz}} = \frac{Q}{\Delta m}$$

~~$t_0 = 2,747 \text{ kg}$~~

$t_0 = 2,747 \text{ kg}$

$t_1 = 2,742 \text{ kg}$

15g en 2min

$t_2 = 2,742 \text{ g}$

Wattmètre $Q = 4,125 \text{ kJ}$

$t_3 =$

$$t_0 \quad m = 2646 \text{ g}$$

$$Q = 3,376 \text{ kJ}$$

$$t_1 = 2 \text{ min} \quad m = 2611 \text{ g}$$

$$\Delta m = 35 \text{ g} = 5 \text{ g/part at } T^\circ \text{ ambient}$$

$$\Delta m = 30 \text{ g}$$

$$h_{1/2} = \frac{Q}{\Delta m} = 112 \text{ kJ/kg}$$

$$h_{\text{theo}} = 198 \text{ kJ/kg}$$

$$t_0 \quad m = 2617 \text{ g} \quad (\text{thermo-plunger})$$

$$t_1 = 2 \text{ min} \quad m = 2615 \text{ g} \\ \text{2g 2min}$$

$$\cancel{m_0 = 2615 \text{ g}} \\ \cancel{m = 2500 \text{ g}}$$

$$Q = 3,179 \text{ kJ}$$

$$t_1 = 2 \text{ min}$$

$$\cancel{\Delta m = 115} = \cancel{25} = 113$$

$$Q = 3,353 \text{ kJ}$$

$$\Delta m = 21 \text{ g in 2 min}$$

$$h_{1/2} = \frac{Q}{\Delta m} = 159 \text{ kJ/kg}$$

$$= 4,47 \text{ kJ/mol}$$

Montage
Physique

Phénomène de transport
↳ en par rayonnement

On alimente une ampoule et on mesure grâce à un spectre photométrique le spectre du filament qui rayonne car il est alimenté

Loi de Stefan-Boltzmann

$$\sigma = \sigma T^4 \quad \text{W m}^{-2}$$

Modèle du corps noir

$$\sigma_d = \frac{2\pi^5 h c^2}{15} \frac{1}{\frac{hc}{\lambda kT} - 1} \quad \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$$

$$\sigma = \int \sigma_d d\lambda$$

Avec $T = 3000 \text{ K}$

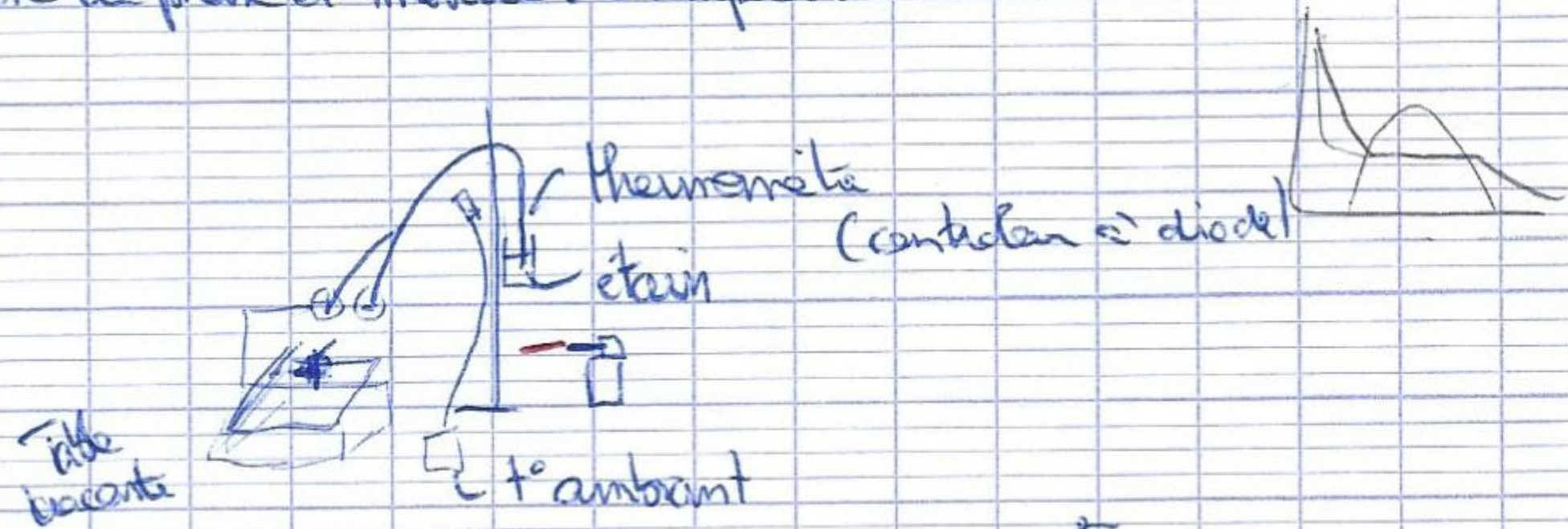
On a $T = \frac{\left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 \lambda_1}\right) \frac{hc}{k_B}}{\ln\left(\frac{L(\lambda_2, T)}{L(\lambda_1, T)} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5\right)}$ \leftarrow vient de $\frac{\sigma_{\lambda_1}}{\sigma_{\lambda_2}}$

Alors par mesure T on prend λ et on mesure L par les 2

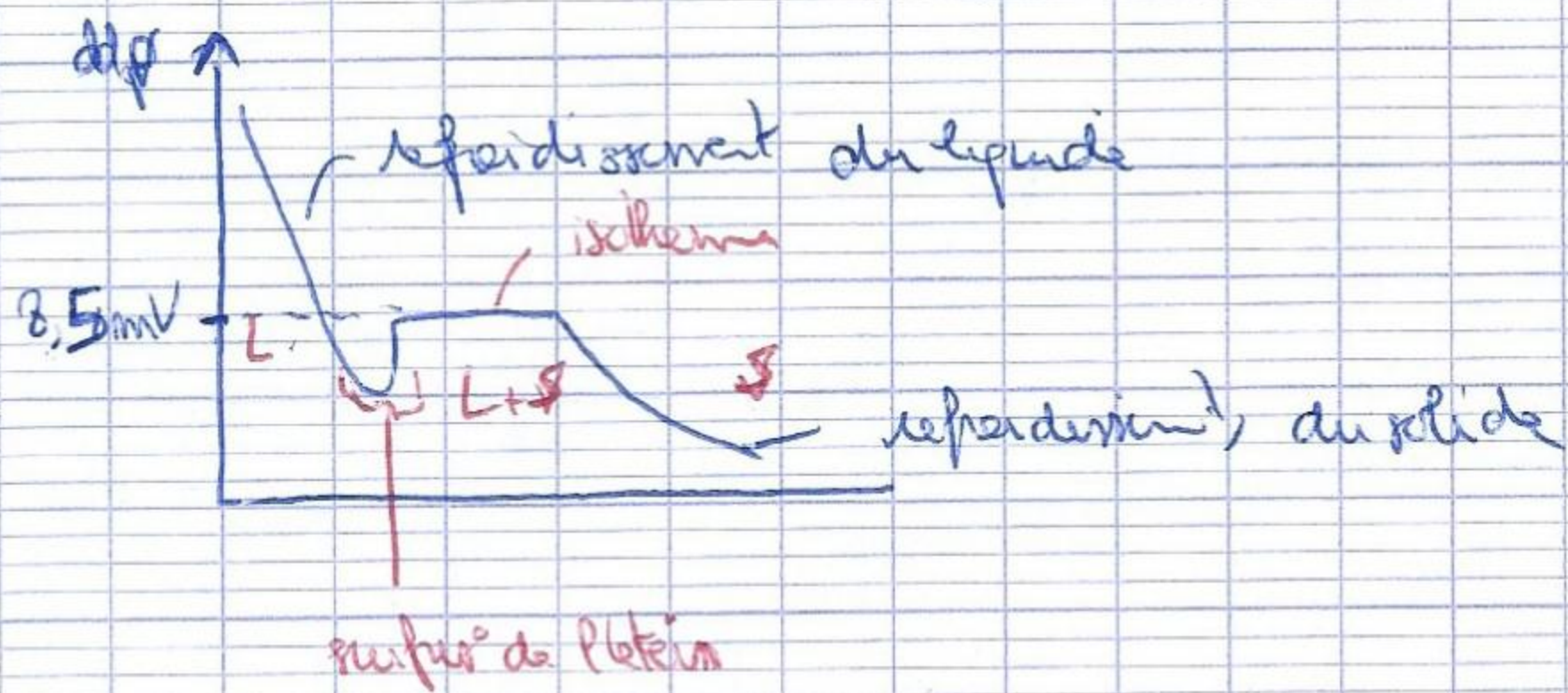
$$\begin{cases} \lambda = 700 \text{ nm} & L = 9065 \\ \lambda = 800 \text{ nm} & L = 2831 \end{cases}$$

en fait plusieurs et rajouter avec la table on a $T = f(\lambda)$
température

Transition de phase et mesure de température



on chauffe l'étain jusqu'à ce qu'il y ait fusion puis on attend et on suit la T° de refroidissement



Le ddp est une analogie à la température de fusion de l'étain à laquelle il peut appartenir à T° ambiant, car le thermocouple dans l'étain mesure une différence de température \rightarrow il manque donc $T_{ambiant}$

Avec le graphique abaque on a si $8,5 \text{ mV} \rightarrow T_{abaque} = 220^\circ\text{C}$

$$+ T_{ambiant} = \cancel{22} 22^\circ\text{C}$$

$$\rightarrow \text{Ainsi } T_{fusion} = 242^\circ\text{C}$$

études préliminaires

Dans les tables on a $T_{fusion} = 231,9^\circ\text{C}$

↳ dans le métal il y a $\approx 20^\circ\text{C}$

$\rightarrow \Delta T = 211,9^\circ\text{C} \rightarrow$ sur le graphique abaque $\rightarrow 8 \text{ mV}$
 ↳ il faut être attentif à cette valeur de ddp

M34 – Phénomènes de transport

contact : Anne-Marie.Dare@univ-amu.fr
Janvier 2019

Plusieurs manips sont mutualisables avec M17 : Métaux, M38 : Régimes transitoires, M40 : Phénomènes dissipatifs, M4 : Echelle et mesure de température.

1 Rapports de jury

2015, 2017 Des transports autres que diffusifs peuvent faire l'objet de ce montage. Lors de la mesure du coefficient de diffusion du glycérol par la déviation d'une nappe laser, les candidats doivent être à même d'expliquer précisément la nature de l'image observée sur l'écran et son origine physique.

2014 Des transports autres que diffusifs peuvent faire l'objet de ce montage.

2013, 2011, 2010 : Le choix des expériences doit veiller à souligner l'aspect transport. Il existe d'autres phénomènes de transport que ceux régis par une équation du type $\vec{j} = \alpha \vec{\nabla}V$.

2012 : Ce montage est ouvert à de nombreux domaines, pouvant donner lieu à des études comparées : on pensera à exploiter les régimes transitoires et permanents. Le choix des expériences doit veiller à souligner l'aspect transport. Il existe d'autres phénomènes de transport que ceux régis par une équation du type $\vec{j} = \alpha \vec{\nabla}V$.

2009 : Voir remarque du montage I7 pour l'expérience du transport de la chaleur dans une barre métallique mal interprétée : M17 : la mesure de la conductivité thermique d'un métal par sa réponse en température à une excitation alternative a posé problème à de nombreux candidats par suite de l'analyse des mesures par une loi non valide avec les conditions aux limites concernées. Le régime permanent implicitement mis en jeu doit être précisé ainsi que son temps d'établissement.

2008 : (même ren que pour M40, phénomènes dissipatifs) Plusieurs candidats ont voulu présenter une étude dynamique du transport de la chaleur. Cette expérience est sophistiquée et assez délicate. Pour certains candidats l'étude statique, plus simple à réaliser, doit être préférée.

2007 : Le jury attend au moins une mesure de coefficient de diffusion. Le candidat doit savoir évaluer un temps caractéristique de ce phénomène.

Commentaires concernant la remarque sur le transport qui ne serait pas toujours du type $\vec{j} = \alpha \vec{\nabla}V$, c'est à dire diffusif, quelques pistes :

- en effet il existe des phénomènes de transport non linéaires comme dans la diode.
- Ils ont peut-être aussi voulu parler d'effet Hall : où un champ magnétique orthogonal à un champ électrique génère dans le régime transitoire un courant transverse, qui donne lieu à la tension de Hall dans le régime permanent.
- On peut évoquer aussi le transport d'énergie par rayonnement : le courant d'énergie par rayonnement reçu par un corps à la température T , et provenant d'un corps de température T' est $\propto (T'^4 - T^4)$ si l'approximation du corps noir est bonne pour chacun des corps...

2 Bibliographie

- [1] Dico de thermo, entrées : transport, conduction thermique, conduction électrique
- [2] Kittel, Introduction à la physique des solides.
- [3] Dico de thermo, entrées : transport.

- [4] Guyon, Hydrodynamique physique, p.35
- [5] Ashcroft et Mermin, Physique des solides.
- [6] BUP, Vol 106, p 525, mai 2012, Toutian et al.
- [7] Galecki, Din, Guthmann, Lederer, Roulet Exercices et pbs de thermodynamique (pour la diffusion du glycérol dans l'eau).

3 Précautions

Les manips sont assez longues et pour certaines il est impossible de les relancer si on les a commencées et qu'elles n'ont pas marché !
Désactiver les mises en veille automatiques des ordis ! Et sauf nécessité vérifier que le mode permanent de LatisPro n'est pas coché ! !

4 Transport de chaleur

4.1 Entrée en matière : le conductoscope

Biblio : [1]

Loi de Fourier $\vec{j}_Q = -K\vec{\nabla}T$ avec K : conductivité thermique en $W K^{-1} m^{-1}$. C'est l'analogue de la loi d'Ohm qu'elle a d'ailleurs précédé et inspiré. Elle fait l'hypothèse d'une relation linéaire entre courant et gradient de température. Avec l'équation de conservation de l'énergie, elle mène à l'équation de diffusion (parfois appelée l'équation de la chaleur, dénomination historique mais regrettable)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \Delta T$$

où $D = \frac{K}{\rho c}$ est la diffusivité thermique ou coefficient de diffusion thermique, $[D] = m^2 s^{-1}$, et ρ et c sont respectivement les masse volumique et capacité calorifique massique. Les hypothèses de l'équation de diffusion : en plus de la linéarité, on suppose pour l'établir un équilibre local (de sorte qu'on puisse définir une température locale).

A l'aide du conductoscope, on montre que $D_{Cu} > D_{Al} > D_{lotion} > D_{fer}$, et on a une estimation très grossière de D .

4.2 Régime transitoire dans la barre de fer

Manip ambitieuse et nécessitant pas mal de programmation sur LatisPro : elle est facultative. Manip pouvant illustrer le montage "Régimes Transitoires".

Voir la doc technique correspondante.

Cette manip illustre la solution de l'équation de diffusion valide pour les conditions limites spatiales et temporelles suivantes :

$$\begin{aligned} \text{à } t = 0, \quad T(x) &= T_{amb} \quad \forall x, \text{ et} \\ \forall t > 0 \quad T(x = 0) &= T_0, \quad T(x \rightarrow \infty) = T_{amb} \end{aligned}$$

la solution est alors [4]

$$T(x, t) = (T_0 - T_{amb})(1 - \operatorname{erf}(\frac{x}{\sqrt{4Dt}})) + T_{amb}$$

avec la fonction "erreur"

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-u^2} du$$

analogue électrique (voir 4.4).
Néanmoins on peut lancer son

Le four est considéré comme un thermostat qui impose une température de contact $T_0 < 200^\circ\text{C}$, (cette valeur n'intervient pas dans le traitement). Il est alimenté en 110 V à travers un autotransfo, ce dernier est branché sur un transfo d'isolement, si l'autotransfo n'est pas isolé. Pour le chauffage du four, voir la doc technique. Ce four contient un solide métallique que l'on met en contact avec la barre (s'assurer du bon contact) à l'instant initial. On acquiert $T(x_i, t)$ pour les abscisses $x_i = 13, 18, 23, 28, \dots, 48$ cm évaluées à compter de l'origine, pendant 1/2h à 1h environ. Les capteurs thermiques sont des "LM135" (voir la doc technique et le montage mesures de températures). Le dernier capteur témoigne de ce qu'on est encore dans le régime transitoire tant qu'il n'a pas bougé : ce qui reste vrai durant une vingtaine de minutes au moins.

Traitement avec LatisPro :

On superpose à l'aide de LatisPro, les différentes courbes $T(x_i, t) - T(x_i, 0)$ en fonction de x_i/\sqrt{t} . Le shift de $T(x_i, 0)$ (plutôt que le shift de T_{amb}) permet de s'affranchir d'une erreur systématique due aux capteurs. Dans la feuille de calcul, définir de nouvelles variables $t'_i = x_i/\sqrt{4\pi\rho c}$, (attention aux unités pour le quantitatif). Ouvrir des fenêtres où l'on tracera par "drag and drop" y_i en fonction de t'_i . On pourra ensuite superposer ces différentes courbes dans une même fenêtre. On ne peut ouvrir plus de 4 fenêtres simultanément. Normalement les courbes sont assez bien superposées. On peut modéliser l'une de ces courbes en utilisant une approximation satisfaisante de la fonction erreur :

$$\operatorname{erf}(u) \approx \sqrt{1 - e^{-4u^2/\pi}}$$

on peut enfin en déduire D , coefficient de diffusion ou diffusivité thermique et le comparer à la valeur attendue : $D = \frac{K}{\rho c}$, où K est la conductivité thermique du fer, ρ et c respectivement sa masse volumique et sa capacité thermique massique. Sur wikipedia, on trouve pour le fer à 20°C : $K = 81 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\rho = 7.86 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$, et $c = 0.452 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, et donc $D = 22.8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$.

Les résultats de la manip donnent plutôt un D de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Pureté ? On en déduit que $\tau = L^2/D$ avec $L = 0.5\text{m}$ donne environ 14h : il faut au moins une journée pour refroidir la barre !

Peut être : cette manip est faite en préparation et ne peut pas être relancée de manière valable devant le jury. Après avoir exploité les résultats acquis en préparation, on peut relancer l'acquisition, mais on ne pourra probablement plus l'exploiter.

4.3 Régime permanent dans la barre de cuivre

Biblio : [1] p 97 Le dispositif est constitué d'une barre de cuivre (cylindre de diamètre 30 mm)

isolée à laquelle on impose le flux thermique à l'origine (

). La puissance fournie par la résistance chauffante est mesurable à l'aide d'un wattmètre. Voir la doc technique pour le montage à réaliser. L'extrémité opposée à la résistance chauffante est refroidie par une circulation d'eau, ce qui permet de limiter la température dans la barre : la circulation d'eau ne joue pas sur le gradient, juste sur la température extrême, et donc sur la température moyenne. On souhaite en effet déterminer la conductivité thermique à une température pas trop éloignée de l'ambiante (cf plus bas). On s'intéresse au régime permanent qui est révélé par les capteurs de température dont on enregistre le signal au cours du temps pendant une durée d'une demi-heure. Dans le régime permanent la détermination du gradient, la connaissance du diamètre de la barre et la puissance thermique fournie par la résistance chauffante permettent de déterminer K la conductivité thermique du cuivre. On comparera la valeur obtenue à la valeur tabulée dans le dico de thermo (Attention K dépend de T mais modérément) ou dans [5]. Dans wikipedia, on trouve $K = 399 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ (bien meilleur conducteur thermique que le fer de l'expé précédente !).

Au vu des résultats, on discute des limites de la modélisation : isolation thermique de la barre, surestimation de la puissance fournie qui doit se traduire par une surestimation de K , dépendance en T de K ...

4.4 Analogie électrique de la diffusion thermique : diffusion de la charge dans une ligne RC

Biblio : [6] et Doc technique accompagnant la plaquette.

On dispose d'une chaîne de résistances R et de capacités C identiques, pour laquelle on montre que la tension aux bornes des capas satisfait la version discrète de l'équation $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = D \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$, où $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = (u(x+a) - 2u(x) + u(x-a))/a^2$, avec $D = a^2/\tau$, $\tau = RC$ et a est le pas de la chaîne (unité arbitraire). L'analogie de la température est donc la tension ou encore la charge du condensateur.

Dans la plaquette $R = 1.5\text{k}\Omega$, $C = 100\text{nF}$, ce qui donne $\tau = 150\mu\text{s}$.

Cette chaîne permet aisément de choisir des conditions limites et initiales très variées, et il n'y a pas le problème d'inertie thermique : on recommence l'expérience aussi souvent que l'on veut !

On l'utilise ici dans les mêmes conditions que la barre de fer précédente : en partant d'un état initial où la tension aux bornes de chaque capa est la même, en l'occurrence $U(t) = 0$. On applique à $t = 0$ une tension fixe U_0 à la 1ère capa, et on se restreindra aux temps tels que la tension au bout de la chaîne n'a pas bougé. La solution est donc du même type que précédemment :

$$U(x, t) = U_0(1 - \operatorname{erf}(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}))$$

On impose à la 1ère capa, une tension carrée

. Prudence : le GBF HP

(agilente) indique à l'affichage une tension qui serait celle délivrée aux bornes d'une résistance de 50Ω (sa résistance interne). A vide (aux bornes de l'oscillo ou de la 1ère capa) la tension est donc 2 fois + élevée qu'indiqué ! Contrôler cette tension à l'oscillo.

On impose donc un signal carré shifté, de fréquence $\sim 2\text{Hz}$. On enregistre différentes tensions équiréparties le long de la chaîne pendant environ 2ms (la dernière tension n'a pas varié), en déclenchant l'enregistrement de LatisPro sur ea0 (signal U_0), sens montant à $\sim 20 \text{ mV}$. On peut observer que

ϵ_0 s'établit à sa valeur palier en 20 μ s environ. On peut vérifier que ce petit décalage est sans conséquence sur les résultats.

Comme dans le cas de la barre, il faut utiliser la feuille de calcul pour évaluer $U(i, t) - U(i, 0)$ (le shift permet de s'affranchir d'une erreur systématique des entrées de la carte) et calculer $t_i^* = x_i/\sqrt{Temps}$. On peut réutiliser le programme précédemment préparé : il suffit de changer le temps d'acquisition, le déclenchement, et de modifier les abscisses x_i .

On superpose ces courbes, et on peut aller un peu plus loin en estimant D , ou plus exactement τ , en fitant la courbe par l'expression approchée de la fonction erreur.

5 Transport de charge

5.1 Mesure de la conductivité électrique du cuivre

On dispose d'une bobine de cuivre de longueur et diamètre connus : $L = 80 \pm 1$ m, et $d = 0.059 \pm 10^{-3}$ cm. On en mesure la résistance (méthode à 4 points), on en déduit la conductivité que l'on compare aux résultats tabulés (Kittel p 260).

5.2 Loi de Wiedemann et Franz

Biblio : [2] En 1953 Wiedemann et Franz établissent une loi empirique : dans les métaux le rapport des conductivités thermique et électrique vérifie $\frac{K}{\sigma} = LT$, avec $L \in [2.12, 2.26] 10^{-8}$ W Ω K $^{-2}$. L est le nombre de Lorentz, il varie peu d'un métal à l'autre. Un modèle simple des métaux (modèle de Sommerfeld, mais modèle critiquable) établit que $L = L_0 = \frac{\pi^2}{3} (\frac{k_B}{e})^2 = 2.44 10^{-8}$ W Ω K $^{-2}$.

Après avoir mesuré les conductivités thermique et électrique du cuivre, mesurant la température de la pièce, on évalue $\frac{K}{\sigma}$ que l'on compare aux résultats expérimentaux tabulés dans Kittel et à L_0 .

Critique : K est une fonction de la température. Ayant mesuré la conductivité électrique à l'ambiante, on estime aussi que la valeur de K déterminée est celle à l'ambiante. Néanmoins le rapport des conductivités est satisfaisant.

Le modèle de Sommerfeld qui prédit L_0 ne prend en compte que la conductivité thermique due aux électrons, or il y a d'autres vecteurs de la diffusion de l'énergie thermique (les phonons par ex). Dans les bons métaux la contribution électronique domine.

Manip mutualisée avec le montage métaux.

6 Transport de matière : Etude optique de la diffusion d'un corps dissous

Biblio : [3] p 466 (mais formule approximée), et [7].

C'est la seule manip où l'on évalue directement un coefficient de diffusion en plus de la manip régime transitoire dans la barre. (voir rem jury 2007).

Loi de Fick $\vec{j} = -D\vec{\nabla}n$ (analogue des lois de Fourier et d'Ohm), et loi de conservation mènent à l'équation de diffusion

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n$$

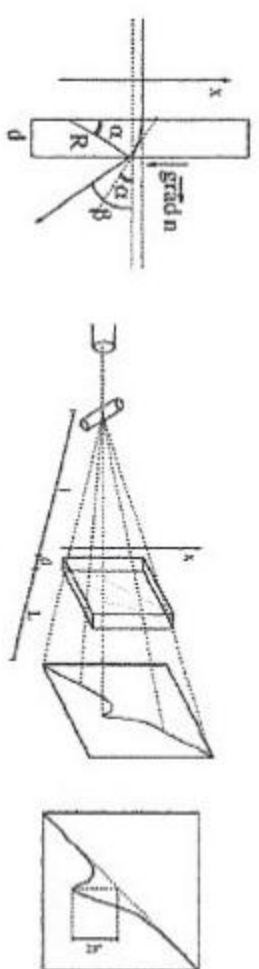


FIGURE 1 – extrait d'un TD de l'Université Pierre et Marie Curie

où D est le coefficient de diffusion du corps dissous dans le solvant, et n la densité. Pour ne pas confondre densité et indice de réfraction, on travaillera avec c la concentration de glycérol.

Conditions initiales et limite : à $t = 0$, $c(z) = 0 \forall z > 0$ et $c(z) = c_0 \forall z < 0$, et aux temps longs on suppose que les concentrations aux extrémités n'ont pas changé. Posant $x = \frac{z}{a}$, la solution de l'équation de la diffusion est

$$\frac{\partial x}{\partial z} = -\frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/(4Dt)}$$

C'est du gradient $\frac{\partial c}{\partial z}$ en $z = 0$ dont on a besoin, dans le dico celui-ci est approximé (moyenné sur la largeur à mi-hauteur de la gaussienne), mais la différence quantitative est inférieure à 6%. Veiller à prendre une concentration de glycérol c_0 de l'ordre de 1/3 pour avoir une déviation pas trop importante, de sorte que l'approximation des petits angles sera satisfaisante.

Du gradient de concentration, on passe au gradient d'indice : soit n_e l'indice de l'eau, et n_0 l'indice correspondant à la concentration c_0 . par interpolation, on a $n(x) = n_e + (n_0 - n_e)x$, et $n_0 = n_e + (n_0 - n_e)c_0$, avec $n_e = 1.33$ (handbook) et $n_0 = 1.47$ (dico p 469) respectivement indices de l'eau et de la glycérine pure.

En milieu d'indice variable, le rayon de courbure du rayon lumineux vérifie $\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \vec{\nabla} n$, où $\vec{\nabla} n$ est le gradient d'indice et \vec{N} la normale au rayon. Dans l'approximation des petits angles entre $\vec{\nabla} n$ et \vec{N} (cuve étroite), et dans l'hypothèse d'un gradient constant sur le trajet (cuve étroite), on a $\frac{a}{R} = \frac{1}{n} (\frac{\partial n}{\partial z})_{z=0}$.

Notant h la hauteur de déviation, on a au maximum de déviation :

$$h(t) = dL \frac{n_0 - n_e}{\sqrt{4\pi Dt}} \approx dL \frac{n_0 - n_e}{4\sqrt{h\lambda^2 Dt}}$$

où L est la distance cuve-écran, d l'épaisseur de la cuve, n_0 l'indice de la glycérine en concentration c_0 , n_e l'indice de l'eau.

Prendre des mesures environ toutes les 5min pendant une heure : elle est assez longue pour pouvoir prendre des mesures supplémentaires devant le jury. On trouve une valeur de D dans le bon ordre de grandeur de celui proposé par le dico. Remarque : ne pas retirer la burette qui a permis d'introduire le glycérol dilué : cela créerait des turbulences.

Achever la manip en estimant le temps caractéristique de diffusion dans la cuve, à partir de $D \propto \frac{L^2}{\tau}$, avec L la demi-hauteur de la cuve (si on a rempli la cuve de glycérol jusqu'à la moitié). Puis à l'aide d'un agitateur, homogénéiser et montrer que l'on retrouve la nappe inclinée.

Rem : Comprendre que l'hypothèse d'une cuve étroite est importante. Prendre le gradient de concentration moyenné permet aussi de prendre en compte l'épaisseur finie de la cuve.

7 Loi de Stefan

Dico de thermo p. 383. (mutualisable avec Echelle et mesures de températures). Importante vue la remarque récurrente du jury.

On dispose d'une lampe étalonée : voir la doc permettant de connaître la température du filament selon la tension à ses bornes. Cette température a été déterminée à partir d'un pyromètre. On alimente cette lampe à partir d'un autotransfo, choisir une tension de l'ordre de l'une des tensions tabulées, par ex. 63V. À l'aide du spectro à fibre optique (pour lequel on active le fichier de correction, voir montage photorécepteurs), et de 3 filtres interférentiels, on détermine la puissance $\phi(\lambda)$. On fait passer par ces 3 valeurs une courbe du type loi de Planck $\lambda\lambda^{-5}/(e^{(B/\lambda)} - 1)$. La détermination de $B = \frac{hc}{k_B T}$, permet de remonter à la température du filament que l'on comparera à la grandeur tabulée. L'hypothèse sous-jacente est que le filament est un corps gris.

8 Miscellanées

- Transport de la quantité de mouvement. Le viscosimètre de Couette, Dico IV p 471.
- Effets thermoélectriques (effets croisés). Mettre en œuvre un thermocouple (cf montage thermométrique).
- Caractéristique d'une photodiode (voir montage photorécepteurs) en indiquant la non linéarité, on peut aussi parler des porteurs photocréés.
- Sonde à effet Hall, mais ça n'est pas à proprement parler du transport car dans le régime permanent on a une tension transverse et non un courant transverse.

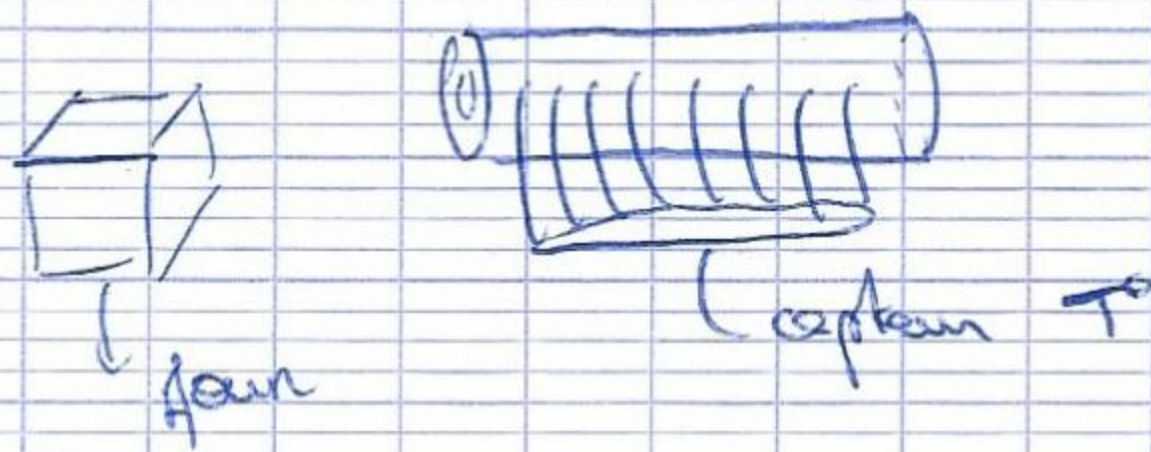
9 Retour

Ce montage a été tiré par 2 étudiants en 2012 qui nous ont livré leurs impressions/commentaires :

- Pb rencontré : selon la version de LatisPro, la superposition des $T(x_i, t) - T(x_i, 0)$ en fonction de x_i/\sqrt{t} n'est pas toujours possible !
- Diffusion du glycérol dans l'eau : la prépa de Montrouge expédie une manip clé en main qui fonctionnerait très bien avec une notice où l'on trouve les formules, voir http://poisson.ens.fr/Collection/consultation/affiche_inst.php?icode=1012
- Les questions posées concernaient : les ordres de grandeur des temps caractéristiques; les incertitudes (sur la barre de Cu notamment); les conditions aux limites; le choix du protocole pour la diffusion de matière et la loi à l'origine de la déviation du rayon.
- Question sur le conductoscope : Qu'est ce qu'on voit comme phénomène (régime transitoire ou permanent) ? Principe des pastilles qui changent de couleur.
- Question sur la barre en régime transitoire : Intérêt de l'expérience ? Quelle est la particularité des régimes transitoires en conduction thermique ? Quels calculs quantitatifs aurait-on pu faire ? Temps de diffusion ?
- Question sur la barre en régime permanent : Quelle différence avec l'expérience précédente ? Quelles hypothèses ? Calculs d'incertitudes ? Quelle dépendance de la conductivité thermique en fonction de quels paramètres ?
- Question sur la mesure de la résistance : Quelle expérience plus précise peut-on faire pour mesurer précisément la résistance de la bobine de cuivre ? Calculs d'incertitude ?

• Loi de Fick : Quelle longueur caractéristique et pourquoi ? Quelle modélisation précise du phénomène aurait-on pu faire ?

Montage = régime transitoire



Protocole pour le chauffage du four = alimenter le four avec 240V pendant 10 min, puis plus, puis abaisser la tension à 110V, ce qui amènera une T° cte du four au bout de 10 min

On aura l'acquiescement au moment où on met en contact la barre et le four → Δ il faut bien positionner la barre.

Faire l'acquiescement pendant 30 min

↳ le dernier capteur n'a pas bougé → hepp barre so pendant le durée d'immersion

$$T(n,t) = T_{an} + (T_0 - T_{ambiate}) \left(1 - \exp\left(-\frac{\alpha}{\sqrt{4\alpha t}}\right) \right)$$

$$\exp(\alpha) \propto \sqrt{t} \cdot e^{-\frac{h\alpha t}{\pi}}$$

On trace

$$T(n,t) - T(n,0) = f\left(\frac{\alpha t}{V_T}\right) \rightarrow 7 \text{ secondes}$$

↳ 1 par capteur

Nouveau modèle sur l'acier inox

$$\alpha = 7,6 \cdot 10^{-6}$$

↳ ici on a pas de feu pur
- barre vraiment isolé
- peut des capteurs

$$\text{théorie } 22 \cdot 10^{-6}$$

↳ raison pour le feu pur pour une certaine T°

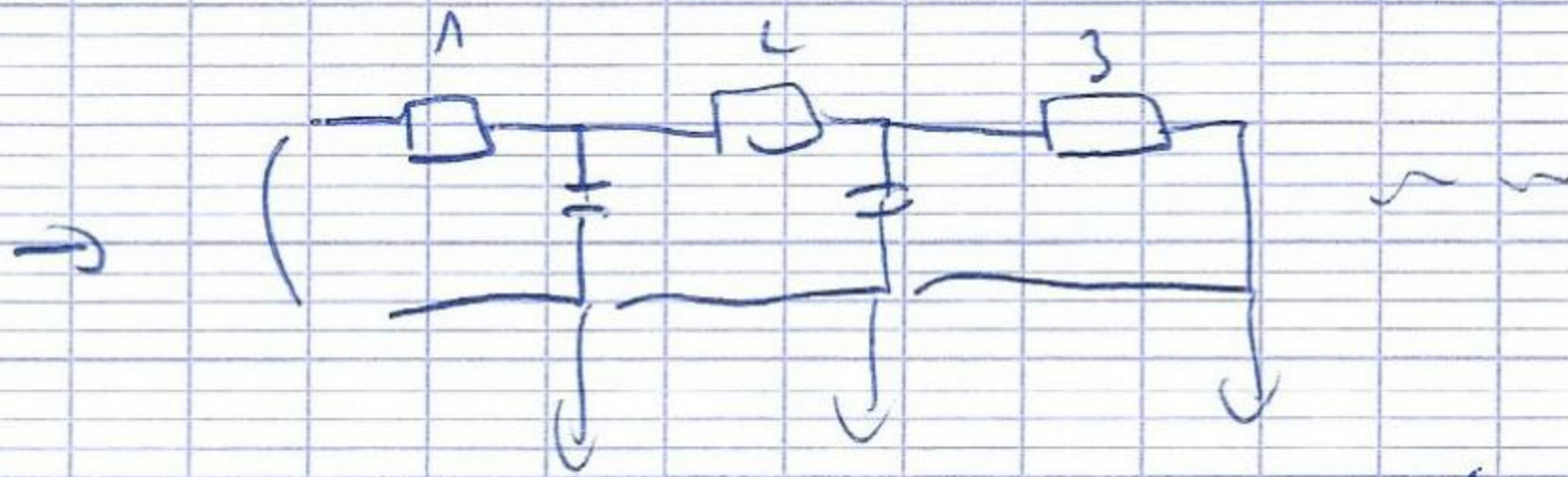
Chaine RC = Diffus électrique

□□□□

2 VPP

2 Hz

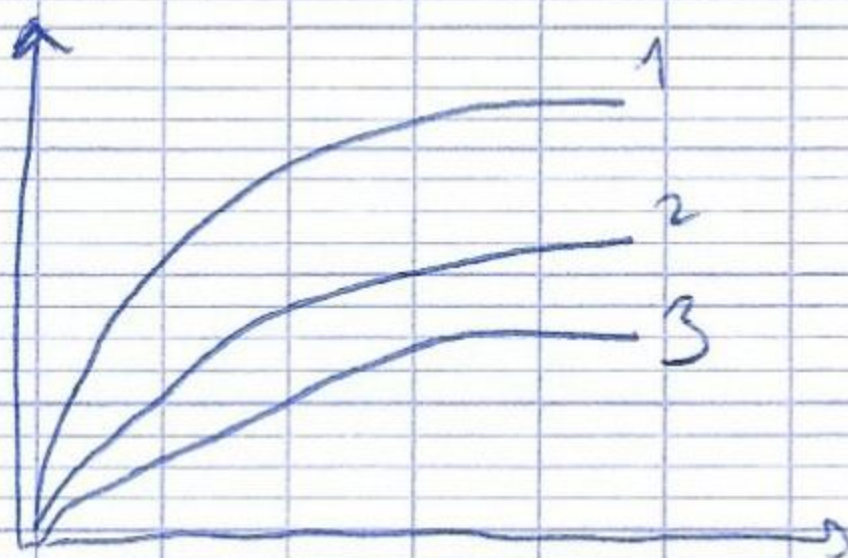
offset 1V



→ pas etu pas etu cente en 0



On mesure charge / decharge d'un condensateur



$$U(x,t) = U_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{RCt}}\right) \right)$$

$$\exp\left(-\frac{x}{\sqrt{RCt}}\right) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

$$\begin{cases} R = 1,5 \text{ k}\Omega \\ C = 100 \text{ nF} \\ \tau = 150 \mu\text{s} \end{cases}$$

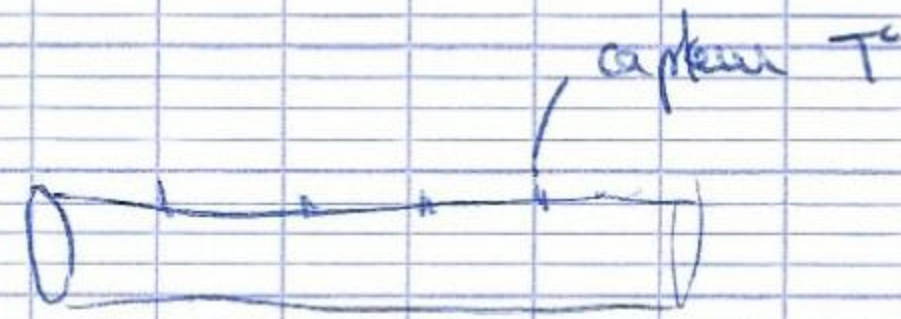
$$D = a^2 / c \quad \tau = RC$$

a pas de b charge a = 1
↳ sans unite

On trouve $D = 6612 \text{ s}^{-1}$ au lieu de $D_{th} = 6666 \text{ s}^{-1}$

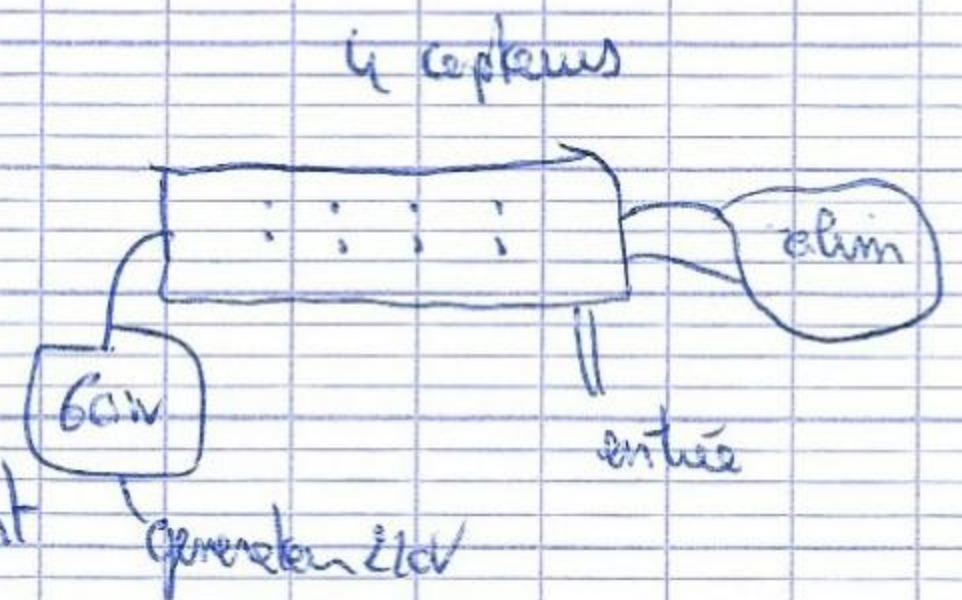
Montage phénomène de transport

Régime permanent dans le tube de cuivre



on alimente une boue de cuivre

on attend de min pour être en régime permanent



$$\text{Soit } \frac{\partial T}{\partial t} + \Delta T = 0$$

$$\text{en régime permanent } \rightarrow \Delta T = 0$$

$$\rightarrow T = Ax + B$$

$$\text{capteur } 19 \text{ mV} \rightarrow 1 \text{ K}$$

on mesure par sonde

$$5 \text{ V} \rightarrow \text{min}$$

~~→ pente →~~

On mesure une puissance thermique à travers une puissance électrique en mesurant les pertes

$$\text{on a } x = 0, 5, 10, 15 \text{ cm}$$

Le flux thermique libéré en W sur le wattmètre

On a $\vec{grad} T$

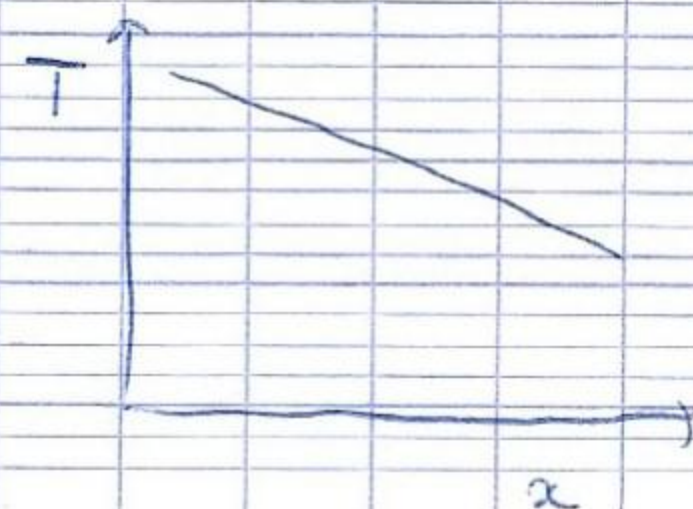
$$\Rightarrow \text{on sait que } \vec{j}_H = -d \vec{grad} T$$

$$\Rightarrow d = -\frac{j_H}{\vec{grad} T}$$

$$\vec{j} = \frac{\Phi}{S}$$

x	5	10	15	20
T(V)	3,4	3,26	3,14	3

$$\text{pente} = 204 \text{ K m}^{-1}$$



$$j_{th} = \frac{P}{S} = \frac{P}{\pi R^2} = \frac{61.62 W}{\pi R^2} = 86.000 W m^{-2}$$

$$\rightarrow \lambda = \frac{j_{th}}{\nabla T} = 330 W m^{-1} K^{-1} \text{theorie} = 399 W m^{-1} K^{-1}$$

Conductivité elec du cuivre

on a une bobine $L = 80 m \pm 1$

$\phi = 0,059 cm \pm 10^{-3} cm$

Méthode 4 pts pour mesurer $R \rightarrow R = 4,98 \Omega$

$$\sigma = \frac{L}{RS} = 5,9 \cdot 10^7 \Omega^{-1} m^{-1}$$

Et

$$\frac{K}{\sigma} = \frac{\lambda}{\sigma} = 5,6 \cdot 10^{-6} \frac{W \Omega K^{-1}}{\Omega^{-1} m^{-1}} = L T^{-1} \quad \begin{matrix} 293 K \\ \text{température ambiante} \end{matrix}$$

$$\Rightarrow L = 1,91 \cdot 10^{-8} W \Omega K^{-2}$$

en théorie $L \in [2,12; 2,26] \cdot 10^{-8}$

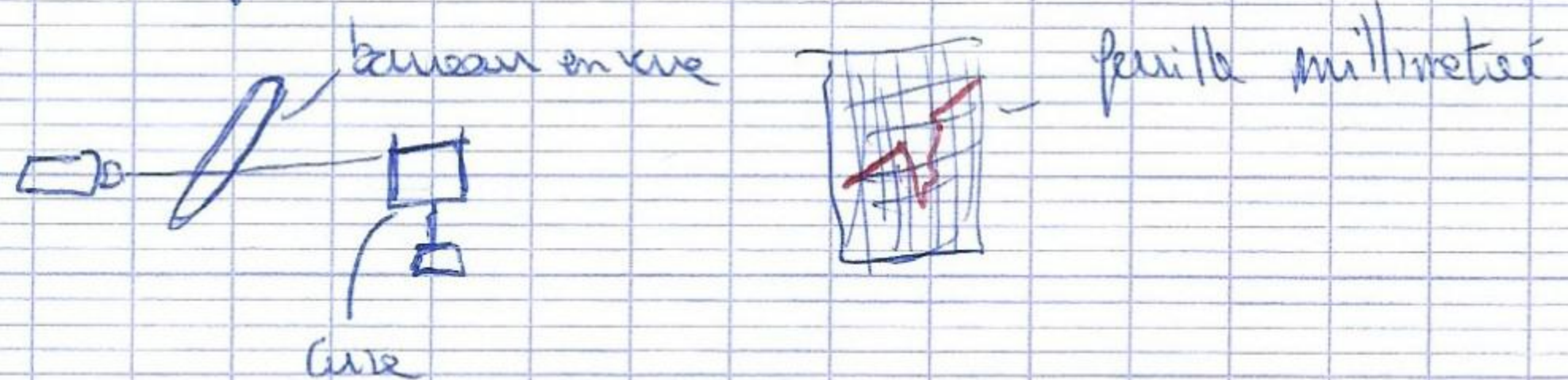
Temps de matrice

Remplir avec le glycérol

On mélange un produit 1/3 glycérol + 2/3 eau

On remplit une cure d'eau

On fait ce montage



Avant de remplir la cure du mélange on prend le diamètre du cœur sur le papier millimétré. On verse le mélange \rightarrow on reprend le diamètre du cœur

Annip des glycerol p466 Quanta II Theorie et appli

$$h(\lambda) = \frac{dL}{\sqrt{4\pi D t}} \frac{m_0 - m_e}{c}$$

$$d = 1,2 \text{ cm}$$

$$m_0 = \frac{1}{2} \cdot 1,47 + \frac{1}{2} \cdot 1,36 = 1,415$$

$$m_e = 1,36$$

$$L = 1,215 \text{ m}$$

$$t = 0$$

$$h$$

11 min

20,2

On tise

24,5 min

20

$$h^2 = f(\lambda)$$

1h 10'

19,9

1h 40

19,7

→ R partant

2h

19,5

2h 27


19,4

2h 51

19,3

18,9

$$\frac{(dL)^2 (m_0 - m_e)^2}{4\pi D}$$

 on mesure la h mais les hauteurs

pendant Δt

$$h(t) = \frac{dL}{\sqrt{4\pi} \Delta t} \frac{m_0 - m_1}{\Delta t}$$

d'après de la courbe

Montage = Producteur et convertisseur d'énergie électrique

Producteur par convertisseur mécanique - électrique

↳ La DYNAMO

↳ Quant IV p 163 Électricité et applications

Matériel : ensemble "moteur - générateur" (Pleuron)

alim réglable 5-12V, 3A

oscilloscope

voltmètre + comparateur

checkat tes r, dA

Linéaire

↳ Il s'agit de comparer la puissance mécanique fournie à la dynamo $P_m = P_m \omega$ à la puissance électrique récupérée $P_e = UI$ où I est l'intensité et U la ddp aux bornes de la dynamo. P_m est le couple utile exercé par le moteur. On étudie le rendement à vitesse de rotation quasi constante. Les divers régimes de la dynamo se obtiennent en modifiant la charge connectée par le short-circuit.

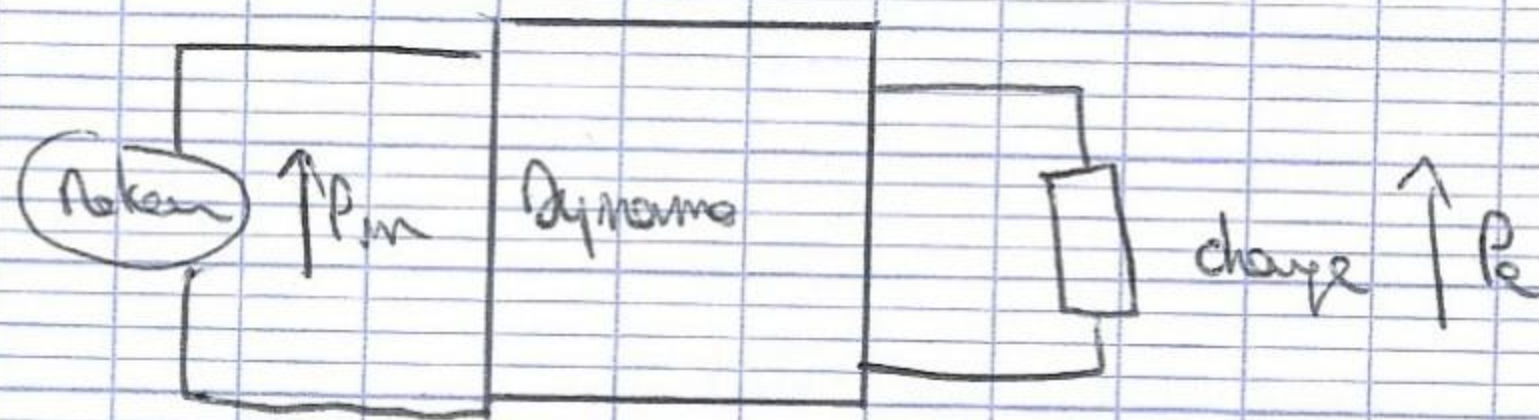
↳ bilan énergétique pour la dynamo est :

$$P_m = P_m \omega = UI + P_f \omega + I^2 r$$

où $UI = RI^2$ est la puissance électrique récupérée dans la charge, P_f représente les frottements modélisés comme des frottements solides et rI^2 représente les pertes par effet Joule dans l'induit

$$\Rightarrow \rho = \frac{P_e}{P_m} = \frac{UI}{P_m \omega} = \frac{UI}{UI + rI^2 + P_f \omega}$$

↳ avec $P_f = kI$
↳ est de la dynamo



A vide c'est a dire sans charge (R=0) on a $I=0$
 $\Rightarrow P_e=0!$

Pour mesurer a vide on a

$$\Rightarrow f_{em} = e = k\omega \quad \begin{matrix} \nearrow \frac{2\pi}{T} \leftarrow \text{avec } P_{\text{excl.}} \\ \uparrow \text{vite de la dynamome} \end{matrix}$$

A vide $e = U$

U :	4	6	8	10
ω	$\frac{2\pi}{32 \cdot 10^{-3}}$	$\frac{2\pi}{21,6 \cdot 10^{-3}}$	$\frac{2\pi}{16,2 \cdot 10^{-3}}$	$\frac{2\pi}{13 \cdot 10^{-3}}$
	196,3	291	377,9	483,3

\Rightarrow pour obtenir k
 $k = 0,02$

On met en route la charge

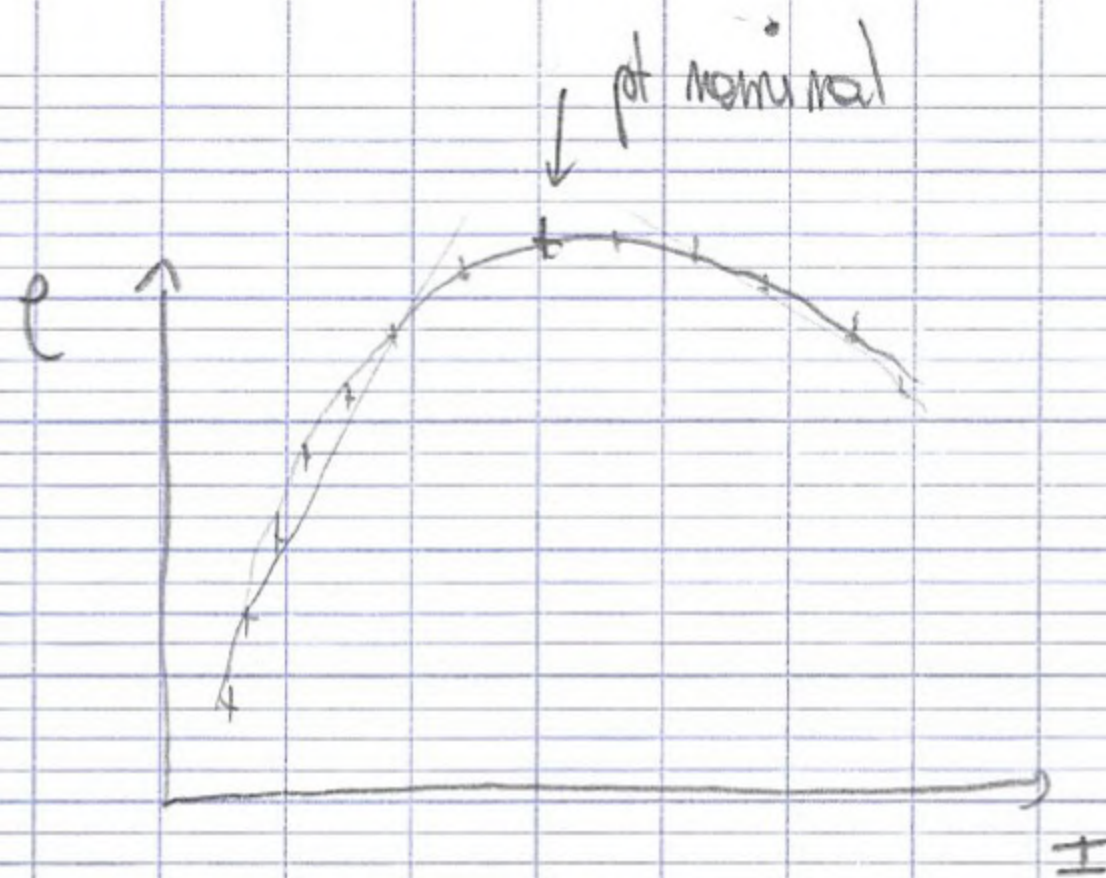
\hookrightarrow on mesure pour differentes valeurs de Z $\rightarrow U$

et $P_m \rightarrow$ la sur la dynamome
 (N.m)

On fixe $R = 34,6 \Omega$

I	U	$P = UI$	$\omega = \frac{2\pi}{T}$ w (rad/s)	P_m (N.m)	$P_e = P_m$	$p = P_e / P_m$
12 mA	4,2		\downarrow 28,2 ms	$16 \cdot 10^{-3}$		
153 mA	5,3		22,4 ms	$16 \cdot 10^{-3}$		
189 mA	6,45		18,8 ms	$17 \cdot 10^{-3}$		
215 mA	7,45		16,2 ms	$17 \cdot 10^{-3}$		
243 mA	8,50		14,4 ms	$18 \cdot 10^{-3}$		
277 mA	9,55		12,6 ms	$19 \cdot 10^{-3}$		
310 mA	10,7		11,30 ms	$20 \cdot 10^{-3}$		
340 mA	11,7		10,5 ms	$20 \cdot 10^{-3}$		
2,2 A	6 V		15,6	$53 \cdot 10^{-3}$		

I	U	T	P_m
1A	7,65V	13,7ms	$33 \cdot 10^{-3}$
1,5	6,62V	14,1ms	$40 \cdot 10^{-3}$
2,45	6,78V	13,7ms	$60 \cdot 10^{-3}$
3,7	4,68V	15,3ms	$92 \cdot 10^{-3}$



$P =$	P_m	$e =$
0,51	3,56	0,14
0,81	4,5	0,18
1,21	6,7	0,21
1,6	6,6	0,24
2,1	7,85	0,26
2,6	9,5	0,28
3,3	11,1	0,30
3,98	12	0,33
7,7	16,1	0,51
9,93	17,8	0,56
13,2	21,3	0,62
16,6	27,5	0,6
17,3	37,8	0,46

contact : Anne-Marie.Dave@univ-annu.fr

octobre 2014

1 Rapports de jury

2014 : Lors de ce montage trop de candidats abusent des expériences qualitatives et transforment la séance en une série d'expériences de cours sur l'induction et obtiennent de ce fait une note médiocre. Par ailleurs la notion d'inductance mutuelle est souvent mal dégagée, en particulier à cause de mauvais choix dans les composants utilisés et dans la fréquence d'excitation.

2011, 2012 : La notion d'inductance mutuelle est souvent oubliée ou mal dégagée, par suite de mauvais choix dans les protocoles expérimentaux.

2013, 2010 : La notion d'inductance mutuelle est souvent mal dégagée, par suite en particulier de mauvais choix dans les composants utilisés et dans la fréquence d'excitation.

2009 : L'observation subjective d'un retard à l'allumage d'une lampe ne peut être qu'une induction qualitative du phénomène d'auto-induction qui doit être illustré par des mesures précises et une confrontation entre la mesure et le modèle décrivant le phénomène. L'étude du rendement du transformateur n'a pas sa place dans ce montage.

2007 : Ces notions sont fondamentales, le montage est souvent pourtant décevant, traité à un niveau trop élémentaire.

2 Bibliographie

[1] Dico IV Electricité, entrées : Induction, autoinduction, bobines... Les pages indiquées + bas dépendent de l'édition du bouquin, la dernière 2004.

[2] H-Prépa Electromagnétisme, PT, PSI....

[3] Poly de l'Ens - Montrouge, "Conversion de puissance électrique",

lien : poisson.ens.fr/Collection/documents/polys/p2.pdf

3 Induction

3.1 Introduction qualitative

Vérification de la loi de Lenz-Faraday.

Bobine dont le sens d'enroulement est visible et aimant, oscillo en mode "roll", (et "averaging" : 1 : ce qui utilise l'échantillonnage de l'oscillo au mieux et lisse le signal)

But : montrer que la variation temporelle du flux magnétique à travers le circuit induit une force électromotrice.

Commenter le comportement observé selon le pôle approché, la vitesse d'approche, le sens de variation du champ \vec{B} (aimant approché, éloigné).

3.2 Expérience quantitative : mesure du coefficient d'induction mutuelle

Biblio : [1] page 277

2 circuits : l'induit et l'inducteur.

On peut utiliser 2 dispositifs différents : le 1er (2 bobines verticales avec une poignée bois) qui permet de déplacer l'induit et donne un signal plus important que le second (2 longs bobinages enroulés ensemble). Ce dernier permet néanmoins une discussion plus théorique.

Le circuit inducteur est alimenté par un GBF en signal triangulaire, il se compose d'une bobine L_1 et d'une résistance R en série et est parcouru par un courant $i_1(t)$. L'induit est constitué d'une bobine L_2 en circuit ouvert. On visualise $Ri_1(t)$ et $M \frac{di_1}{dt}$. Il faut s'assurer que la fréquence du signal triangulaire vérifie $f \ll \frac{1}{\tau}$, avec $\tau = L_1/R$, de sorte que $L_1 \frac{di_1}{dt} \ll Ri_1(t)$.

On détermine M . Enfin on peut vérifier $M \leq \sqrt{L_1 L_2}$: pour le 1er dispositif L_1 et L_2 peuvent être mesurés au banc de mesure, pour le second dispositif, on peut les estimer par $L_1 = L_2 \approx \mu_0 N^2 S/l$ et on s'attend à $M \approx L$: car la géométrie est telle que l'inductance propre n'est pas différente de la mutuelle.

On définit le coefficient de couplage $\theta = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$.

4 Autoinduction

4.1 Introduction qualitative

Biblio : [1] page 42

Retard à l'allumage

A la fermeture de l'interrupteur, le courant s'établit sans retard dans l'ampoule en série avec la seule résistance, tandis que un retard est observé dans l'ampoule en série avec l'inductance : cela tient à la présence de l'inductance qui impose la continuité du courant la traversant. Le temps caractéristique de l'établissement du courant dans l'ampoule est $\tau = \frac{L}{R_{amp} + R}$.

A l'ouverture de l'interrupteur, le courant circulant dans les 2 ampoules est le même et de plus il est caractérisé par un temps plus court que précédemment $\tau' = \frac{L}{2R_{amp} + R + r_L}$.

4.2 Expérience quantitative : mesure de L

Biblio : [1] page 44

Le but de cette manip est de mesurer une inductance propre par la mesure d'un temps.

On alimente une bobine par un GBF en signal carré, à travers un AO suiveur pour s'affranchir de la résistance interne du GBF. (intérêt du suiveur voir dico p 538 : source de tension idéale tant que le courant souhaité ne dépasse pas le courant max en sortie l'AO, car impédance d'entrée $\sim \infty$ et impédance de sortie ~ 0).

Il y a aussi un autre protocole (Dico IV p 57) qui permet par une analyse de l'impédance en fréquence de mesurer l'inductance propre.

5 Application : le hacheur abaisseur ou série

Biblio : [1] page 246, et [3] p.5

Le hacheur est un convertisseur continu-continu (au sens que la ddp fournie, sans être constante, garde un signe constant), permettant d'ajuster une tension de sortie. Celui-ci est un abaisseur car la tension de sortie est inférieure à la tension d'alimentation U . On aurait pu regarder plutôt le hacheur parallèle ou rehausseur pour lequel la tension de sortie est plus élevée que celle à l'entrée. Cependant

c'est l'abaissseur qui est utilisé pour alimenter les moteurs à courant continu. Le presenter ici permet de mutualiser la manip.

ΔPetite erreur dans le schéma du dico : la diode branchée sur le transistor est inversée.

Le transistor constitue un simple interrupteur K_1 commandé par le GBF, la diode entre base et émetteur, protège le transistor lorsque $V_{BE} > 0$.

Rôle important de la diode de roue libre : elle joue le rôle d'un interrupteur noté K_2 synchronisé avec le premier (interrupteurs complémentaires dans le sens opposé).

Le GBF commandant l'interrupteur est alimenté en signal carré, avec un rapport cyclique (duty) et ne délivre qu'une puissance dérisoire.

Inductance et résistance constituent la charge qui doit être inductive, et qui est le plus souvent un moteur à courant continu dont on veut faire varier la vitesse ($\omega = \phi < v_{ch} >$). Soient U la tension d'alimentation de puissance continue, v_{ch} et i_{ch} respectivement les tension et courant caractérisant la charge. On note i_s l'intensité du courant délivré par la source.

• Faire tout d'abord fonctionner le hacheur à très basse fréquence de commutation ($f \ll R/L$) pour observer l'établissement du courant dans la charge lorsque K_1 est fermé, et K_2 est bloqué (analogue à un interrupteur ouvert); on a alors $U = v_{ch} \geq 0$ et $i_s = i_{ch}$. Cet établissement est suivi de la décroissance du courant dans la charge lorsque K_1 s'ouvre, $i_s = 0$, l'intensité aux bornes de l'inductance étant continue, c'est la diode de roue libre K_2 qui assure la conduction $i_{K_2} = i_s$. On dit qu'il s'agit de la phase de récupération où la charge est isolée de la source. Puis K_1 se ferme à nouveau, le cycle recommence.

• Lorsqu'on augmente la fréquence, le courant dans la charge n'a plus le temps de décroître de façon notable et le courant dans la charge est constitué d'une suite de segments quasi rectilignes qui sont des parties d'exponentielles correspondant aux croissances et décroissances vues précédemment. Pour une fréquence suffisante, le courant ne présente plus qu'une très faible ondulation, il pourrait être celui qui alimente un moteur dont le couple ϕ i_{ch} est alors presque constant.

• Le rapport cyclique θ permet de faire varier la valeur moyenne de la tension v_{ch} et donc la vitesse de rotation. Ayant fait l'approximation linéaire, on a en moyenne $\langle v_{ch} \rangle = \theta U$, $\langle i_{ch} \rangle = \frac{i_{max} + i_{min}}{2}$, et $\langle i_s \rangle = \theta \langle i_{ch} \rangle$.

• Note : Dans tout ce qui précède on a supposé que K_1 et K_2 ne sont jamais simultanément ouverts.

• Note : sur la plaquette du hacheur, des connections et des résistances d' 1Ω permettent d'observer à l'oscillo i_s ou i_{K_2} en même temps que i_{ch} .

• Note : Pour estimer les courants moyens, on peut utiliser les contrôleurs comme ampèremètres en continu.

• Note : Ce sont les alternances négatives du GBF qui donnent $i_s \neq 0$. Définition du rapport cyclique ici : $\theta = \frac{t_n}{T}$, t_n étant le temps de l'alternance négative. Pour connaître le rapport cyclique, on peut visualiser le signal de sortie du GBF, l'inverser et faire afficher le "duty" à l'oscillo. Il faut une amplitude minimale pour le BF, au delà de 0.7 V pour que le circuit fonctionne comme souhaité.

• Note : Il y a des effets capacitifs parasites qui se manifestent sur les signaux. Ils n'affectent pas vraiment les mesures des courants moyens. Cependant on peut mettre une capa en parallèle sur le théostat (~ 220 nF).

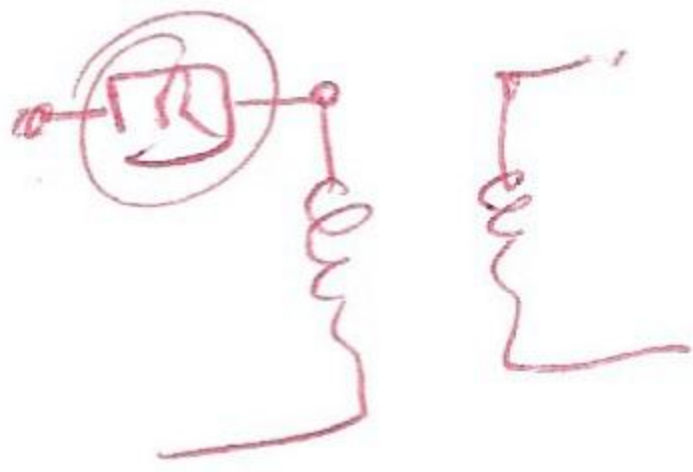
On montre que l'ondulation du courant dans la charge $i_M - i_m \propto 1/f$, avec i_M et i_m respectivement courants max et min.

$$U_1 = r_1 i_1 + jL_1 \omega i_1$$

$$U_2 = j\pi \omega i_1 \quad \text{ca } i_2 = 0$$

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{r_1 + jL_1 \omega}{j\pi \omega}$$

$$\pi = \frac{e_2}{e_1} \frac{\omega}{R}$$



$$E_1 = R i_1 + L \frac{di_1}{dt}$$

$$E_2 = \pi \frac{di_1}{dt}$$

$$\begin{cases} U_1 = r_1 i_1 + jL_1 \omega i_1 \\ U_2 = j\pi \omega i_1 \end{cases}$$

$$u_2 = 0,15 \text{ kV}$$

$$u_1 = 0,243 \text{ V}$$

$$f = 101,8 \text{ kHz}$$

$$\omega = 2\pi f$$

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$$

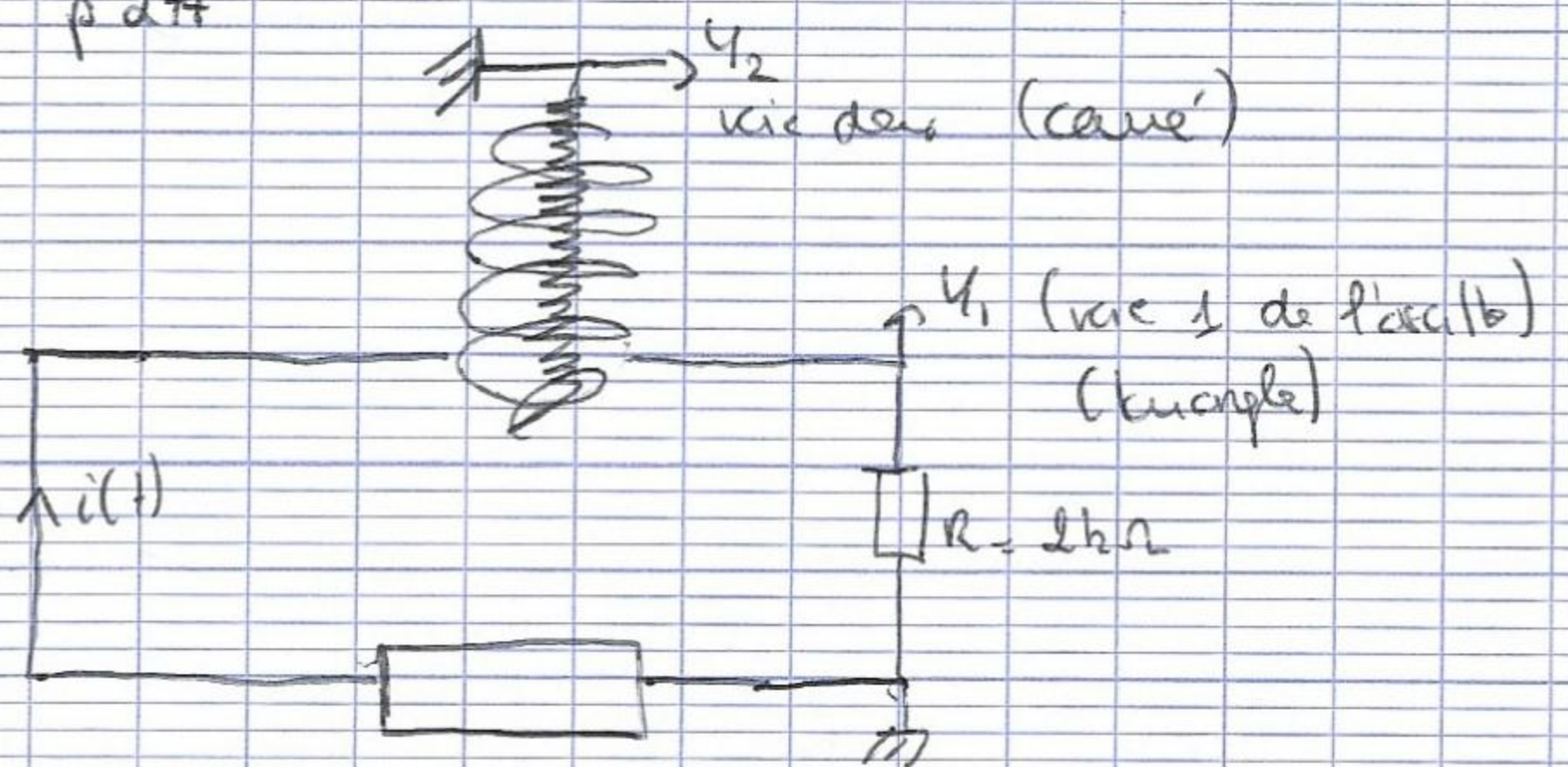
$$L = 16 \text{ mH}$$

$$C = 22 \text{ nF}$$

$$C = 22 \cdot \text{nF}$$

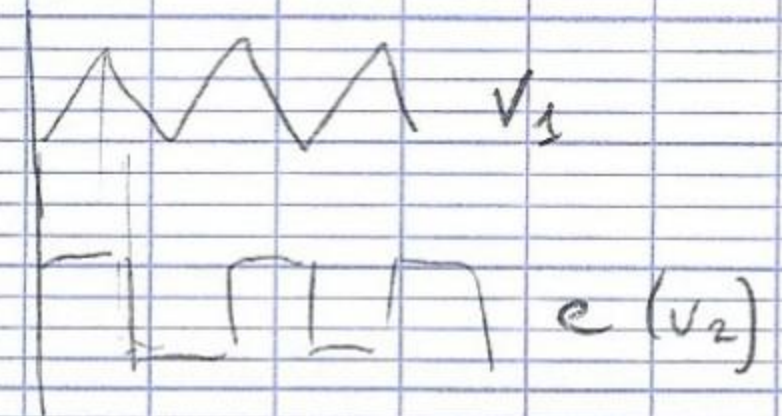
Montage inductif

Quaranta IV p 277



Set la relat^e $e = -N \frac{di}{dt} = - \frac{d\phi}{dt}$

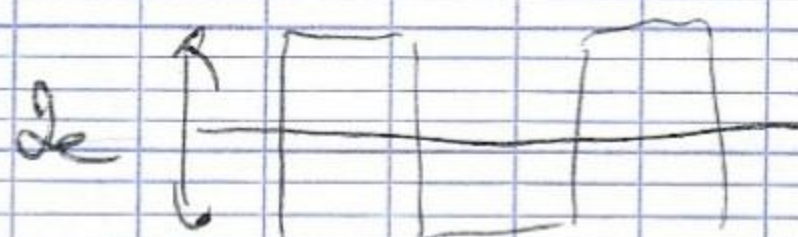
On a different régime



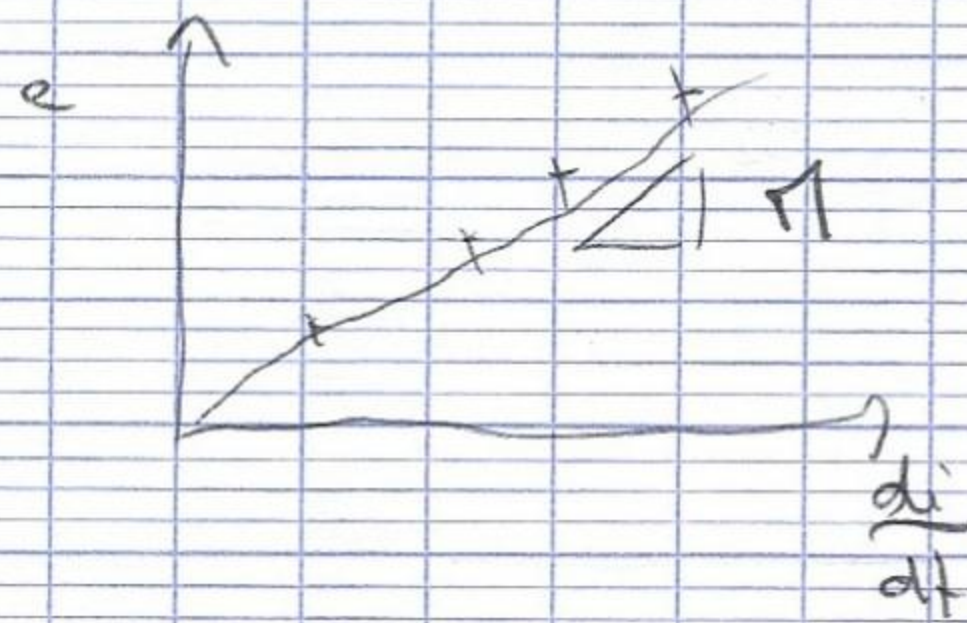
e dérivé de u

$$\frac{di}{dt} = \frac{1}{R} \frac{du}{dt}$$

en faisant varier la fréquence on change la pente des triangles
 on change la valeur de $\frac{du}{dt}$



En fixant la valeur de R on peut tracer $e = f\left(\frac{di}{dt}\right)$ pour la fréquence



$$|e| = N \frac{di}{dt}$$

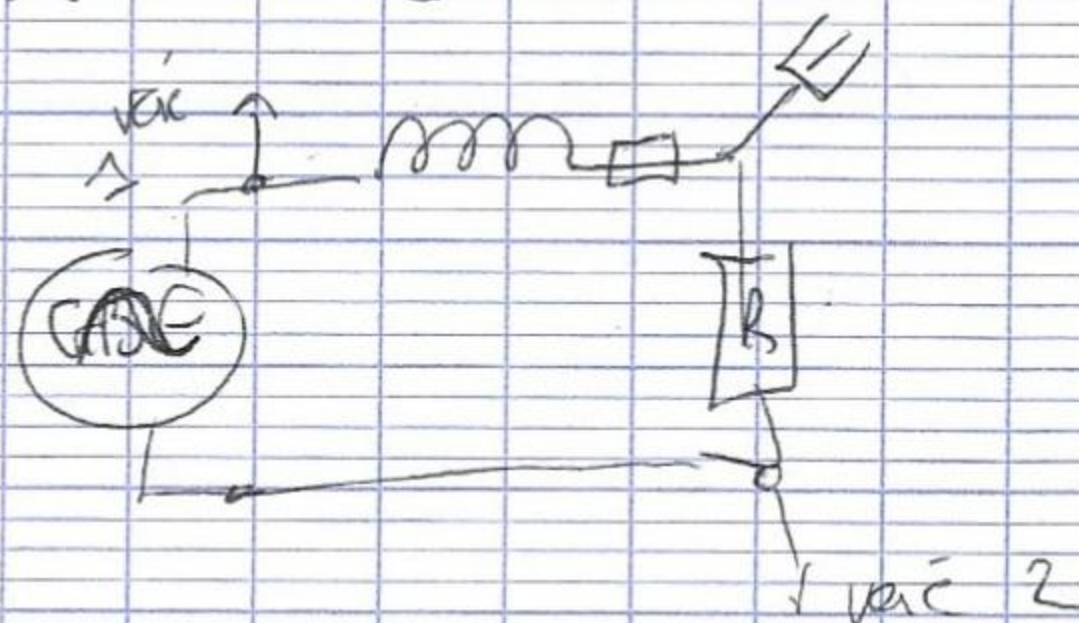
N inductance mutuelle

$$\text{ici } N \approx 2,09 \cdot 10^{-3} \text{ H}$$

On a également un max pour $N \approx \sqrt{L_1 L_2}$

Il faut alors mesurer L_1 et L_2 inductance mesurée de chaque bobine.

Pour cela mesure de :



mesure de V_1 et V_2

On peut que $\left(\frac{V_1}{I_1}\right)^2 = L_1^2 + \dots$ résistance interne

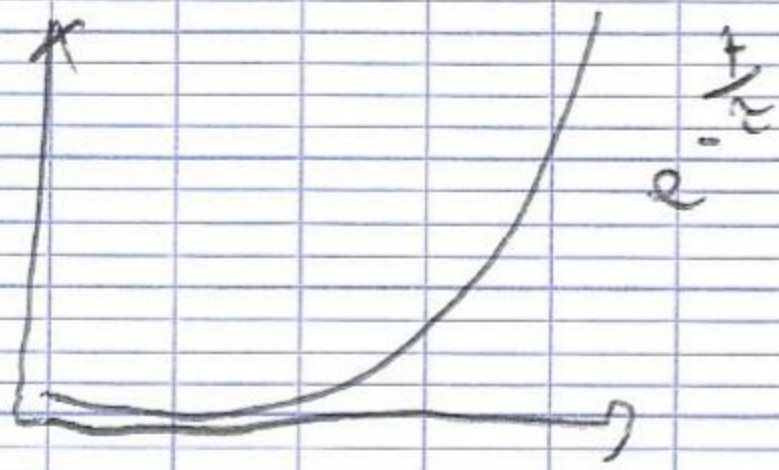
$$\left(\frac{V_2}{R}\right)^2 = L_2^2 + \dots$$

On aura alors $\left(\frac{V_1}{V_2/R}\right)^2 = f(\omega)$

Si ω assez grand on a pas l'effet de la résistance interne et si ω trop grand pas bon

\rightarrow Dans le bon domaine \rightarrow pente = L_1

On a alors mesuré la décroissance de V dans la bobine



$$\tau = \frac{L}{R}$$

R du circuit total

(R , r , R_{bobine})
de circuit de L

En comparant ces 2 méthodes ce résultat

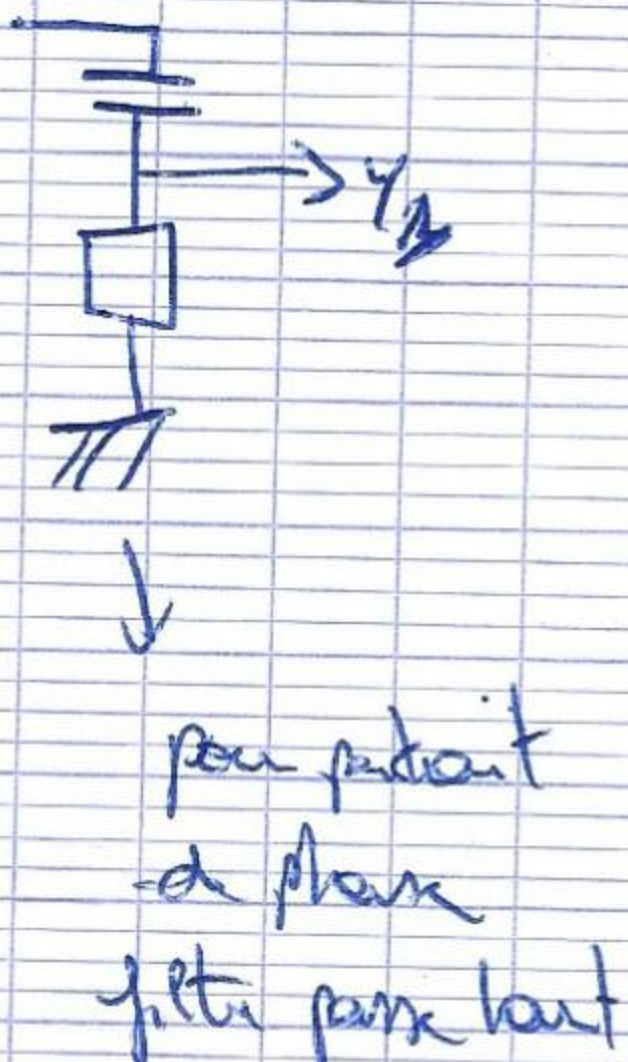
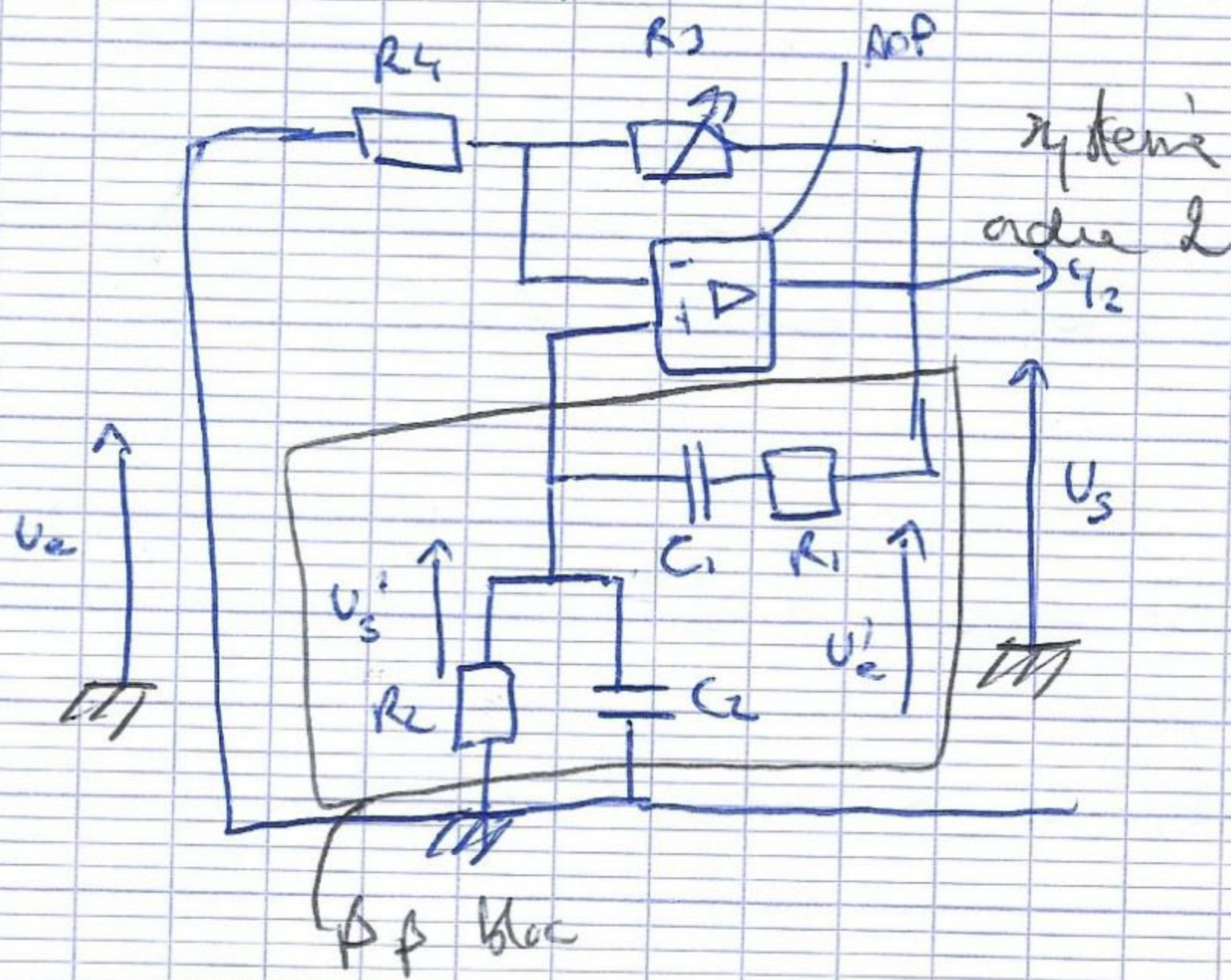
Rétroaction et oscillat°

Oscillateur pont de Wien

p332 Schlier

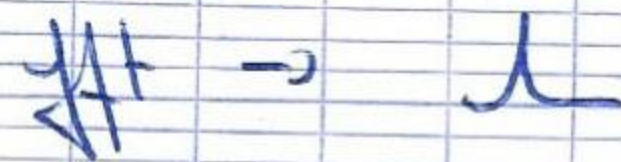
plus besoin d'un GDF

$$\frac{S}{E} = \frac{G}{1 - GB}$$



$$\omega_c = \frac{\omega_0}{10}$$

on regarde la sortie $y_2 \rightarrow$



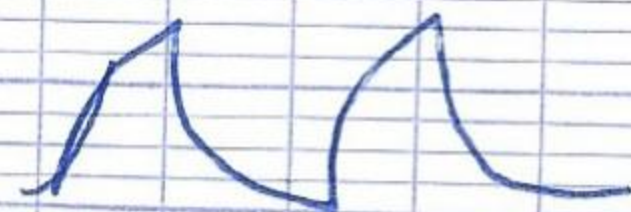
on peut modifier C_2 en variant C_1, R_1, R_2 et ω si on change R

ici on trouve $f = 1,61 \text{ kHz}$ ω pour courbe $\frac{1}{10}$ distorsion

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}$$

point de phase

p334 $\tau = RC$ or RT τT
 $T = RC \ln(1 + \frac{\Delta R}{R_2})$ \rightarrow on mesure



$T = 2,6 \text{ ms}$
 a mesure $T_m = 2,6 \text{ ms}$

$C = 47 \mu\text{F} \rightarrow T = 2,6 \text{ s}$ $R = 21,06 \text{ k}\Omega$

$$T = 1s \text{ pour } R = 1,8 \text{ k}\Omega$$

LED verte



on utilise une R pour protéger le DEL

pour éviter qu'elle brûle

on peut aussi le faire sans résistance car le courant délivré par l'AOA reste faible ($\sim 50 \text{ mA}$)

Ici AOP comparateur actif \rightarrow c'est celui qui fournit ^{de} la puissance au système
 \hookrightarrow le syst. oscille quand il est instable

I) Oscillateur

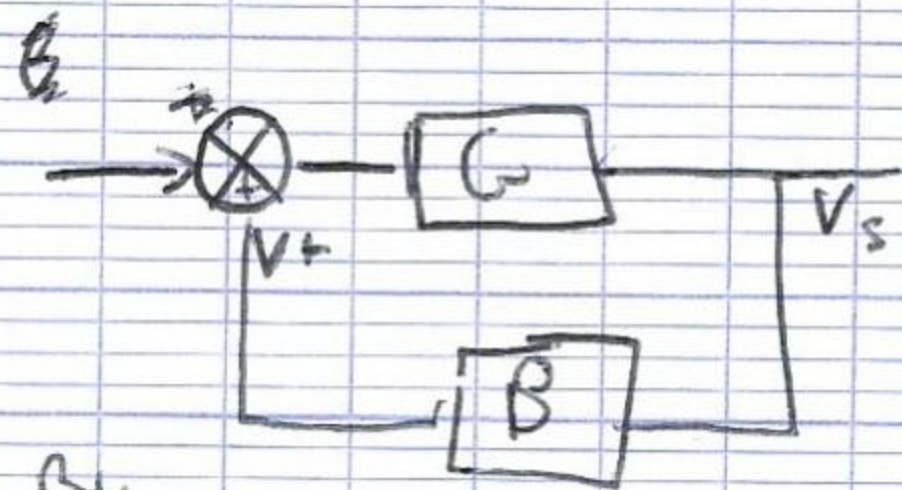
Qu'est ce qu'un pont de Wien ?

Syst de 1^{er} / 2nd ordre ?

Instabilité \rightarrow oscillat° ?

pourquoi harmonique 3 ?

critère de Barkhausen \rightarrow oscillat° ni amorti, ni amplifié
 c'est un cas limite



$$\begin{cases} V_- = \frac{V_s R_4}{R_4 + R_3} \\ V_s = \frac{R_3 + R_4}{R_4} V_+ \end{cases}$$

$$\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} = \frac{1}{1 + R_1 \left(\frac{1}{R_2} + j\omega C \right)}$$

$$= \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{R_2} + j\omega C \right) \left(R_1 + \frac{1}{j\omega C} \right)}$$

Filtre passe-bande

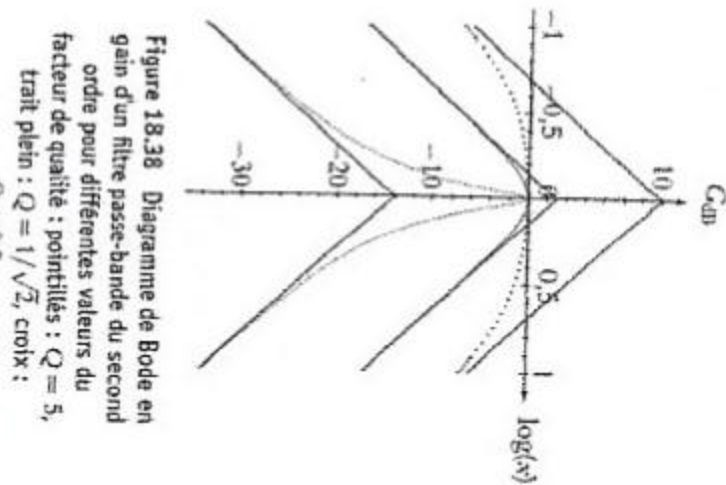
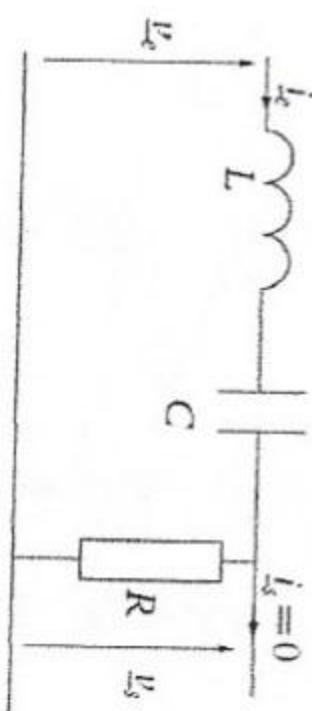


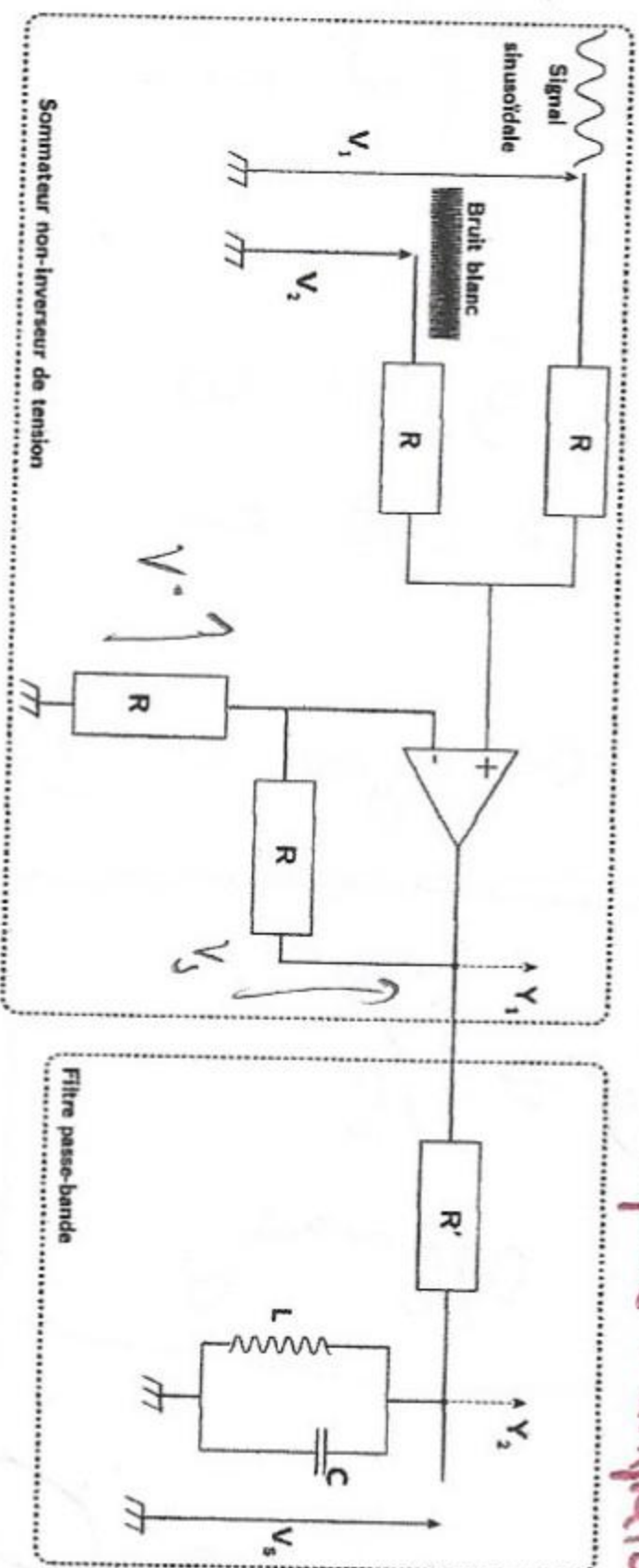
Figure 18.38 Diagramme de Bode en gain d'un filtre passe-bande du second ordre pour différentes valeurs du facteur de qualité : pointillés : $Q = 5$, trait plein : $Q = 1/\sqrt{2}$, croix : $Q = 0.2$.

$$H(j\omega) = \frac{H_0}{1 + jQ\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)} \quad (14)$$

On trouve :

Application au filtrage d'un signal bruité : MANIP : Montage signal + bruit

Pour le sommateur non inverseur : on prend quatre résistances identiques ($R = 10k\Omega$). Le sommateur non inverseur permet de sommer un signal sinusoïdal avec un générateur de bruit blanc (compris entre 10Hz et 100kHz).



Penser à régler l'amplitude à 1V Δ

Le courant étant nul et les résistances toutes égales à R , on trouve la tension V^+ via le théorème de Millman et V^- par un pont diviseur. Ainsi sachant que les quatre résistances sont identiques :

$$V^+ = \frac{V_1 + \frac{V_2}{2}}{\frac{R}{R} + \frac{R}{2R}} \quad (15)$$

$$V^- = V_3 \left(\frac{R}{2R} \right) = \frac{V_3}{2}$$

Or $V^+ = V^-$, car l'AOP est supposé idéal, en régime linéaire, alors $V_3 = V^+ + V^-$, on somme bien les deux signaux.

Pour ce qui est du filtre passe bande on prendra $R' = 47k\Omega$, $L = 17mH$ et $C = 14nF$, sachant que la fréquence du signal initial est $f_0 = 10kHz$. Le bruit est compris entre 10Hz à 100Hz. Ainsi pour essayer de centrer sur f_0 on choisit les valeurs de la conductance et l'inductance selon $f_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC})$.

3. Modulation-démodulation

Les systèmes de télécommunication ont pour objet de transmettre des informations à l'aide d'un signal se propageant dans l'espace ou le long d'une ligne, de son point d'émission à celui de réception. Que ce soit en transmission hertzienne (radio, TV, ...), en téléphonie ou en transmission de données, le procédé de modulation est la solution considérée comme la plus efficace. Le signal à transmettre (ou signal modulant) est utilisé pour moduler (faire varier) une des caractéristiques d'un signal porteur, de fréquence plus élevée.

Tout d'abord, rappelons que la voix humaine produit des sons dont les fréquences sont comprises entre 100 et 7500Hz. Pour un orchestre, la plage est 30/20000Hz. Supposons que l'on veuille transmettre de tels signaux par voie hertzienne. La transmission directe est impossible ; en effet :

- il n'est pas possible, à la réception, de distinguer ce signal de tout autre signal encombrant la même plage de fréquence (signaux "industriels" à 50Hz par exemple) ;
- les dimensions des antennes, de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, auraient des valeurs irréalistes (ex : pour $f = 1kHz$, $\lambda = cT = c/f = 300km$) ;
- de plus, l'éventuelle antenne ne serait pas adaptée pour des signaux de 50Hz à 15kHz, par exemple, qui est la plage retenue pour la transmission en radio commerciale.

La modulation utilise des fréquences de portuses de 100kHz à 100MHz typiquement (jusqu'à plusieurs GHz pour les transmissions entre paraboles). Le spectre du signal utile est translaté vers la fréquence de la portuse, sa bande de fréquence relative est réduite d'autant.

3.1 Principes

Le principe de la modulation est le suivant :

- on part d'un signal porteur sinusoïdal $s_p(t)$ de haute fréquence, couramment appelée la portuse, caractérisé par trois paramètres : son amplitude A_p , sa fréquence f_p et sa phase ϕ_p :

$$s_p(t) = A_p \cos(2\pi f_p t + \phi_p)$$

- on module un des trois paramètres de la portuse, en fonction du signal $s(t)$ à transmettre.

En fonction du paramètre modifié, on obtient les trois types de modulation, représentées ci dessous :

Par ce on a vu le bruit

on regarde le freq pour un signal mes en amplitude
on note l'amplitude

$$\omega_{co} = f_0 = 9,7 \text{ kHz}$$

$$\Rightarrow A = 944 \text{ mV}$$

$$\rightarrow \frac{A}{\sqrt{2}} = 668 \text{ mV}$$

On regarde pour avoir 668 mV

$$\omega \text{ on trouve } f = 9,46 \text{ kHz}$$

$$\rightarrow \Delta f = 0,24 \text{ kHz}$$

l'écartance f_{max}

X Y par les mètres

en phase

/ ← en phase

O ← déphasé

→ largeur de bande → $\Delta f = 0,5 \text{ kHz}$
bande passante

$$\omega \text{ a aussi } \Delta \omega = \frac{1}{RC} \approx 1,3 \text{ kHz}$$

et ce le circuit a une bande ce
le qui devrait faire $\Delta \omega$

$$A_{\text{max}} = 960$$

$$\frac{960}{\sqrt{2}} = 680$$

$$f = 9,7 \text{ kHz}$$

fft → oscillo → bande de temps → résultat

$$f = 10 \text{ kHz}$$

sample rate → 400

→ fft online

on voit le bit des filtres



ω pure bande

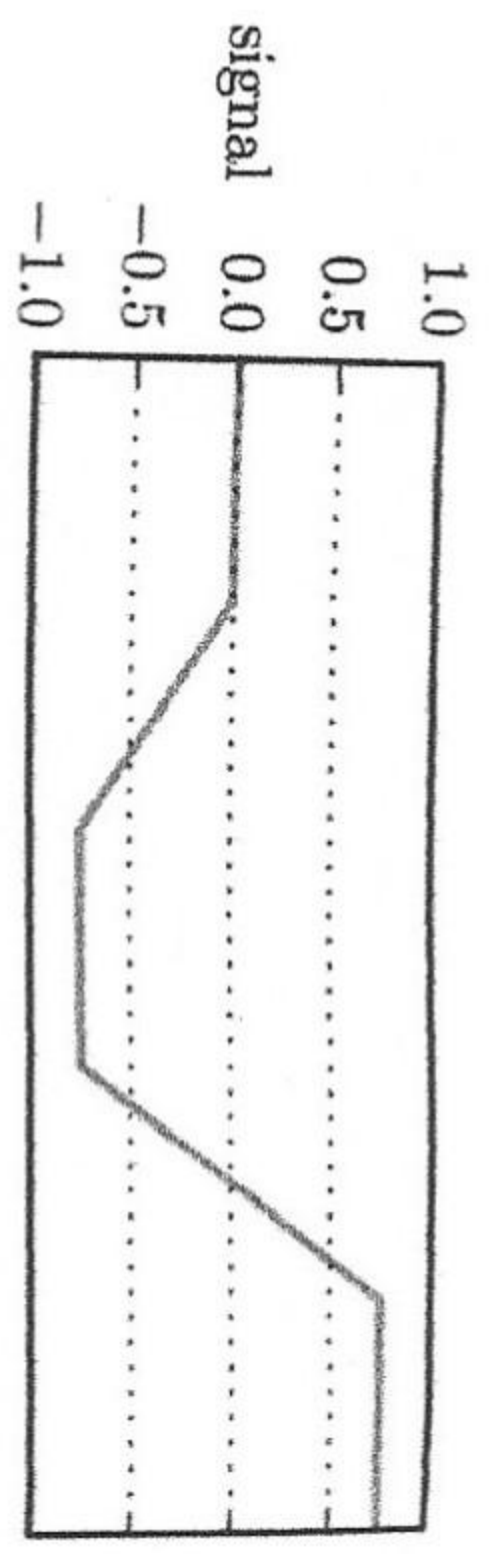
- on peut changer c pour voir l'échelle → on déplace le filtre
- on peut baisser l'amplitude de signal par moyen le signal

$\omega \rightarrow 2 \pi f$

$\omega \rightarrow c \pi f$

2 bords
de la bande





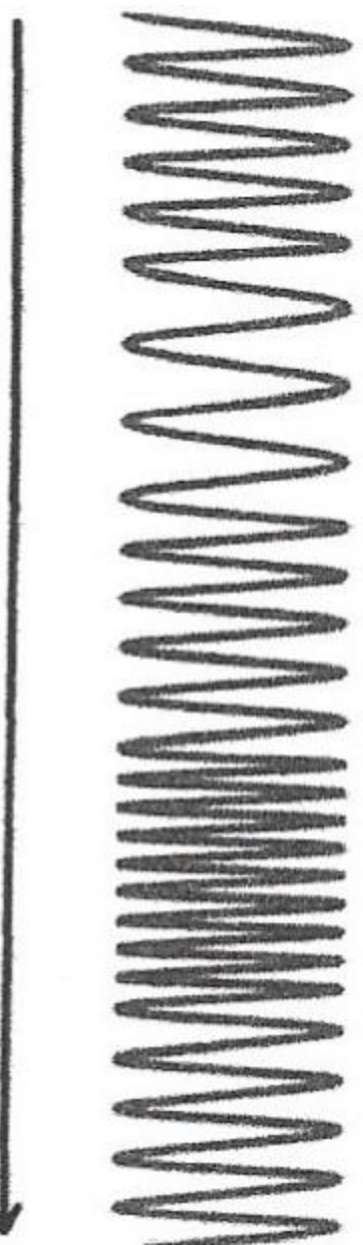
modulation de fréquence



modulation d'amplitude



modulation de phase



Remarque: peut être multiplié par 10 pour cela

Car pour \$f_m = 1 \text{ kHz}\$, \$f_p = 50 \text{ kHz}\$

Can see picture on video

\$8 \times f_p = 100 \text{ kHz}\$

Rescale

oscille

Sample rate

Spwm

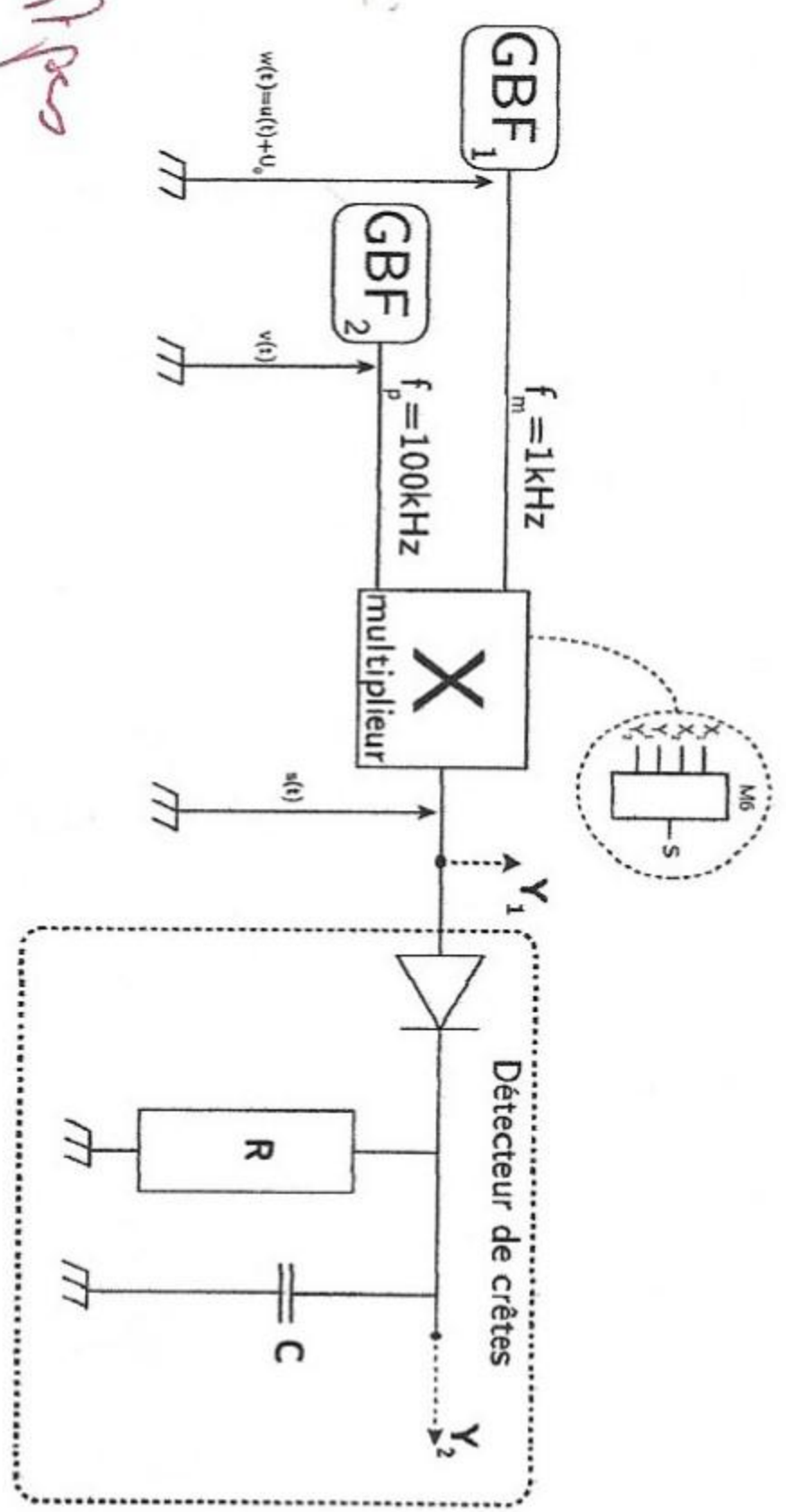
La modulation d'amplitude est la plus ancienne, elle est encore utilisée pour les émissions en Grandes Ondes ou ondes AM (Amplitude Modulation). En France, la plage de fréquence attribuée à la modulation d'amplitude est la plage 150-300 kHz. C'est la plus simple à mettre en oeuvre, elle sera étudiée en détail.

La modulation de fréquence lui est souvent préférée de nos jours, du fait de sa meilleure immunité au bruit. Elle est utilisée en radiophonie dans la bande FM (Frequency Modulation); la plage qui lui est dévolue en France est la plage 87-108 MHz.

Enfin, la téléphonie mobile et la technologie Wifi utilisent respectivement des bandes de fréquence au voisinage de 900 MHz et 2.4 GHz. Les signaux transmis sont numériques, et les modulations angulaires.

3.2 Application à la modulation et démodulation d'amplitude

MANIP : Aide page 291 du Bellier



! Note 6.2 a la main

Modulation

Une tension modulée en amplitude est une tension qui garde une fréquence constante mais dont l'amplitude varie en fonction du temps. Soient $s(t)$ le signal modulé en amplitude; Ω la pulsation de la porteuse et ω la pulsation instantanée du signal à transporter. En choisissant un signal modulant de forme sinusoïdale, on ne restreint pas notre étude car tout signal complexe (périodique) peut être décomposé en série de Fourier, donc en une somme de sinusoïdes pures. Il est assez simple de produire une tension modulée en amplitude (ce qui n'est pas le cas pour une tension modulée en fréquence). On utilise, pour créer une tension modulée en amplitude, un simple multiplieur électronique.

Il se présente sous la forme d'un circuit intégré dont les connexions sont représentées sur la figure. Sur l'entrée X_1 on applique une tension $w(t) = u(t) + U_0$ est la tension modulante (signal à transporter de basse fréquence) et U_0 une tension de décalage. Sur l'entrée Y_1 , on applique une tension $v(t)$ qui représente la porteuse de haute fréquence.

En sortie S on récupère le signal $s(t) = 0.1 \cdot w(t) \cdot v(t)$.

Si $u(t) = U_m \cos(\omega t)$ et $v(t) = V_m \cos(\Omega t)$ alors

$$s(t) = 0.1 V_m [U_0 + U_m \cos(\omega t)] \cos(\Omega t)$$

En mettant U_0 en facteur, il vient

$$s(t) = A [1 + m \cos(\omega t)] \cos(\Omega t)$$

où $A = 0.1 U_0 V_m$ et $m = U_m / U_0$. A représente l'amplitude de la tension modulée et m le taux de modulation.

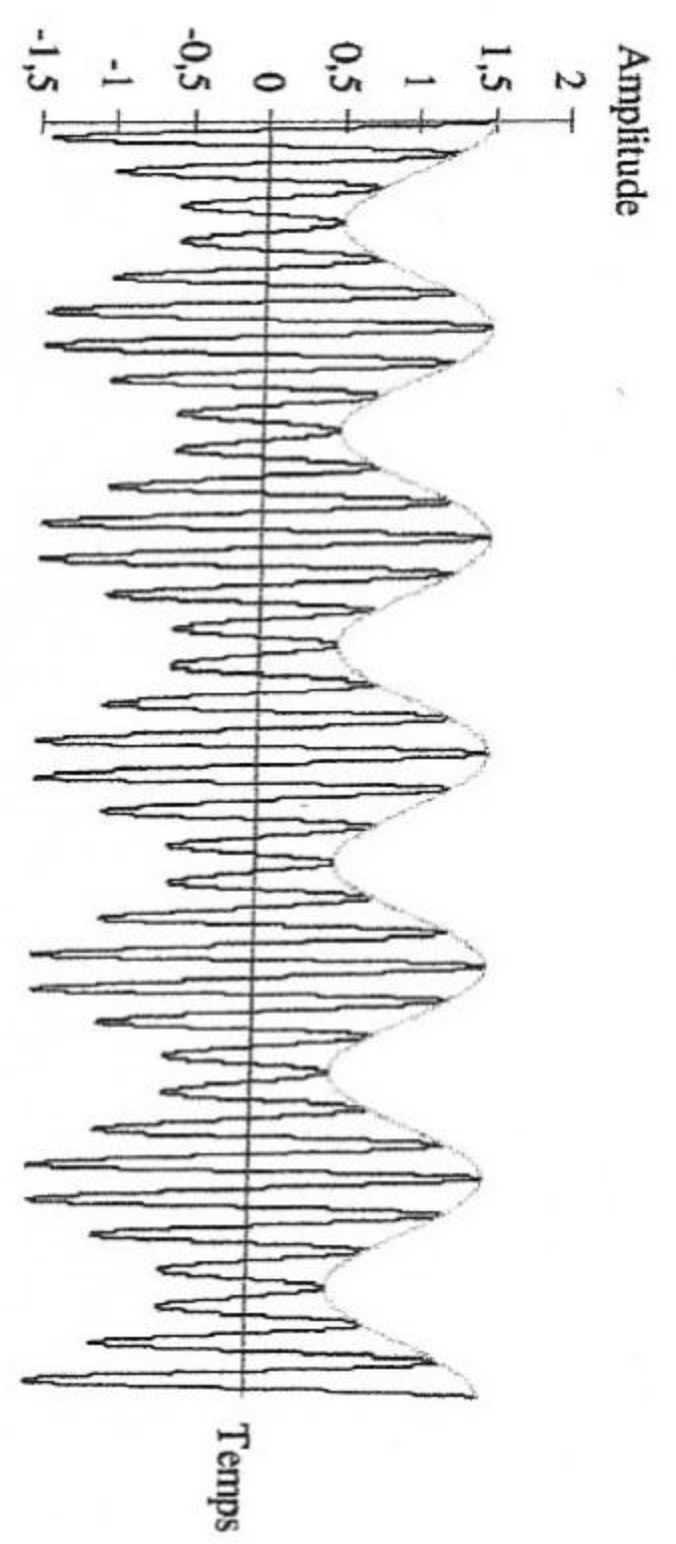
Pour la manip on prend diode de germanium car tension au seuil 0.2V. La diode sert à lever la partie négative du signal modulé. On prend $C = 111 \text{ nF}$ et $R = 10 \text{ k}\Omega$. Prendre des résistances et conductivité variable pour vérifier et aller plus vite. Pour choisir il faut avoir la condition :

$$f_m < \frac{1}{2\pi RC} < f_p$$

Ne pas oublier de régler amplitude pour les deux GBF :
- pour le GBF1, $A = 2 \text{ Vpp}$, Offset = 1.3V

deletes sa deta + filbis

- pour le GBF₂, A = 4Vpp, Offset=0V



Déterminons le taux de modulation. L'amplitude maximale crête à crête est $C = 2A(1 + m)$; l'amplitude minimale crête à crête est $D = 2A(1 - m)$. On a donc $C + D = 4A$ et $C - D = 4Am$. On peut alors définir le taux de modulation par :

$$m = \frac{C - D}{C + D} \quad (16)$$

Pour obtenir une bonne modulation il faut que $m < 1$ donc que $U_m < U_0$ et que la fréquence de la porteuse soit nettement supérieur à la fréquence de la modulante.

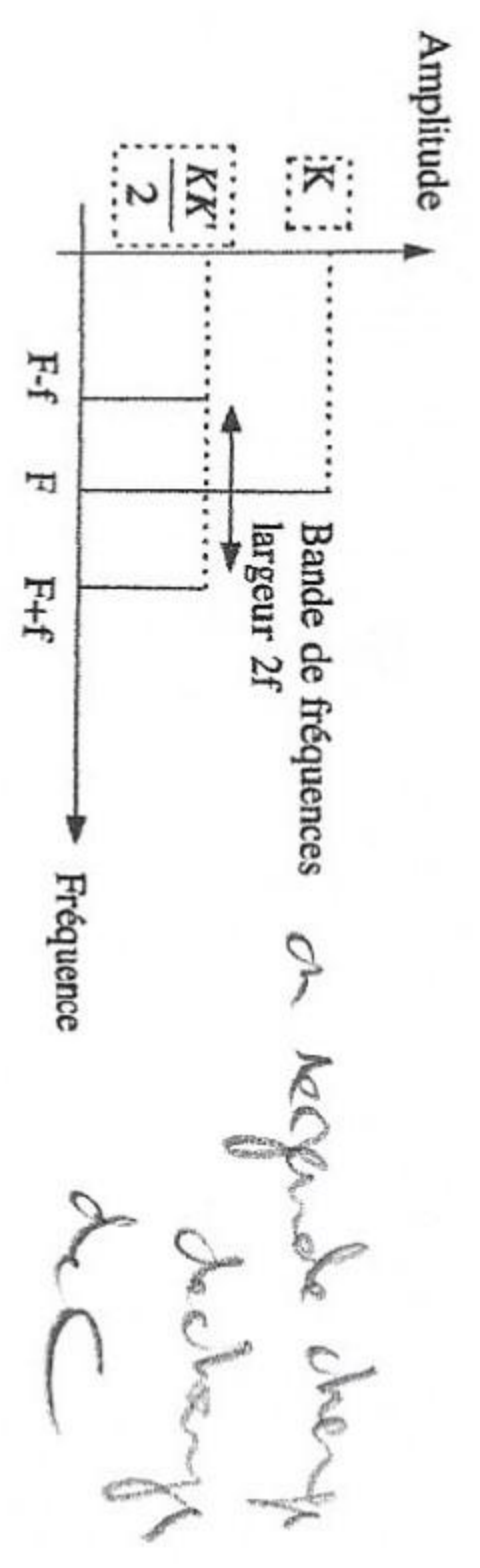
En utilisant la relation trigonométrique $\cos(a)\cos(b) = (1/2)(\cos(a+b) + \cos(a-b))$ on peut développer l'expression de $s(t)$:

$$s(t) = A[1 + m \cos(\omega t)] \cdot \cos(\Omega t)$$

$$\text{en } s(t) = A \cdot \cos(\Omega t) + \frac{Am}{2} [\cos((\Omega + \omega)t) + \cos((\Omega - \omega)t)]$$

On constate que $s(t)$ est la somme de trois fonctions sinusoïdales pures de pulsations Ω , $\Omega + \omega$ et $\Omega - \omega$.

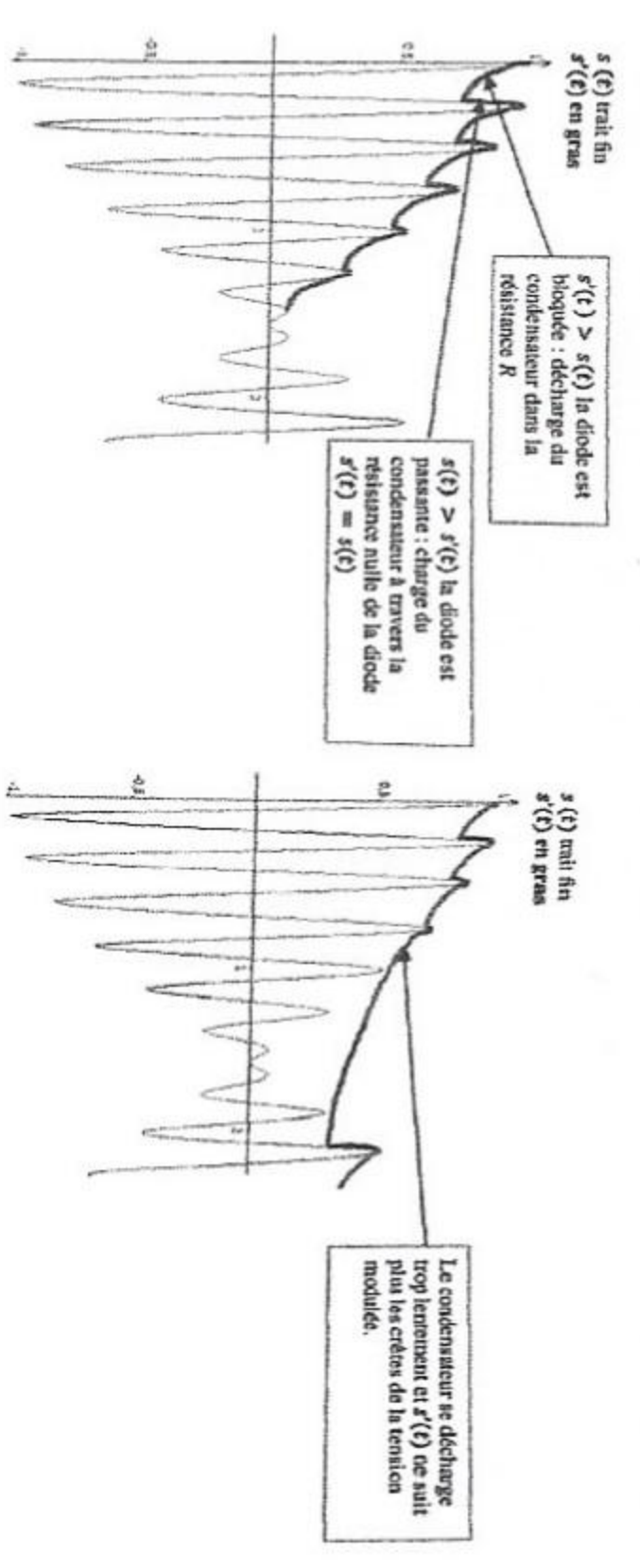
Si F et f représentent les fréquences de la porteuse et de la modulante, alors le spectre présente trois raies de fréquence $F - f$, F et $F + f$.



Comme indiqué précédemment, un signal complexe se décompose en une somme de signaux simples sinusoïdaux. Les fréquences audibles étant comprises entre 20Hz et 20kHz, le spectre réel se compose de la porteuse entourée de deux bandes latérales.

Démodulation

On utilise pour cela un montage détecteur de crêtes. Considérons que la diode est parfaite et qu'à l'instant initial, le condensateur est déchargé. La tension aux bornes de la diode est $U_D = s(t) - s'(t)$. On considère aussi que la résistance R est très grande. Soit T la période de la porteuse. Pour que la tension $s'(t)$ suive parfaitement les crêtes de la tension $s(t)$ (c'est à dire qu'elle représente la tension de modulation), il faut que la constante de temps des circuits RC soit très supérieur à la période T de la porteuse, tout en étant inférieur à la période du signal modulant. En effet, dans le cas contraire le condensateur se décharge trop lentement et ne "rencontre" plus la charge sur l'alternance suivante.



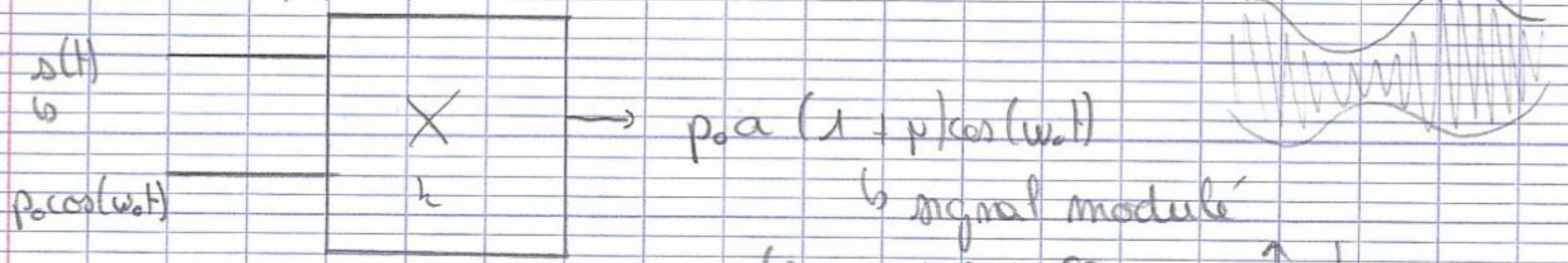
ATTENTION : Pour ce qui est de la démodulation synchrone, puis de la modulation en fréquence voir Bréal p209 ou 294 du Bellier

Conclusion

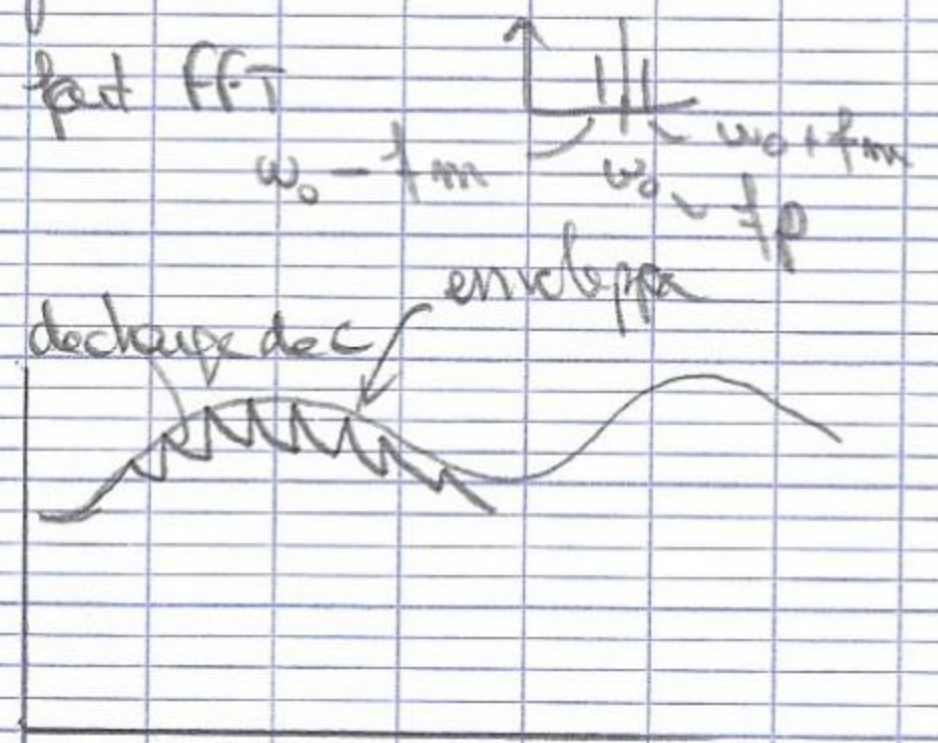
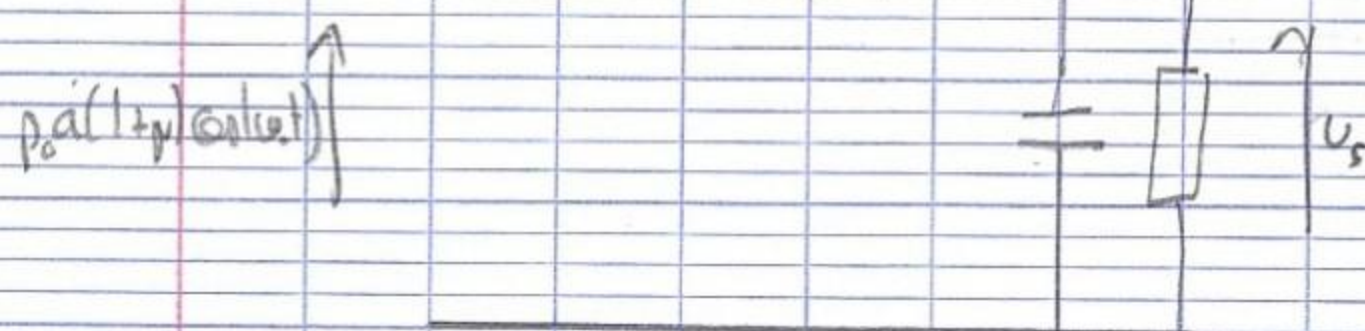
Nous avons pu voir dans cette leçon comment caractérisé un signal quelconque à travers la décomposition de Fourier. On le sait maintenant tout signal est décomposable en une somme de sinus et cosinus. On a pu ainsi voir qu'un signal est caractérisable par une fréquence, que l'on peut obtenir après un filtrage. Le filtrage peut donc être de plusieurs ordre selon le degré du polynôme définissant la fonction de transfert. Enfin nous avons pu voir comment faisons-t-on dans la "vraie vie" pour envoyer des ondes grâce à la modulation de signal.

Montage 23 : Mix en feune, compact et detecte de l'informal

Modulate - Demodulate

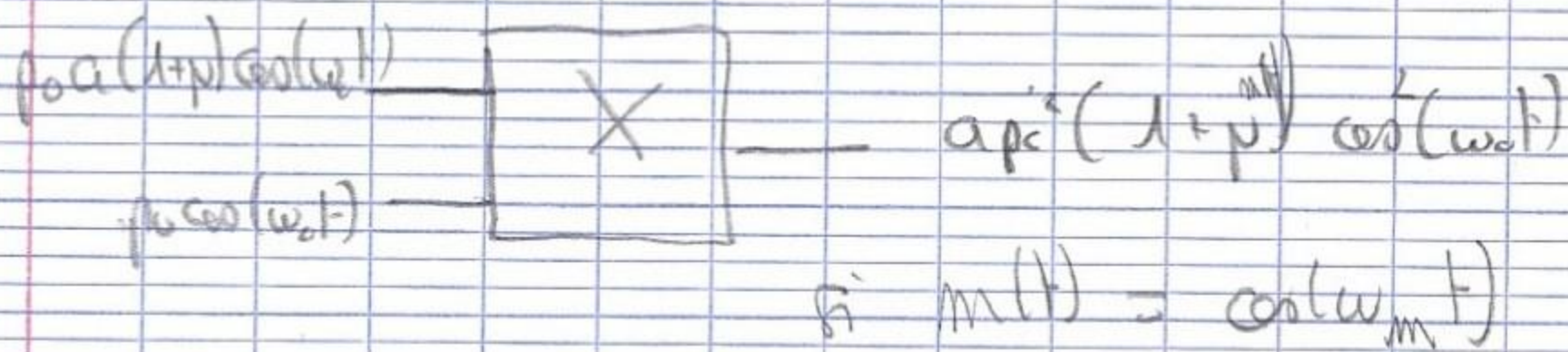


a) demodulate - detecte de cote d'amplitude



⚠ Pour le circuit RC il faut $f_m < \frac{1}{2\pi RC} < f_p$

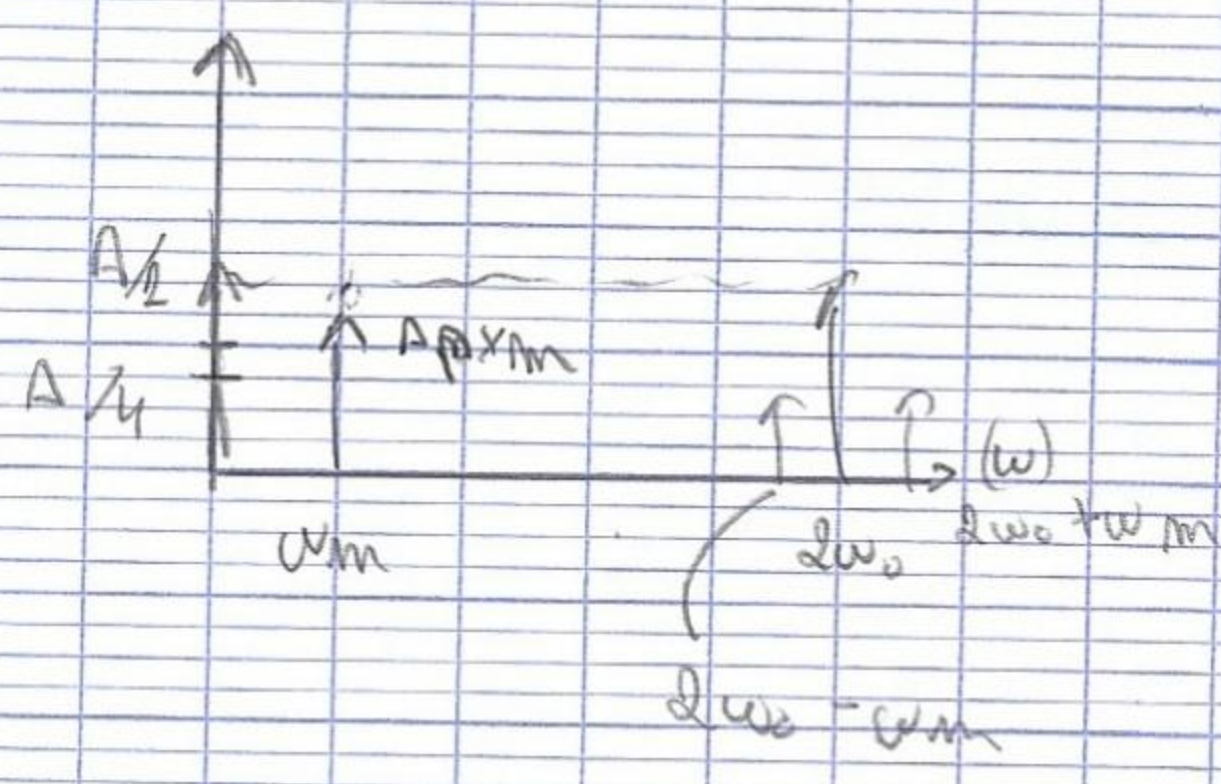
b) demodulate synchrone
on multiplie le signal de sortie par un multiplieur



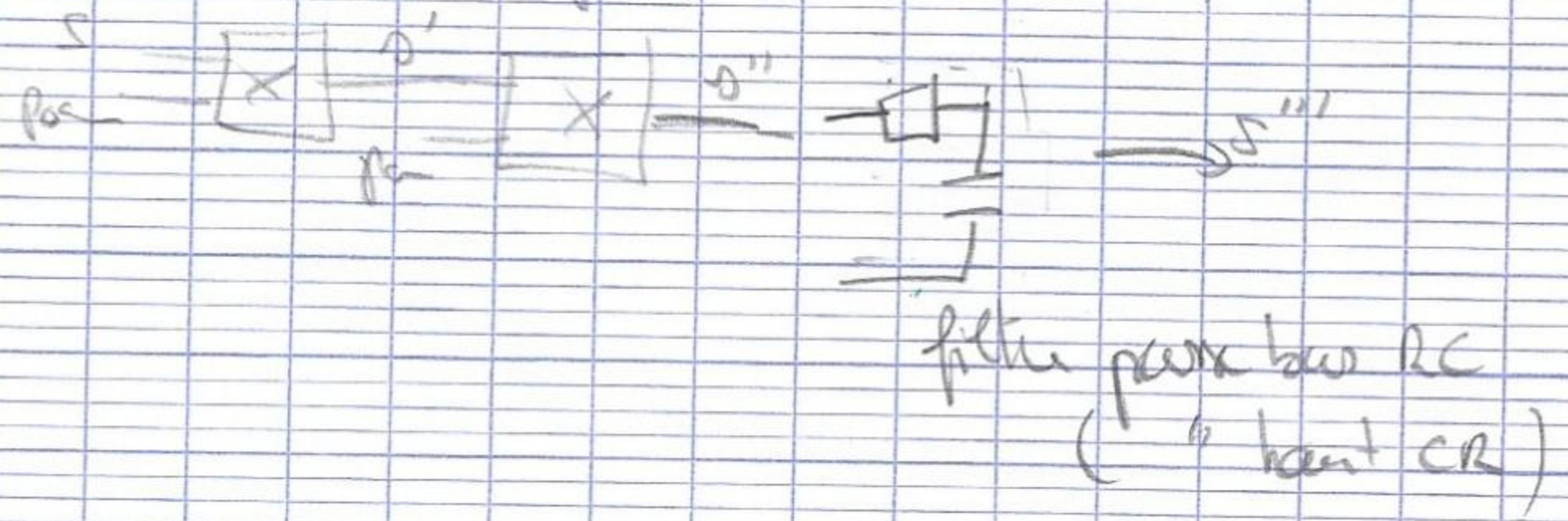
$$A (1 + p \cos(w_m t)) \left(\frac{\cos^2(w_c t)}{1 + \cos(2w_c t)} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{A}{2} + \frac{A}{2} \cos(2w_c t) + \frac{A}{4} (\cos((p w_c - w_m) t) + \cos((p w_c + w_m) t) + \frac{A}{2} \cos(w_m t))$$

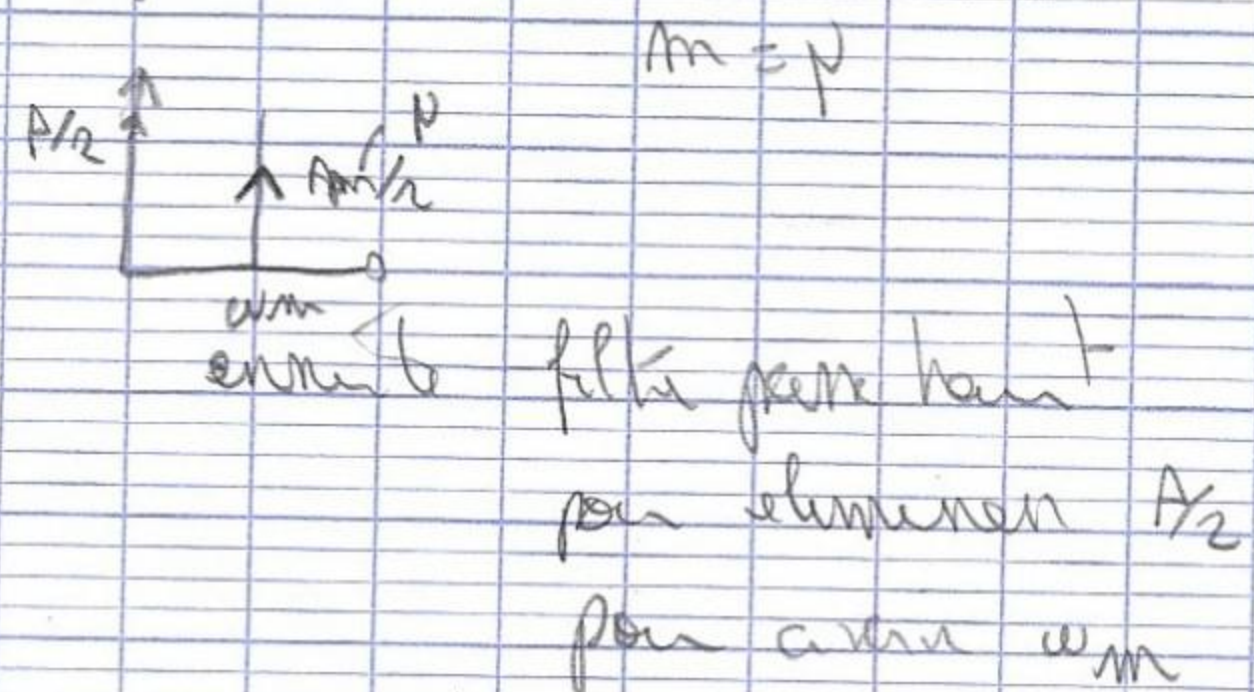
FFT → 5 axes!



Après on peut filtrer pour récupérer ωm uniquement
 ↳ filtre passe bas → circuit RC



FFT du signal filtré

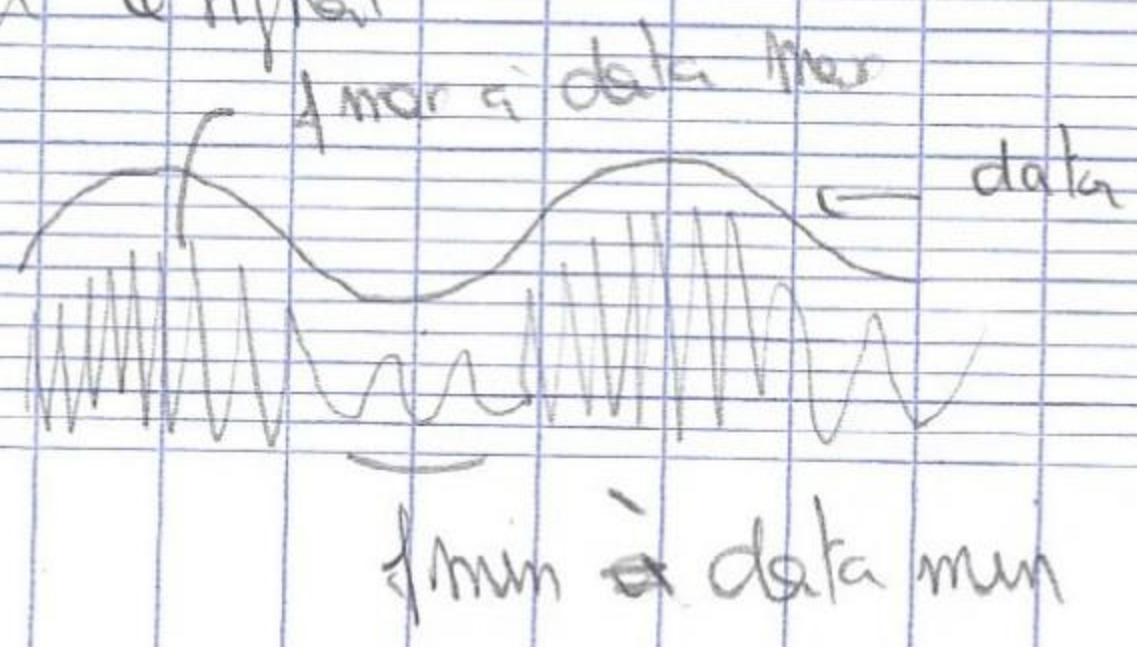


△ = bande aum en modulat°

Modulat° en fréquence

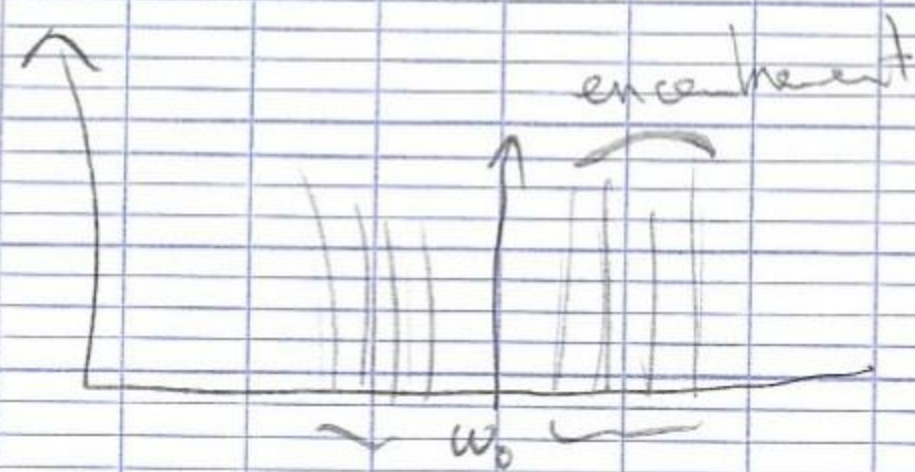
s(t) → VCO à l'aide du GBF de la partie →

Le VCO va transférer le signal



Ensuite on fait la FFT du signal modulé pour récupérer les fréquences du signal data

La freq du signal sera la fréquence entre f_{min} et f_{max}



Pour demoduler

↳ RCC en série
ou boucle à rétroaction de phase

Montage pour la leçon "Traitement d'un signal, étude spectrale"

critère de Shannon

$$f_e > 2 f_{max}$$

Pour avoir une précision de Δf , il faut que $\Delta t = \frac{1}{\Delta f}$

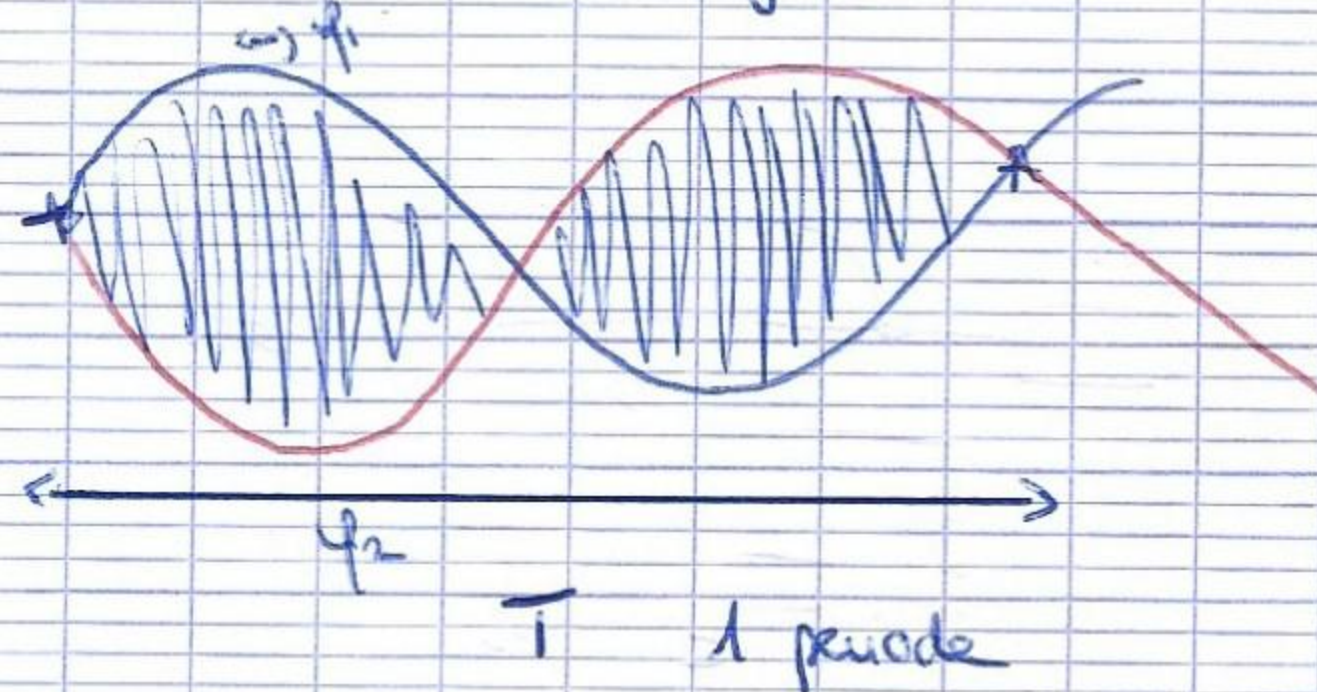
$\frac{N}{T}$ méthode
 t_{ps} ~~de l'échantillonnage~~
 acquiescence

$$T_{acquit} = N T_{echantillon}$$

Prendre un exaillon et un diapason

on acquiert le signal \rightarrow FFT \rightarrow pic à la fréquence du diapason
 si on augmente le t_{ps} total \rightarrow le pic se ~~rétrécit~~ rétrécit

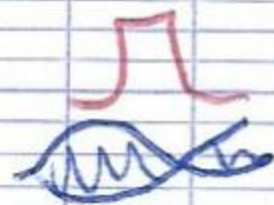
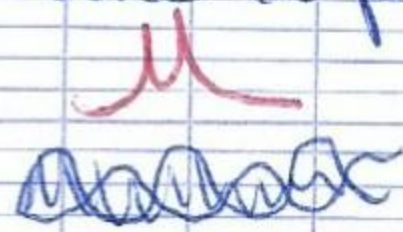
on peut prendre 2 diapasons on en recue un
 on mesure le signal



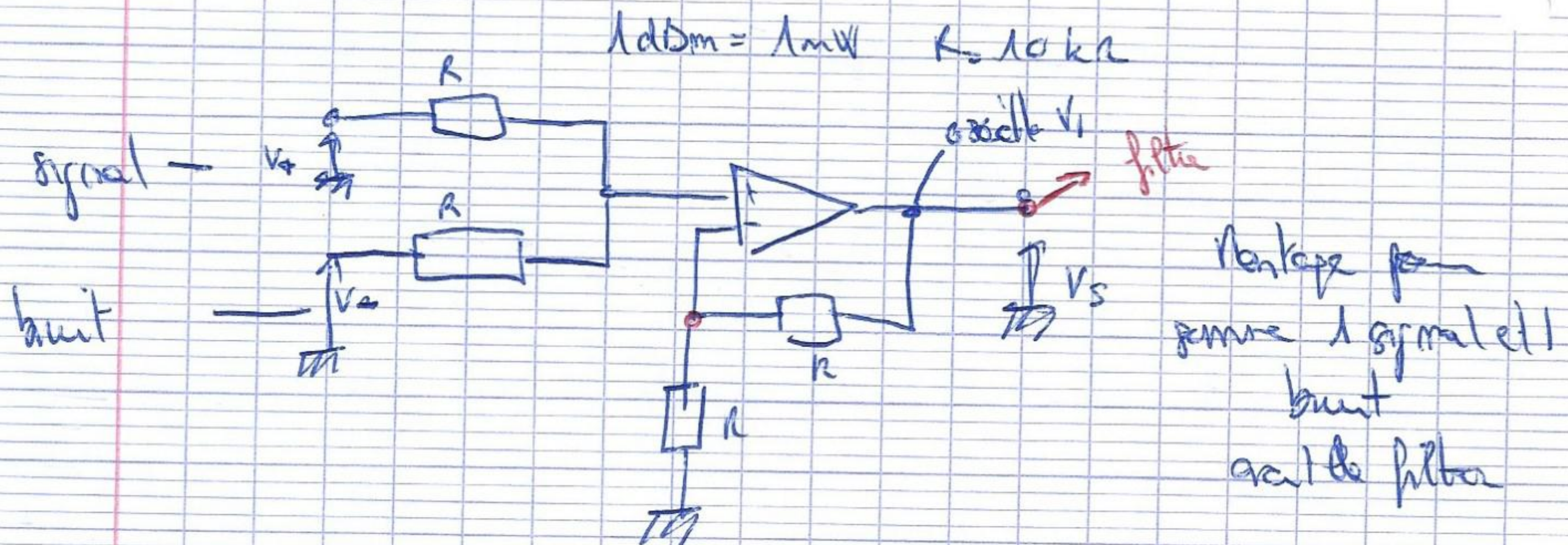
$$2 \sin\left(\frac{f_1 + f_2}{2}\right) \sin\left(\frac{f_1 - f_2}{2}\right)$$

on peut faire l'étude en f_{sp} et en t_{ps}

si on augmente T_{tot} les pics s'affinent
 donc a part le rais sur l'oreille



on distingue peu les pics
 le résultat en f_{sp} dépend du t_{ps} d'acquisition

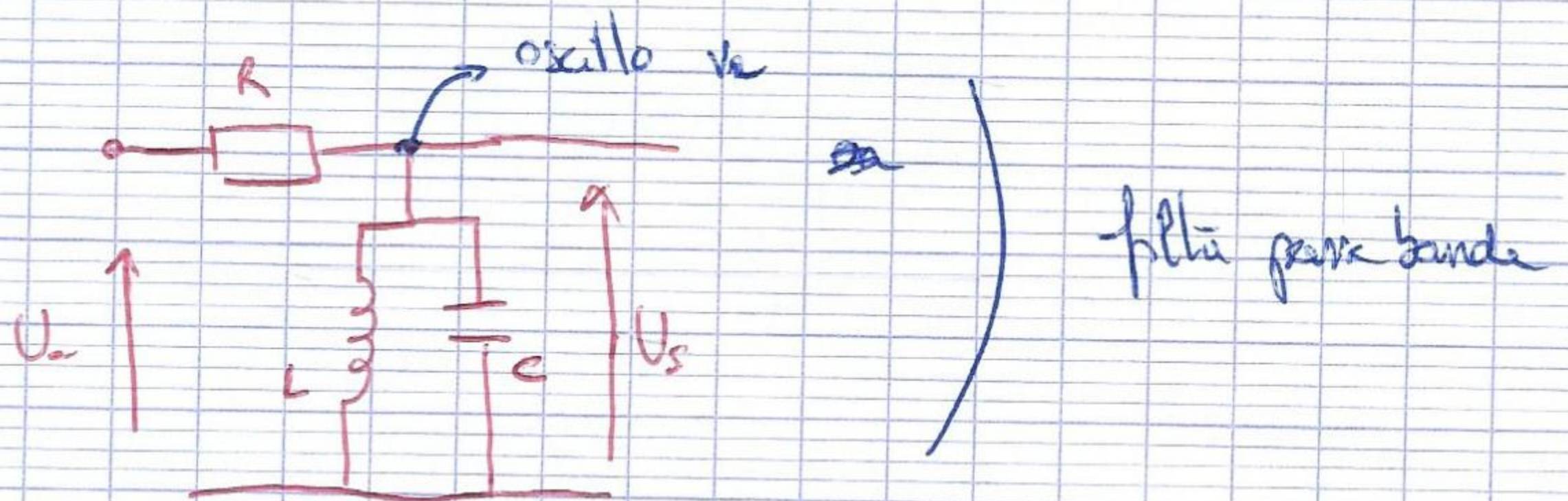


Le courant I étant nul et les résistances toutes égales à R , on trouve la tension V^+ via le théo de Millman et V^- par un pont diviseur

$$V_+ = \frac{V_1/R + V_2/R}{2/R} = \frac{V_1 + V_2}{2}$$

$$V_- = V_3 \left(\frac{R}{2R} \right) = \frac{V_3}{2}$$

on $V_+ = V_- \Rightarrow V_3 = V_1 + V_2$ ensemble d'opamp



on prend $\left\{ \begin{array}{l} R = 47 \text{ k}\Omega \\ L = 19 \text{ mH} \\ C = 14 \text{ nF} \end{array} \right.$ $f_0 = 10 \text{ kHz}$

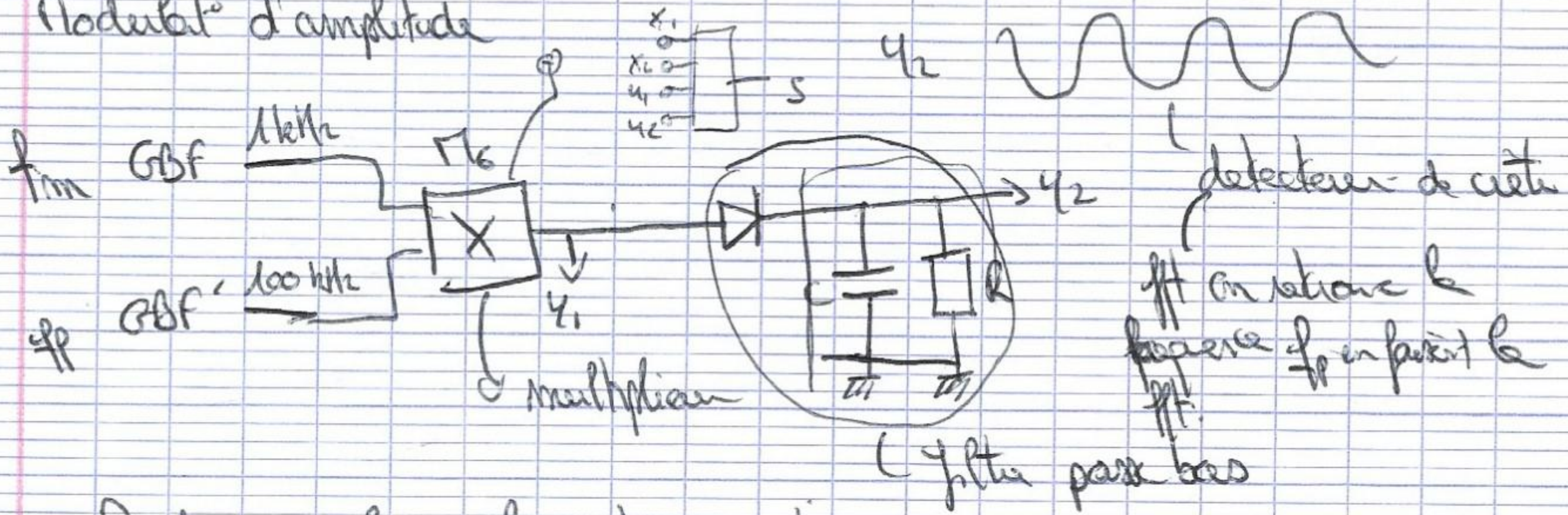
Le bruit est compris entre 10 kHz à 100 kHz passe bande pour essayer de centrer sur f_0

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Modulate - Demodulate



Modulate d'amplitude



Diode pour limiter la partie négative

↳ diode de germanium (0,2V tension au seuil)

$$R = 10 \text{ k}\Omega$$

$$C = 111 \text{ nF}$$

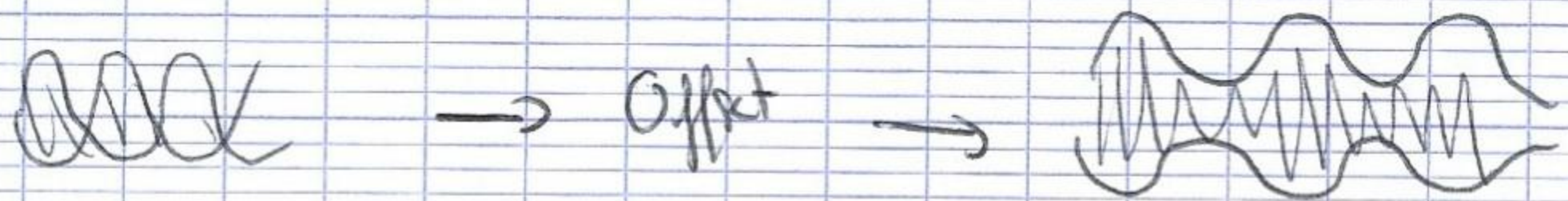
il faut que

$$f_m < \frac{1}{2\pi RC} < f_p$$

⚠ Ne pas oublier de régler l'amplitude pour les 2 GBF.

GBF → $A = 2 \text{ Vpp}$ Offset = 1,3V

GBF' → $A = 4 \text{ Vpp}$ Offset = 0V

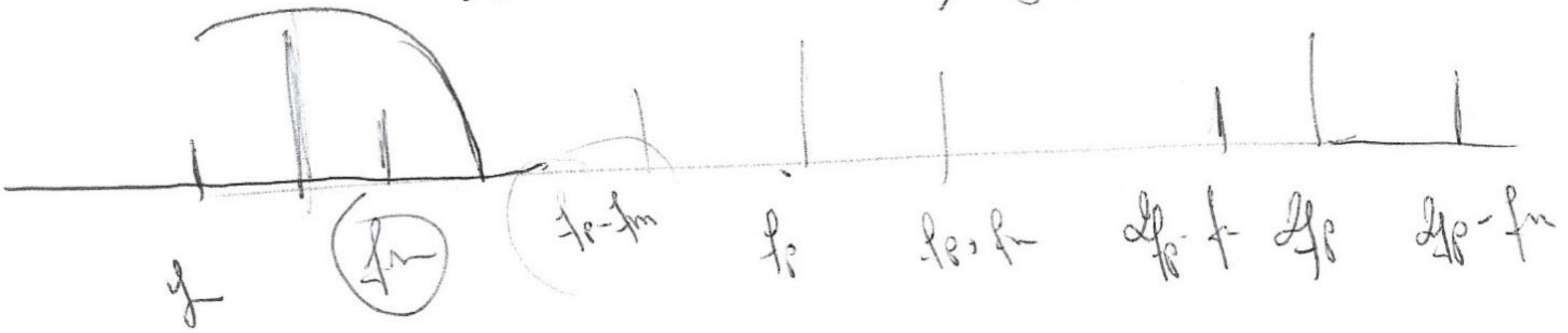


filter pass band 30 kHz & modulasi

Demodulasi

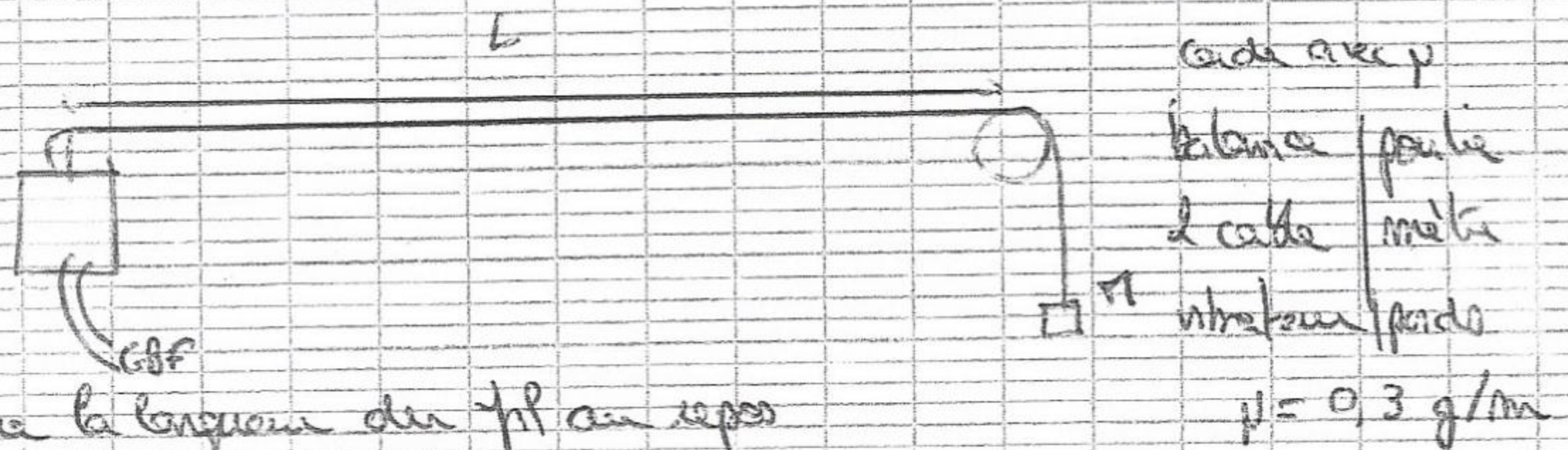
↳ ke x ke freq

filter pass band 30 kHz & modulasi



Etude expérimentale : corde de Helde

Matériel : GSF (br)



On mesure la longueur de la corde au repos
 $L = 98 \text{ cm}$

On a mesuré la corde stationnaire pour $\omega = n \frac{\pi c}{L} = n \omega_n$

On peut mentionner que :

- entre 2 nœuds de vibration consécutifs les pts de la corde ont des mouvements de même sens
- ces pts vibrent en phase
- que de part et d'autre d'un nœud de vibration, les pts de la corde ont des mouvements de sens contraire
- ces pts vibrent en opposition de phase

On peut mentionner qu'on peut calculer la célérité de la corde au repos

$$d = 0,65 \text{ m}$$

Nb de faisceaux : 3 $L = 98 \text{ cm}$ $d = 2L/3$ $\mu = 0,3 \text{ g/m}$

$n(g)$	100 g	150 g	200 g	250 g
f	28 Hz	40 Hz	48 Hz	56 Hz
$c = d f$	57,5 m/s	70,2 m/s	81,25	91
$c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$	57,2 m/s	70 m/s	80,9	90,4

$T_0 = mg$ si on mesure les fréquences de la corde, la méthode de mesure de $c \rightarrow$ d exp

$$\Delta \left(\frac{dc}{c} \right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \left(\frac{\Delta f}{f} \right)^2} \approx 3\%$$

$$\Delta \left(\frac{dc}{c} \right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{n} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \mu}{\mu} \right)^2} \approx 1\%$$

$$\Delta L = 0,1 \text{ cm} \quad \Delta f = 2 \text{ Hz}$$

on calcule c
 $c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$
 on connait L

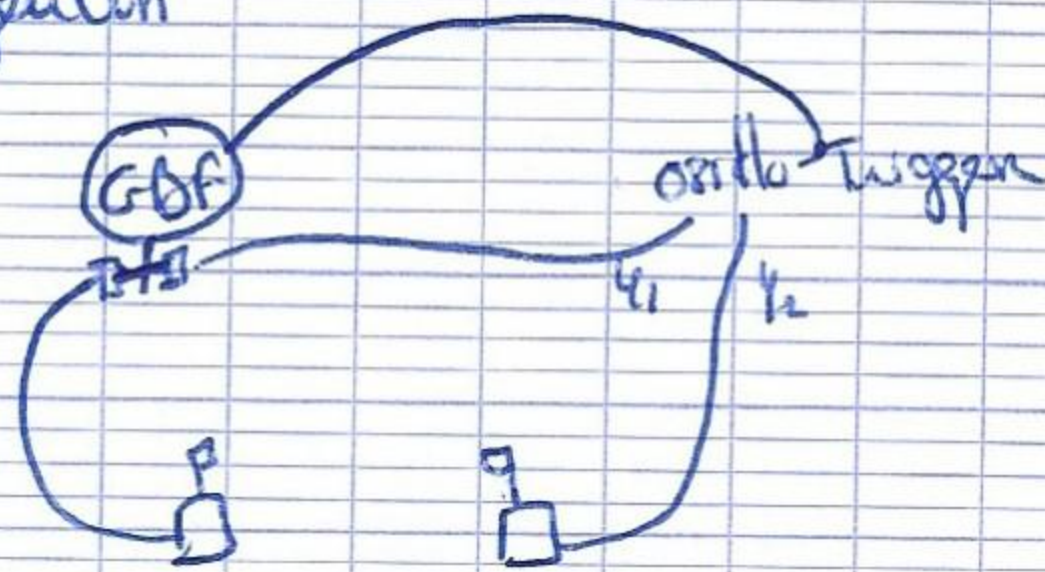
on mesure

$$d = \frac{2L}{3}$$

on mesure n et μ

• $\tan \varphi = \text{Angle de la bobine du rx}$

• 2 récepteur joutin
un GDF :



$$f = 38,97 \text{ kHz}$$

On règle l'amplitude du GDF pour être en résonance et avoir une réponse maximale

↳ on positionne le récepteur pour être en phase
on déplace le récepteur de 10 périodes à peu près pour être précis

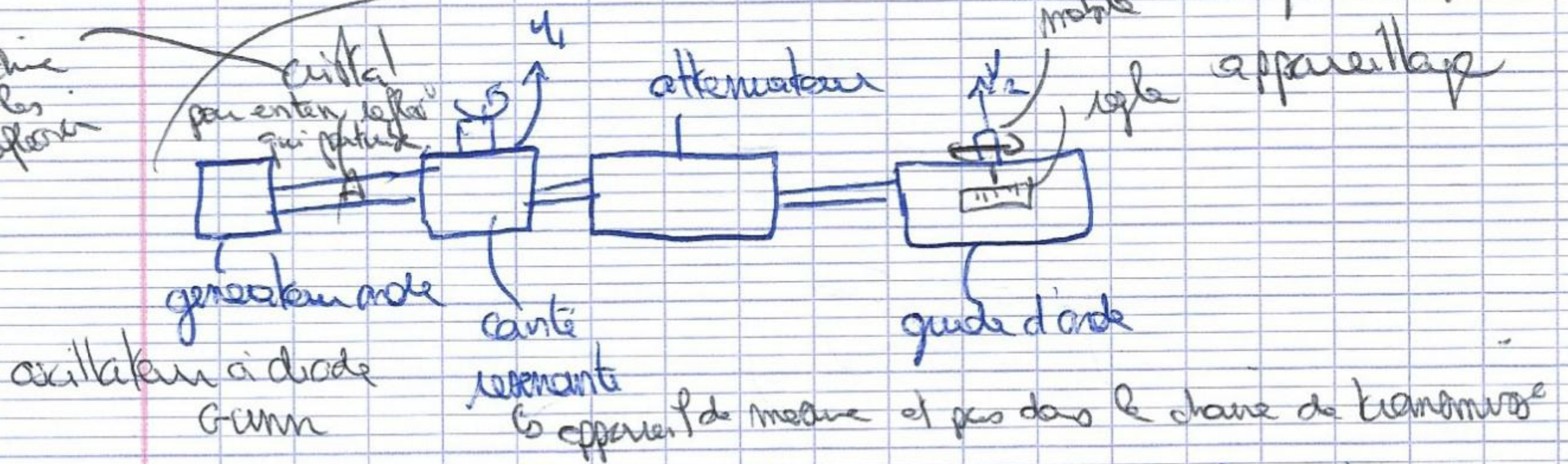
$$\text{↳ 10 périodes } T = \frac{1}{f} = 2,6 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

$$31,2 \text{ m} - 21,2 \text{ m} = 9,8 \text{ m}$$
$$v = 351,6 \text{ m/s}$$

Planip guide d'onde rectangulaire

Le syst est un guide
souplet d'ya un
appareillage

absorber
l'onde réfléchi
pour éviter les
multiples réflexions



1^{er} étape → mesurer la freq de résonance de la cavité
 → donne accès à la longueur d'onde de l'onde dans
 la vde $\lambda_0 = c/f_0 = 0,032 \text{ m}$
 $f_0 = 9,39 \text{ GHz}$ → une fois f_0 fait
 redécaler la molette pour

On mesure la largeur et hauteur de la cavité en tenant compte de la perte d'énergie des bords
 $a = 10 \text{ mm}$
 $b = 23 \text{ mm}$ → 2 freq de coupure selon les directions

$$f_{c1} = \frac{c}{2a} = 6,5 \text{ GHz}$$

$$f_{c2} = \frac{c}{2b} = 15 \text{ GHz}$$

on a bien $f_{c1} < f_0 < f_{c2}$

Ensuite on mesure d_g = on fixe le guide on mesure la distance entre 2 ventes

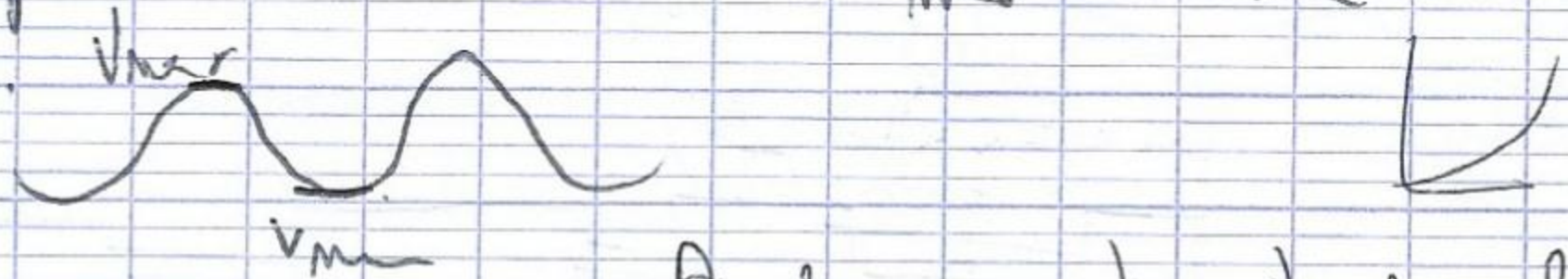
→ on a $d_g/2 = 23 \text{ mm}$

$$\rightarrow f_{prop} = 66 \text{ mm}$$

$$\text{théoriquement } \lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_0}{f_{c1}}\right)^2}} = 64 \text{ mm}$$

→ pas mal

Mesure du coeff de reflexion en guide ouvert
 on mesure le guide en en mesure V_{max} et V_{min}



on a $V_{max} = 92,5 \text{ mV}$
 $V_{min} = 17,5 \text{ mV}$

Mode comportement non linéaire
 compte tenu des ondes de réflexion
 → hypo de se mettre ~~en~~ linéaire

→ $ROS = \Gamma_{OS} = \frac{V_{max}}{V_{min}} = 2,43$

coeff de reflex $\Gamma = \frac{ROS-1}{ROS+1} = 0,42$

reflex° totale → $ROS = \infty$ $\Gamma = 1$
 Adaptat° totale → tout est emis → $ROS = 1$ $\Gamma = 0$

Mesure du déphasage entre guide fermé et guide fermé
 on ferme le guide = on cherche point où on a V_{min}
 on ouvre le guide on déplace point vers la gauche jusqu'à
 retrouver un minimum

↳ on a alors un ΔP

$\Delta x = 52 - 44,5$
 $= 7,5 \text{ mm}$

$\Delta \phi = \pi + \frac{4\pi \Delta x}{\lambda_g}$

↳ reflex° → $\phi = +\pi$) quaiata
 aller vers Δx) tome IV p 5

$\phi = 5,2 \text{ rad}$

V_{min}
 V_{max}

on regarde le pt de l'attenuation

$$a' V_{min} = 17,5 \text{ mV}$$

Attenuation initiale 1dB

Attenuation \rightarrow entre la linéarité de la diode et defect°

$$\text{On a met } a' V_{max} = 42,5 \text{ V}$$

on bouge l'attenuation pour retrouver V_{min}

$$A = 5,4 \text{ dB}$$

$$\Delta A = 4,4 \text{ dB}$$

Alors

$$X_2 = 10^{\frac{\Delta A}{10}}$$

$$= 10^{0,44} = 2,75 = \text{RCS}$$

$$10 \lg(X_2) = X \text{ dB}$$

$$\lambda = 1 + \exp(j\phi)$$

$$\lambda = 0,42$$

$$\phi = 8,2 \text{ rad}$$

Montage – INSTRUMENTS D'OPTIQUE

contact : pierre.lombardo@univ-amu.fr

1 Introduction

Le titre de ce montage a changé en 2009, notamment parce que le jury ne voulait plus voir uniquement un catalogue des aberrations en optique. Il convient donc de prendre garde à ne pas passer trop de temps sur les aberrations des lentilles minces. Comme instrument d'optique, il est bon d'utiliser un instrument modèle comme la lunette astronomique sur banc d'optique, mais aussi de vrais instruments d'optique comme par exemple un objectif photographique commercial.

Rapport de Jury 2015 : Montage 7 : Instruments d'optique. Les candidats doivent connaître et comprendre les conditions d'obtention d'images de bonne qualité. L'étude des limitations et de défauts des instruments présentés est attendue. Les candidats doivent comprendre quelles sont les conditions pour que la mesure du grossissement puisse se ramener à la mesure d'un grandissement lorsqu'ils présentent des dispositifs afocaux. Enfin, dans certains cas, les candidats peuvent envisager l'utilisation de lunette de visée afin d'améliorer leurs mesures.

Rapport de Jury 2013 : Montage 6 : Les candidats doivent connaître et comprendre les conditions d'obtention d'images de bonne qualité. L'étude des limitations et de défauts des instruments présentés est attendue. De bons exposés ont été observés sur ce sujet.

Rapport de Jury 2012 : les conditions de stigmatisme (approché ou rigoureux), les conditions de Gauss, les aberrations géométriques et les aberrations chromatiques ... doivent être connues. Les manipulations proposées doivent illustrer réellement le fonctionnement de l'instrument choisi.

Rapport de Jury 2010 : 6 Instruments d'optique Les candidats doivent connaître et comprendre les conditions d'obtention d'images de bonne qualité. Il n'est pas suffisant d'appliquer aveuglément un protocole trouvé dans un livre. L'intitulé devient Instrument(s) d'optique en 2011.

Rapport de Jury 2009 : 6 Instruments d'optique Les candidats doivent connaître et comprendre les conditions d'obtention d'images de bonne qualité. Il n'est pas suffisant d'appliquer aveuglément un protocole trouvé dans un livre.

Rapport de Jury 2008 : 6 Formation des images en optique Il ne faut pas se limiter à une énumération des aberrations des lentilles. Les objets et leurs images peuvent aussi être étendus. Le jury apprécierait l'étude d'un instrument d'optique. C'est pourquoi, dans la liste 2009, le titre de ce montage est changé.

2 Aberrations des lentilles

Biblio : [1] page 37

2.1 Aberration sphérique

Biblio : [1] page 38

Ici la source est ponctuelle et sur l'axe. On pourra éclairer un trou source avec un condenseur et une quartz-iode. Ne pas oublier un filtre coloré (large spectre) pour ne pas avoir en même temps d'aberrations chromatiques. Pour que l'expérience soit démonstrative, choisir une lentille de grand diamètre (pour pouvoir obtenir des rayons très inclinés) et mettre la face bombée du côté le plus près (contraire à la règle *Plus Plat Plus Près*, donc pas comme dans la Figure 1). En déplaçant l'écran, on visualise les nappes sagittale et tangentielle.

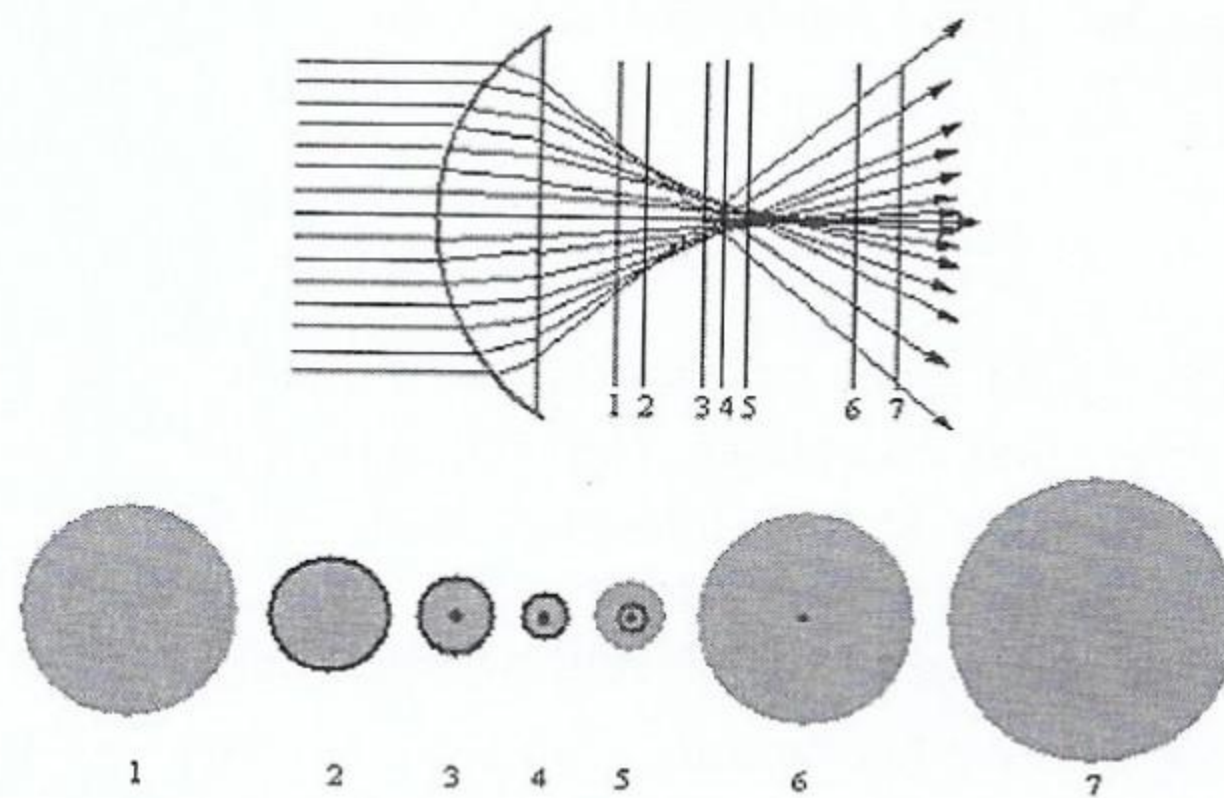


FIGURE 1 – Aberration sphérique.

2.2 Distorsion

Biblio : [2]

Attention pour cette expérience une source diffusante est nécessaire (quadrillage imprimé sur papier calque par exemple). Plusieurs rayons doivent en effet partir de chaque point source, dans toutes les directions. Pour expliquer la forme de l'image, il suffit de savoir que les rayons frappant les bords de la lentille convergente (la prendre d'assez grand diamètre) seront trop convergents. En déplaçant le diaphragme avant, sur ou après la lentille, on sélectionne certains rayons. Par exemple, dans la Figure 2 (b), le diaphragme avant la lentille sélectionne un rayon qui passe par le point N , frappant donc le bord inférieur de la lentille. Le rayon émergent sera trop convergent, et arrivera en B' , au lieu de B'_0 , l'image de Gauss. On obtient donc le barillet car l'image d'un point éloigné de l'axe (un coin du carré objet) sera plus proche de l'axe que l'image de Gauss non distordue.

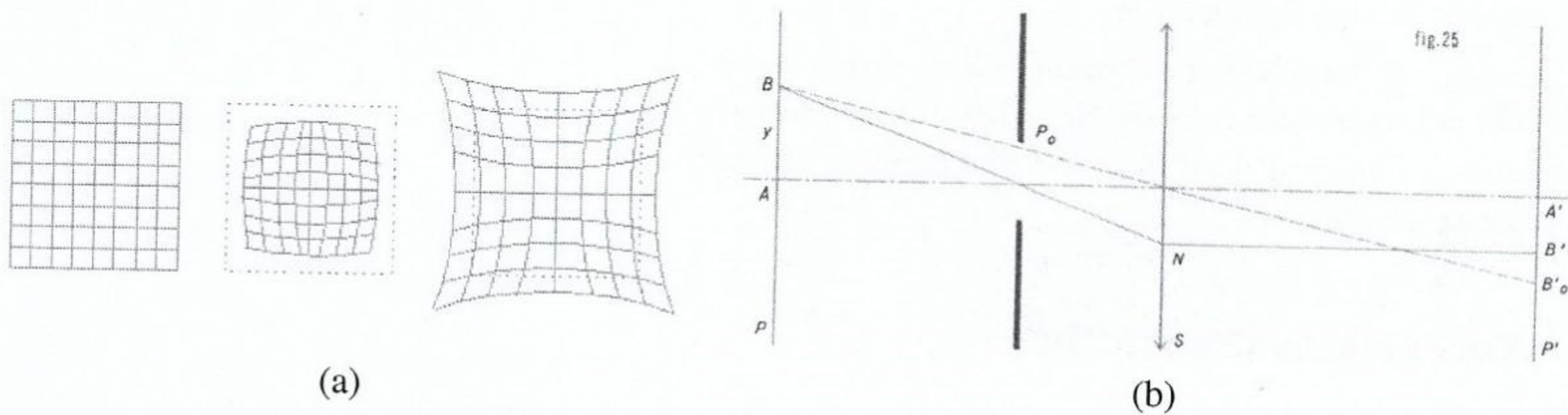


FIGURE 2 – (a) Distorsion coussinet ou barillet, (b) Distorsion en barillet

2.3 Aberration chromatique

Le bleu est davantage réfracté que le rouge.

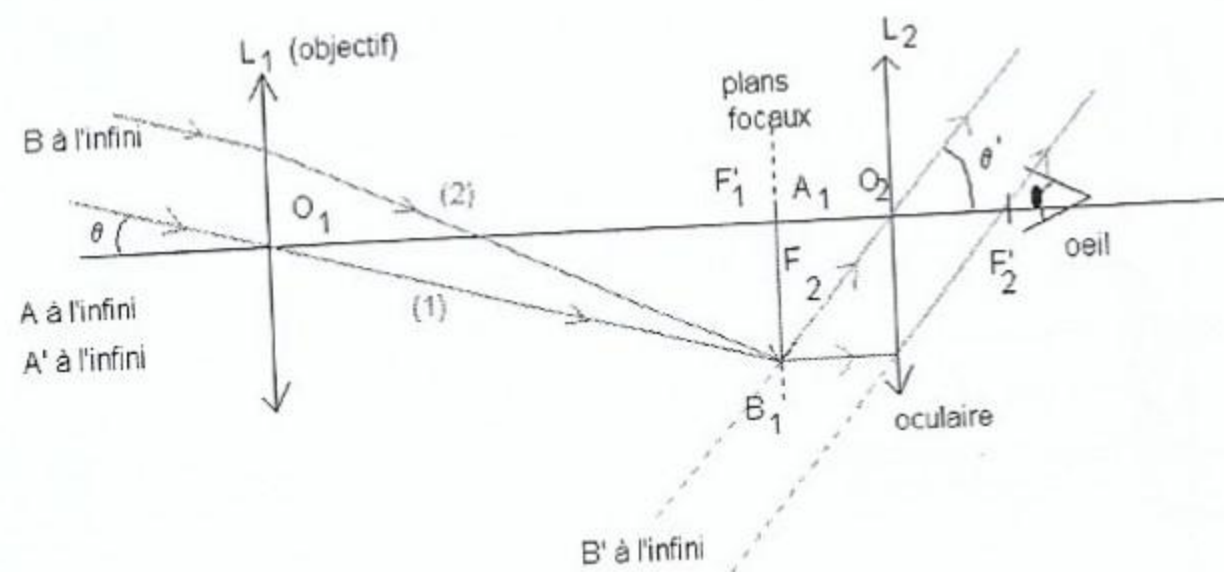


FIGURE 3 – Lunette astronomique.

3 Lunette astronomique

Il est nécessaire pour bien réaliser et commenter cette expérience de connaître parfaitement les définitions des *pupilles* et *lucarnes* d'un instrument d'optique. L'instrument lui-même est constitué de diaphragmes (diaphragmes réels ou supports des lentilles). Parmi ceux-ci, deux jouent un rôle important : le diaphragme de champ (c'est celui qui limite le champ transversal) et celui d'ouverture (celui qui limite la luminosité de l'image). La pupille d'entrée (ou de sortie) est l'image du diaphragme d'ouverture par rapport à ce qui le précède (ou qui le suit). La lucarne d'entrée (ou de sortie) est l'image du diaphragme de champ par rapport à ce qui le précède (ou qui le suit).

Les notions de champ de contour et de cercle oculaire (pupille de sortie) sont également à connaître.

4 Objectif photographique

Biblio : [1] page 34-36

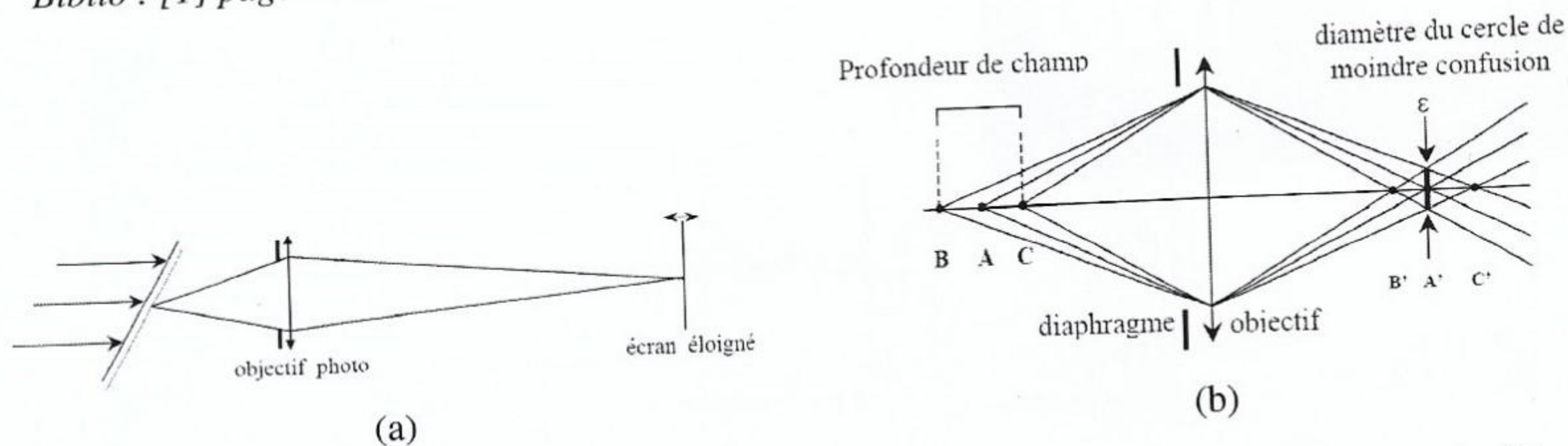


FIGURE 4 – (a) Objectif photo. Profondeur de champ longitudinale sur un écran à 45 degrés, (b) cercle de moindre confusion. A, B et C apparaissent nets. En réduisant la taille du diaphragme, pour un même cercle de confusion, la profondeur de champ longitudinale (la distance BC) augmente.

Deux expériences sont réalisées ici. La première est qualitative : on montre que la profondeur de champ longitudinale augmente lorsqu'on réduit le diamètre du diaphragme d'ouverture de l'objectif.

La seconde expérience est quantitative. A l'aide d'une photodiode branchée en court-circuit, on mesure l'intensité sortant de l'objectif en fonction du nombre d'ouverture $n.o. = f/d$. Là encore, une source diffusante est nécessaire.

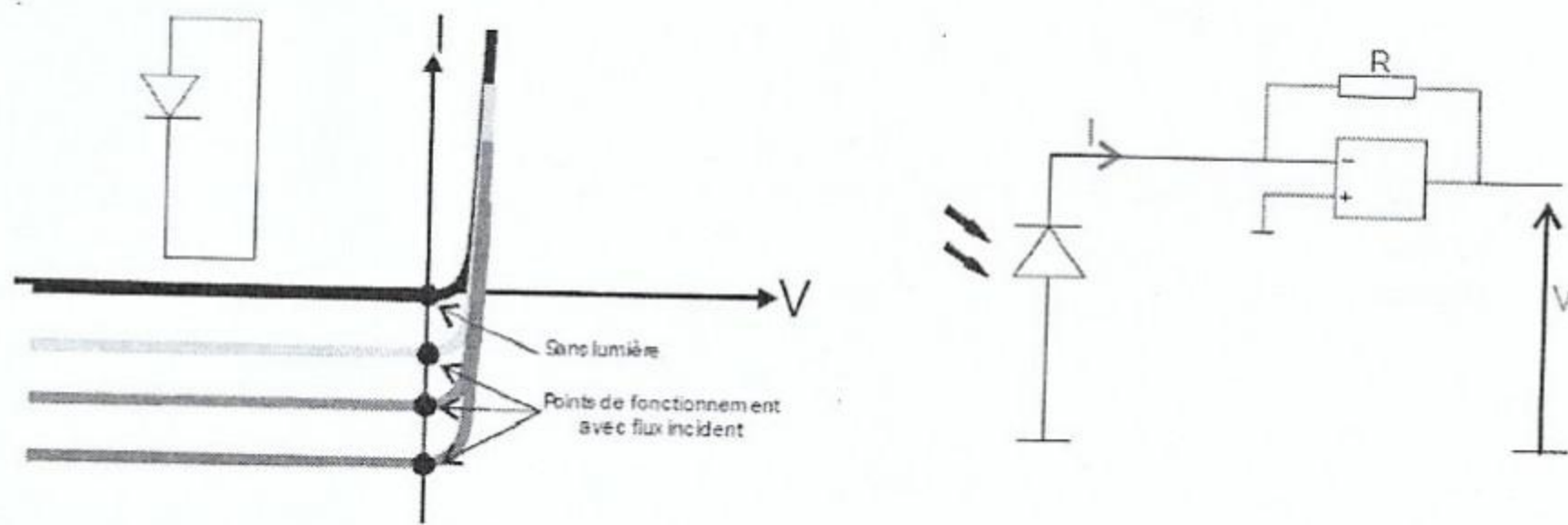


FIGURE 5 – Photodiode branchée en court-circuit. Convertisseur courant-tension.

5 Pouvoir de résolution : critère de Rayleigh

Biblio : [1] page 136

Ici l'instrument d'optique qui nous intéresse est formé de l'association $L + F$. Pour chaque fente source de la bifente, on est dans les conditions de Fraunhofer de la diffraction par la fente F , puisqu'on a placé l'écran dans le plan image de la source. On a donc sur l'écran la superposition en intensité de deux sinus cardinaux et c'est sur ces fonctions qu'on va vérifier le critère de Rayleigh : deux distances sont à comparer, γa (où γ est le grandissement) et $\xi = \lambda L/e$ (demi-largeur du sinus cardinal, fréquence spatiale $q = 1/e$). On peut prendre la triple bifente, avec les trois largeurs $a = 0.2 \text{ mm}$, 0.3 mm et 0.5 mm . Par soucis de pédagogie, il vaut mieux ne pas oublier d'utiliser un filtre coloré (assez large pour ne pas perdre trop de lumière) qui permettra de savoir à quelle longueur d'onde on travaille.

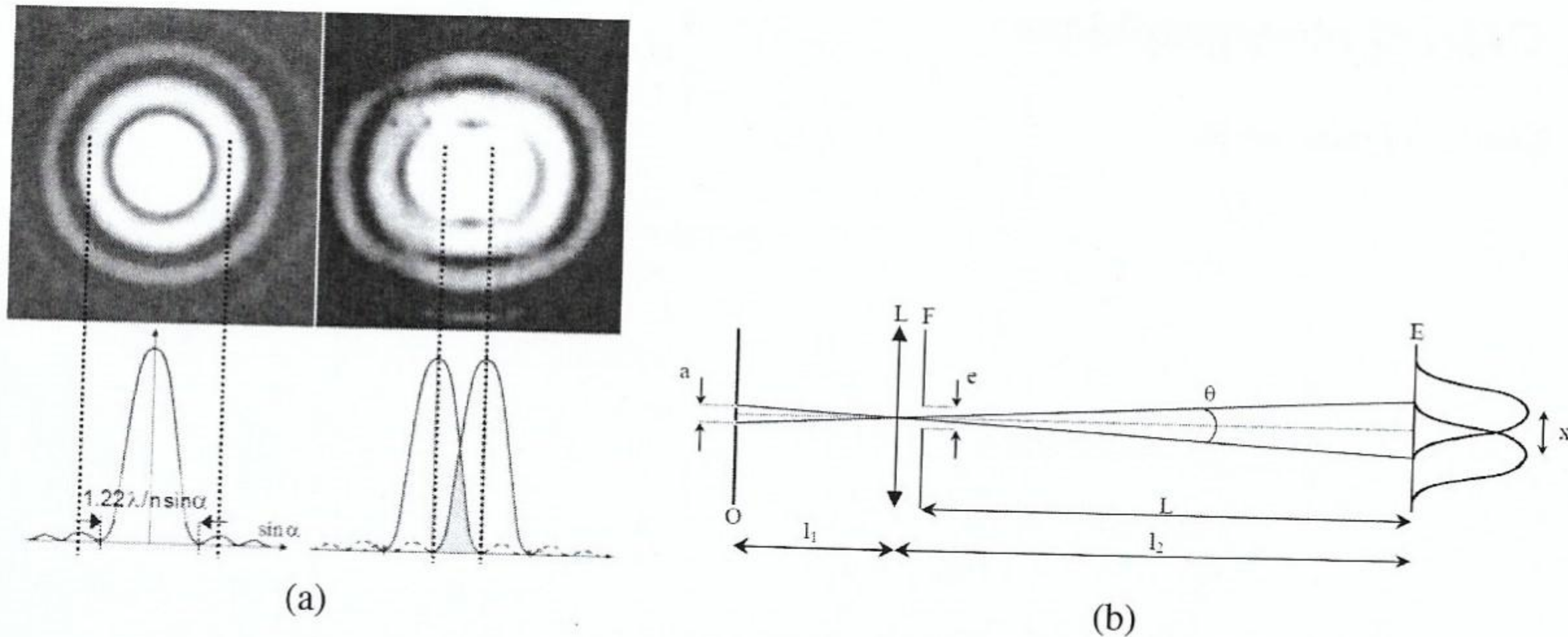


FIGURE 6 – (a) Critère de Rayleigh dans le cas d'un diaphragme circulaire, (b) Image d'une bifente (sinus cardinaux de la diffraction de Fraunhofer)

Références

- [1] Sextant, Optique Expérimentale
- [2] Expériences d'optique - Agrégation de sciences physiques, R. Duffait

Microscopie optique



Tout d'abord on sepe L_1
 auto-collimation on prend un miroir qu'on place derrière L_1 et on
 regard la réflexion du miroir la mettez pour fixer la photo L_1
 puis on sepe L_3 pour pouvoir voir net sur l'écran en bougeant L_3 .
 Une fois que cela est fait on peut bouger L_1 pour augmenter le
 grandissement

$$f_0 = 0,12 \text{ m}$$

$$0,4' = 46,5 \text{ cm}$$

$$\Delta = 0,4' - f_0 = 46,5 - 12 = 34,5 \text{ cm}$$

$$A'B' = 8 \text{ cm}$$

$$r = 5/1 = 5$$

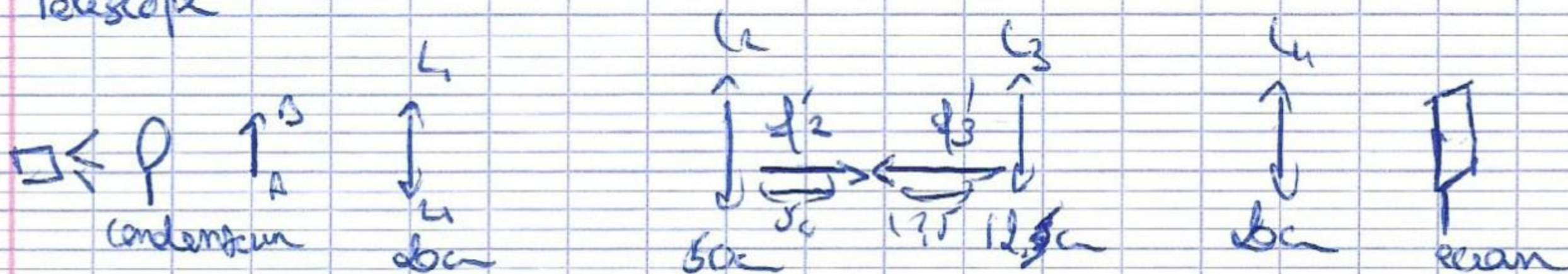
$$A''B'' = 10 \text{ cm}$$

$$\alpha = \frac{A''B''}{p} = \frac{10}{30} = \frac{1}{3}$$

$$P_s = \frac{\alpha}{\Delta B} = \frac{1/3}{12} = \frac{1}{36} \text{ cm}^{-1}$$

$$P/O = \frac{1/3}{34,5}$$

Telescope



On fait d'abord autocollimaté entre L_1 et L_4
 ensuite on touche plus et on sepe L_2 et L_3

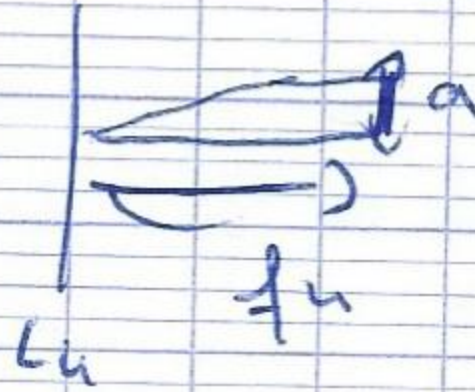
Coefficient = rapport d'angle dans L_2 et L_3 et axe

$$G = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{f_2}{f_3} = \frac{50}{12} = \frac{50}{12} \approx 4,17$$

on mesure manuellement

$$\frac{\alpha'}{\alpha} \text{ axe } \alpha = \frac{a}{f_4}$$

$$\alpha' = \frac{a'}{f_4}$$



~~axe~~ ^{sur} L_2 et $L_3 \rightarrow$ on mesure $\alpha = \frac{6,5}{20} = 0,325$

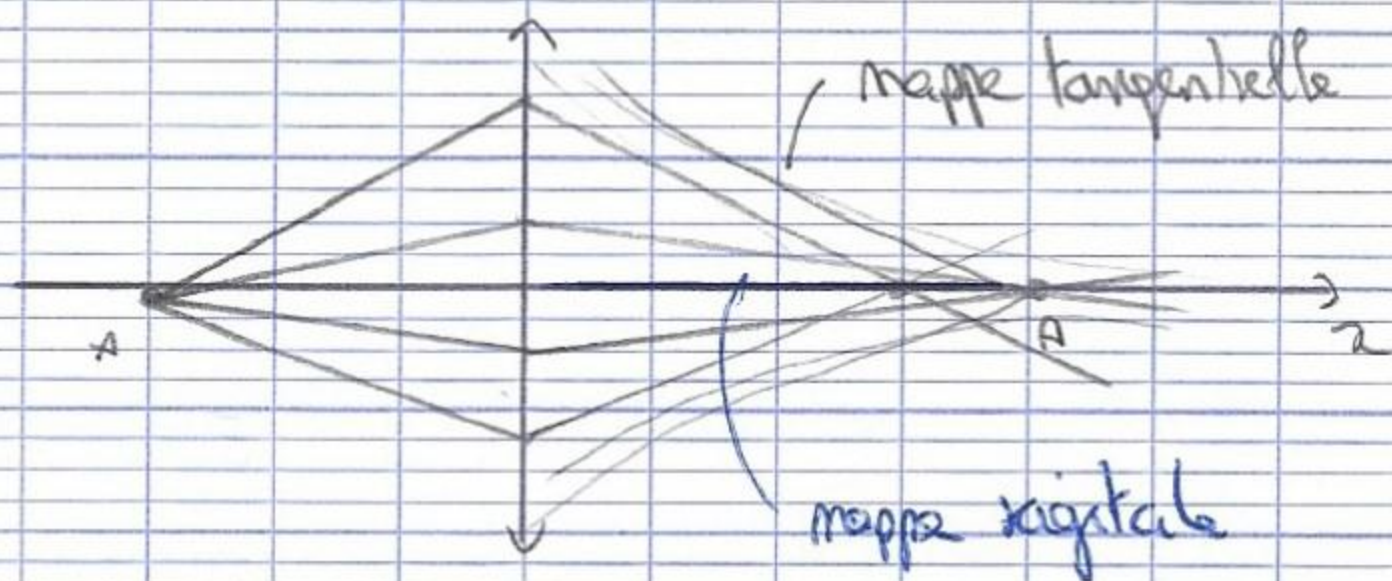
axe L_2 et $L_3 \rightarrow \alpha' = \frac{27}{20} = 1,35$

$$\frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{1,35}{0,325} \approx 4,15$$

Montage 7 : Instruments d'optique

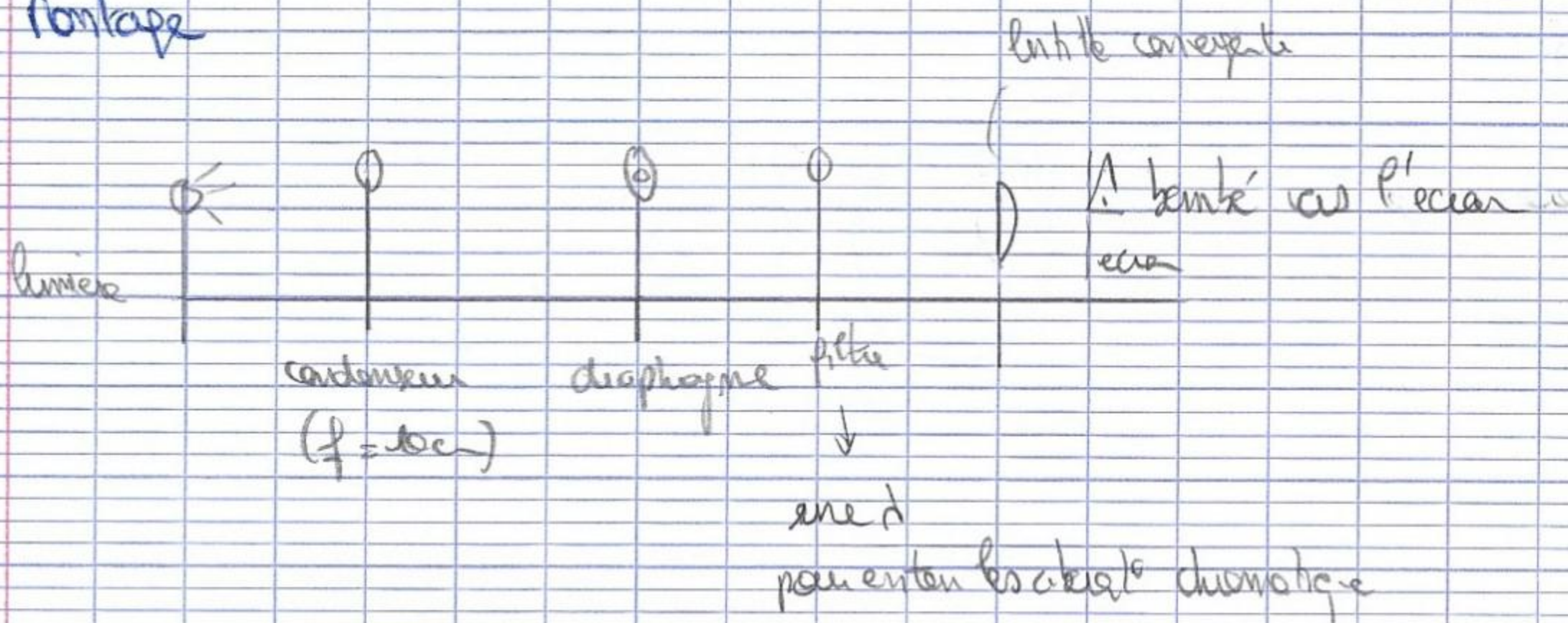
Aberrations des lentilles

↳ Aberration sphérique



Quand les rayons ne sont plus dans les conditions de Gauss ils ne se rencontrent plus en A

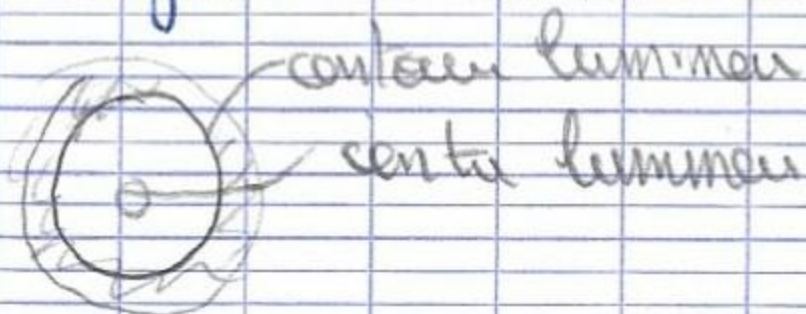
Montage



Un condenseur est un syst. optique permettant de concentrer un faisceau de lumière large dans un plan ne générant pas l'aberration

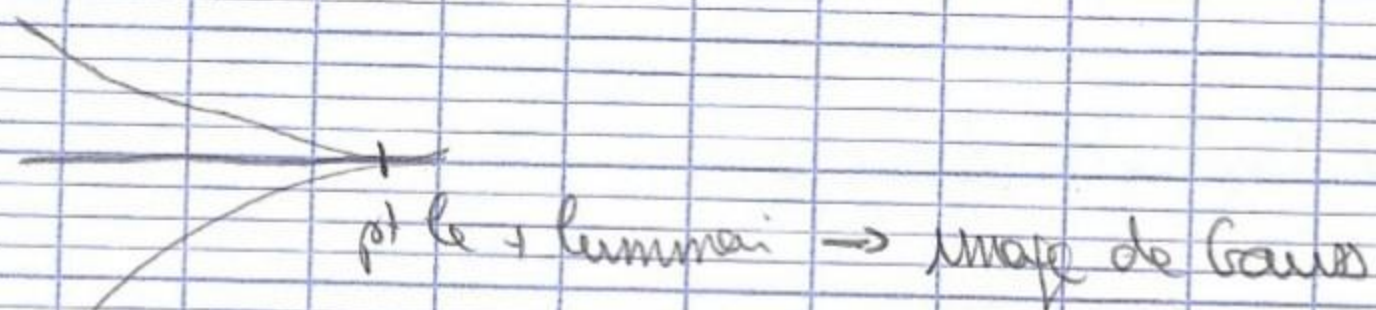
↳ lentille convergente

En approchant et éloignant la lentille on voit sur l'écran on voit la mappe tangentielle et sagittale.

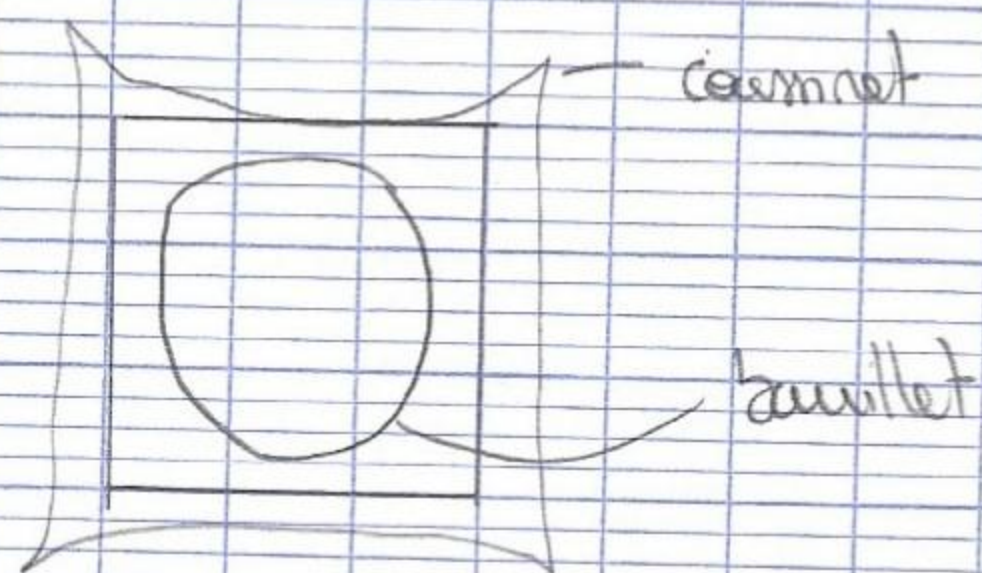
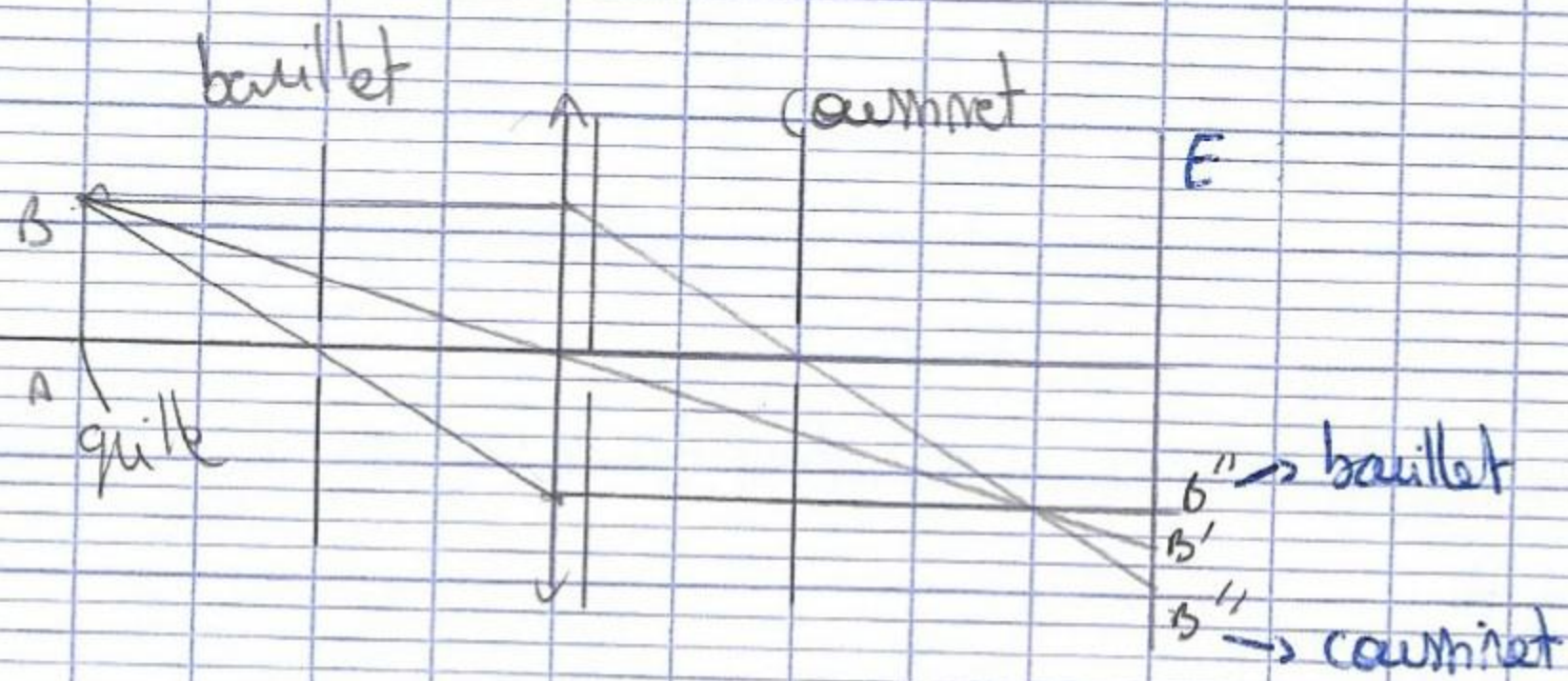


Sans filtre on voit sur la couronne (couver) l'aberration chromatique - on voit des couleurs
 rouge - jaune - bleu

↳ effet du prisme → séparation de la lumière blanche en plusieurs
 rayons d'onde



Distorsion



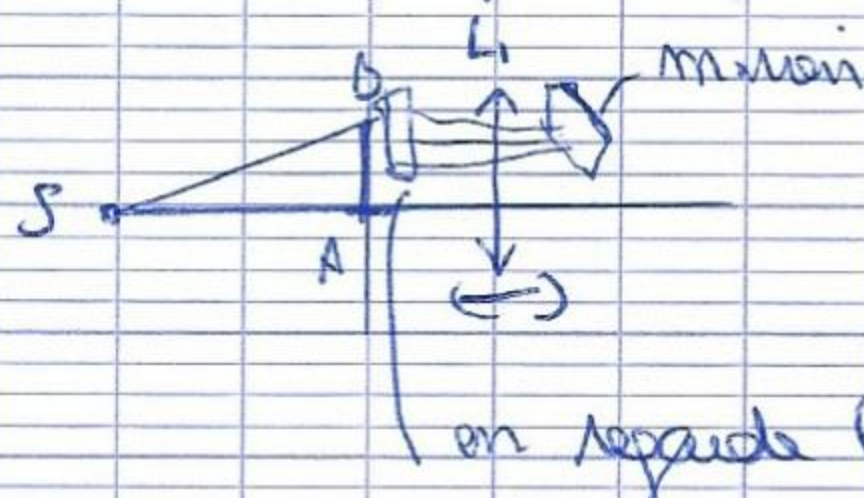
guille = objet diffusant

Pour améliorer contraste et enlever aberrations → diaphragme après la lentille

Microscope

Etape 1: replage de l'œil pour voir à l'infini
 ↳ auto collimaté

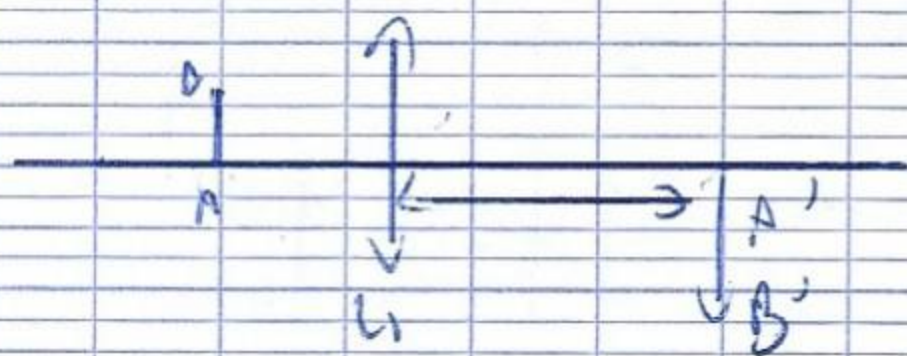
Pour cela on change l'orientation de la lumière on prend un miroir et on bouge la 1^{re} lentille jusqu'à voir net au miroir de l'objet



On voit une fois net → on bouge la lentille devant l'œil (L2) jusqu'à être net au l'écran pour voir l'objet avec l'œil en l'∞.
 ↳ une fois fait on recule L2

Etape 2

On bouge L2 pas trop loin de l'objet

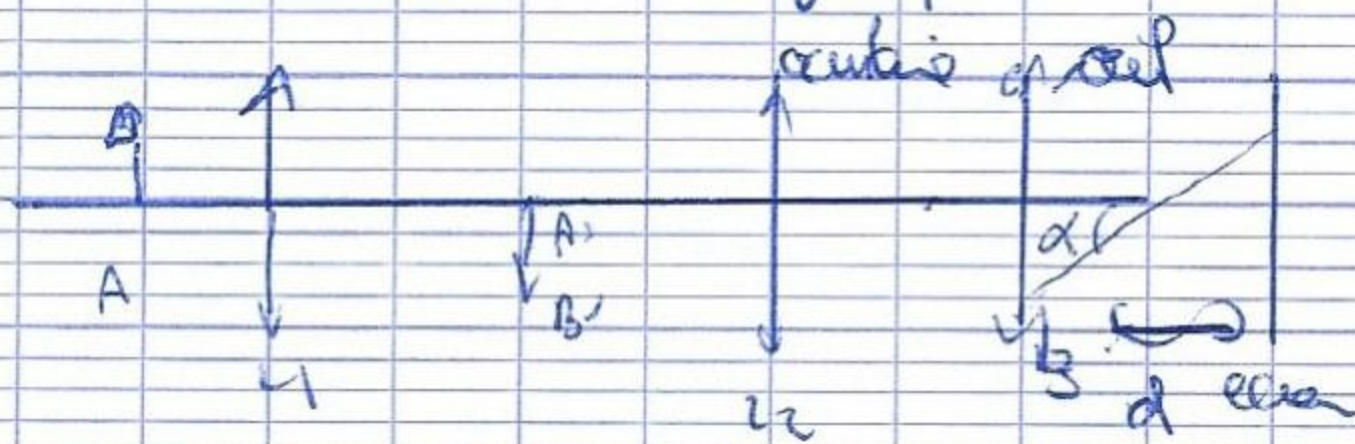


regarder avec une feuille au A'B' est net

$$d_{L1-A'B'} = f + \Delta$$

↑
intervalle optique

Puis on place L2 (oculaire) jusqu'à voir sur l'écran un quadrillage net.



Les rayons venant de l'∞ reviennent sur le plan focal

→ on a alors $d = f'_3$

On peut mesurer α' en mesurant taille de l'objet sur l'écran

$$\text{Grandissement} = \gamma = \frac{AB'}{AB}$$

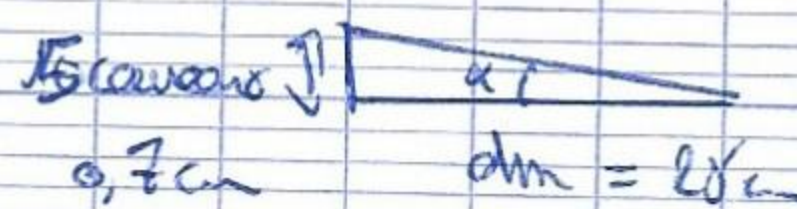
Grandissement total

$$G_1 = \frac{\Delta}{f'_3} = -\gamma_3 \quad \text{ici} \quad \frac{37,5}{12,5} = 3$$

$$G_2 = \frac{dm}{f'_h} \quad \text{ici} \quad \frac{25}{20} = 1,25$$

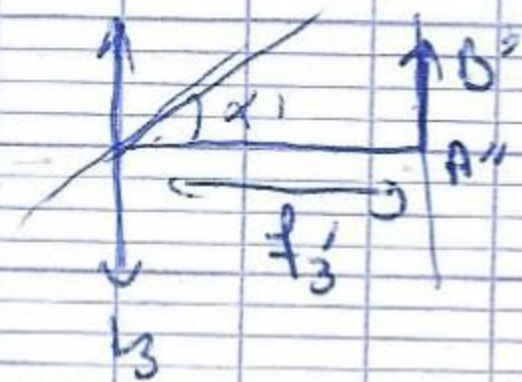
$$G = G_1 \times G_2 = 3,75$$

Méthode des angles



$$\alpha = 0,028 \text{ rad}$$

α' angle entre L_3 et l'axe optique

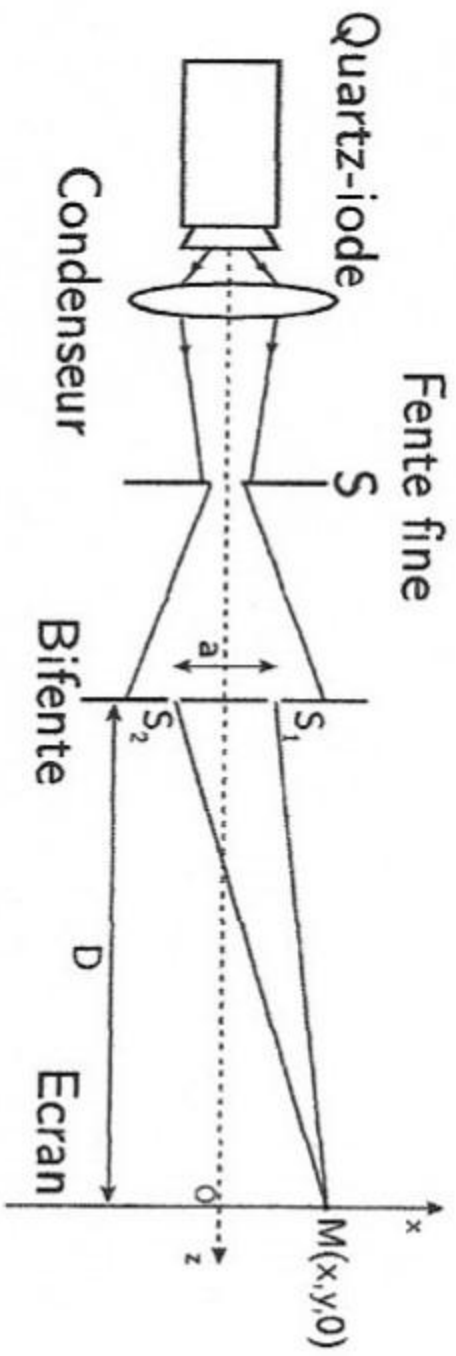


$$\alpha' \approx \frac{AA''}{f'_3} = \frac{2,1}{25} \approx 0,084$$

$$G = \frac{0,084}{0,028} = 3,43$$

Manip : Fentes d'Young

Voir page 186 du Bellier et page 161 du Sextant.



On peut utiliser dans un premier temps une lumière blanche pour montrer qualitativement le principe et les phénomènes. Ensuite pour des mesures qualitative on prend un laser monochromatique.

Dans un premier temps il faut mesurer la distance D séparant les fentes d'Young et l'écran.

Puis on mesure la distance entre n franges sachant que :

$$i = \frac{\lambda D}{a} \quad (25)$$

avec a la taille des fentes. On peut ainsi retrouver la longueur d'onde du laser, avec une erreur :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta i}{i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2} \quad (26)$$

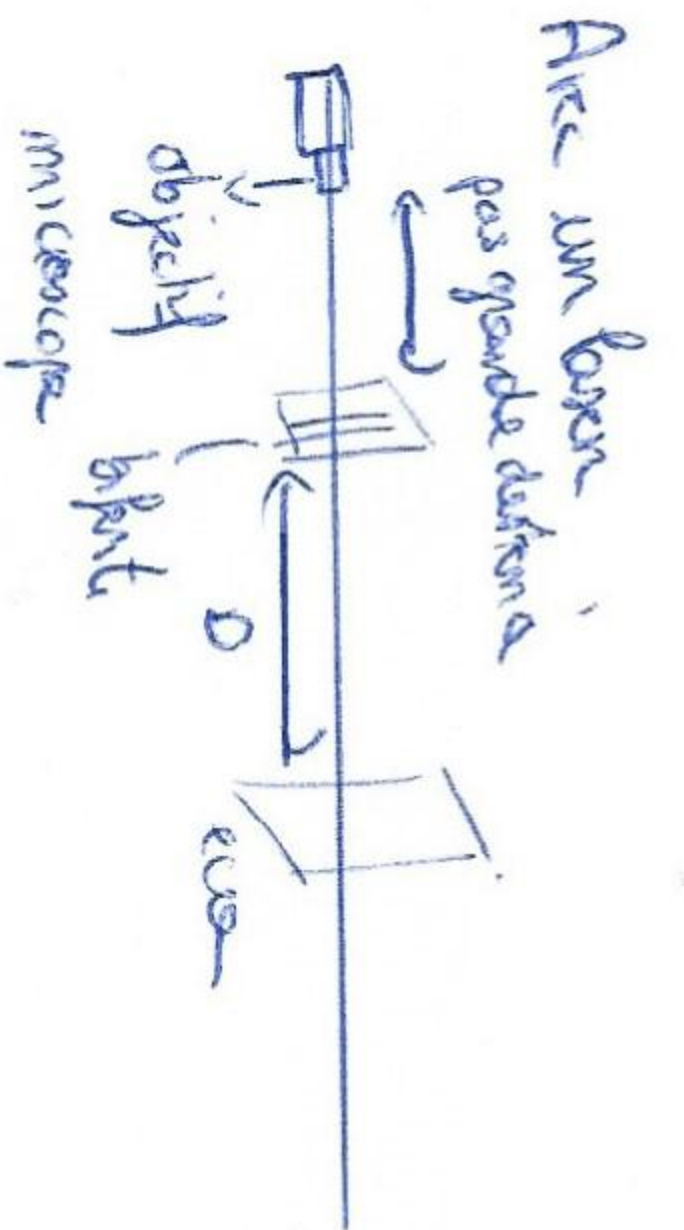
On peut ensuite montrer la notion de cohérence spatiale. Pour cela on change la largeur de la fente fine S pour voir la variation du contraste et calculer la longueur de cohérence spatiale en utilisant un diaphragme pour S gradué :

$$l_s = \frac{\lambda_0 d}{a} \quad (27)$$

où d est la distance entre S et les fentes d'Young. On vérifie expérimentalement la valeur avec la valeur théorique. Pour mesurer on choisit une ouverture pour laquelle le contraste est maximale on ferme ensuite le diaphragme jusqu'à ce que le contraste soit nul et on regarde la graduation parcourue pour avoir l'ouverture de la fente S .

On peut aussi déterminer la taille de fente inconnue mais en connaissant la valeur de la longueur d'onde du laser en utilisant la largeur d'interfrange i .

Rq : Pour la manip en lumière blanche p190 du Bellier.



on mesure $l_i = 0,7 \text{ cm}$

$e = 0,35 \text{ cm}$

$$\lambda = \frac{i a}{D} \quad a \text{ fente} = 0,1 \text{ mm}$$

$$\Rightarrow \lambda \approx 300 \text{ nm}$$

ou on peut aussi mesurer a

(convention) λ

on prend fente $a = 0,3 \text{ mm}$

$$l_i = 1,1 \text{ cm}$$

$$\Rightarrow \lambda \approx \dots$$

ou lumière blanche

$$\lambda_0 \approx 600 \text{ nm}$$

$$d = 15,2 \mu\text{m}$$

$$a = 0,3 \text{ mm}$$

$$f \approx 0,2 \text{ m}$$


Montage optique

Interférences lumineuses

1. se en évidence du phénomène d'interférence

Pour deux fentes on a le phénomène de diffraction et d'interférence

$$I(\theta) = I_{\text{max}} \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi a x}{\lambda \beta} \right) \left(1 + \cos \left(\frac{d \pi x d}{\lambda \beta} \right) \right)$$



diffraction interference

$$D = 1,92 \text{ m}$$

$$i = \frac{\lambda D}{d}$$

$$i = 6 \text{ mm}$$

$$d = 0,2 \text{ mm}$$

$$\lambda = 625 \text{ nm}$$

On refait une autre manip avec matériel fourni

$$\text{arc } a = 70 \mu\text{m} \pm 1\%$$

$$d = 0,4 \text{ mm}$$

$$i = 4,7 \text{ cm} \pm 0,1 \text{ cm}$$

$$D = 4,90 \text{ cm} \pm 1 \text{ cm}$$

$$i = \frac{\lambda D}{a} \quad \rightarrow \quad \lambda = \frac{a i}{D}$$

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \left(\left(\frac{\Delta i}{i} \right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D} \right)^2 \right)^{1/2} = 2,29\%$$

2% 1% 0

$$\lambda = 0,637 \mu\text{m} \pm 0,012$$

$$\text{conducteur } \lambda = 0,632$$

↳ ok ça rentre dans l'antenne

Cherche spatiale = fentes d'Young



on peut changer le largeur de la fente pour voir le résultat du contraste

$$b = b_1 = \frac{\lambda d}{a} = \frac{0,6 \cdot 10^{-6} \cdot 0,1}{0,2 \cdot 10^{-3}} = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$



↑ plusieurs raies par cm bon contraste c

$$E = E_0 \left[1 + \underbrace{\frac{\lambda d}{\pi a b} \sin\left(\frac{\pi a b}{\lambda d}\right)}_c \cos\left(\frac{d \pi a x}{\lambda D}\right) \right]$$

$$c = \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{b_1}\right)}{\frac{\pi b}{b_1}} \right|$$

$b_1 = \frac{\lambda d}{a}$ — distance entre fentes ^{les 2}
 largeur entre les 2 fentes

$c = 0 \rightarrow b = b_1$
 b largeur de la fente source

Replage Nicholson

Prendre un bien monochromatique, plus ou moins le disponible.

Pour le replage il faut d'abord aligner chaque famille de points.

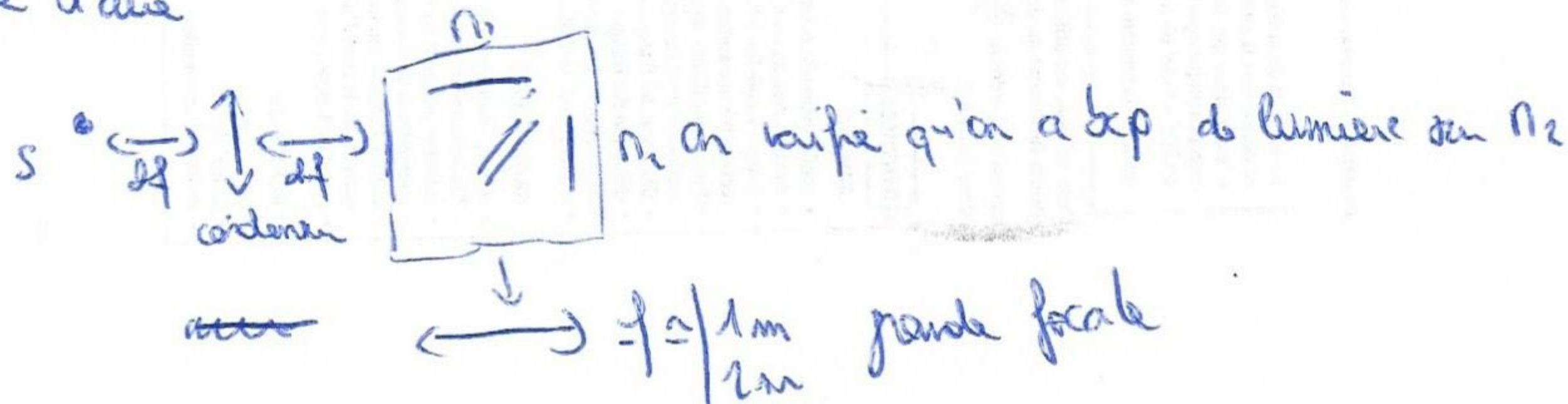
↳ impératif

6m d'air lumineux //

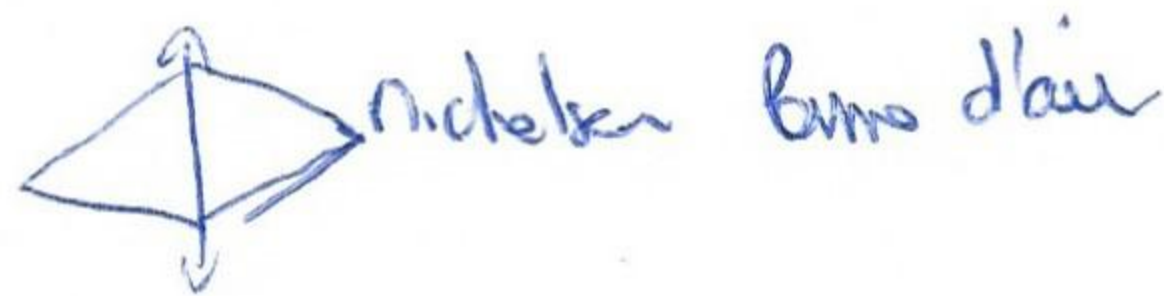
Ensuite on met l'objectif microscope sur le bien

↳ on fait le replage pour être au contact optique

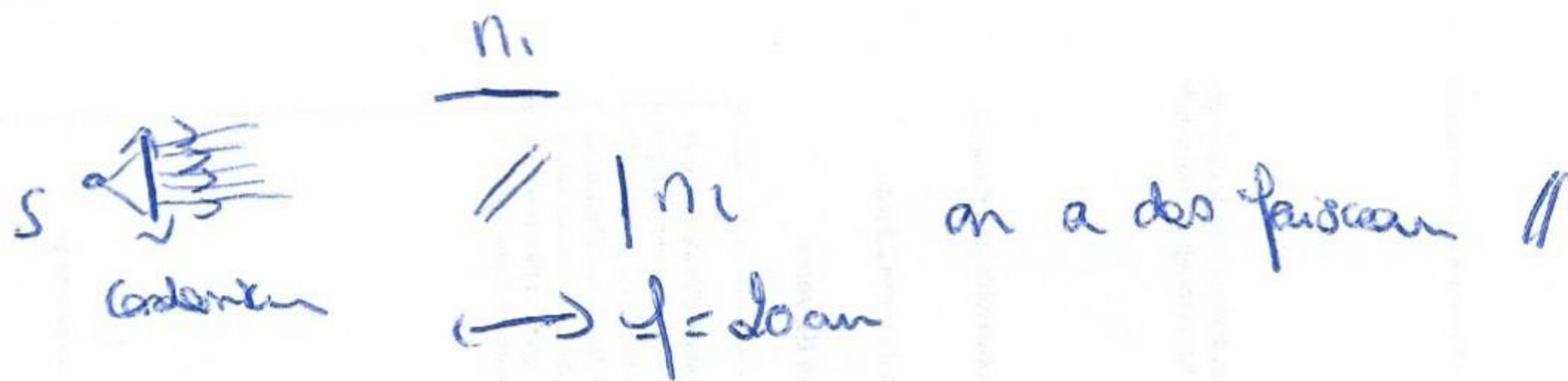
Lame d'air



on voit les anneaux



6m d'air



Si on a pas un bon contact en lame d'air il faut faire le contact optique → passer en 6m d'air → repaire les replages d'angle pour repaire le contact optique

→ OK → 6m d'air

Revue doublet Sédém

$$a_{co} = 27,45 \text{ mm}$$

$$a_1 = 27,75 \text{ } \mu\text{m}$$

$$a_2 = 28,55 \text{ mm}$$

$$\Delta \lambda = \left(k - \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda_m^2}{\Delta n}$$

\updownarrow
 $a_k - a_{-k}$

on a aussi

lame d'air de $e = 1$

$$\left\{ \begin{array}{l} p_1 = \frac{\delta}{d_1} \\ p_2 = \frac{\delta}{d_2} \end{array} \right. \quad \delta_1 = \delta_2 \Rightarrow \delta \neq f(\lambda)$$

deduit $p_2 - p_1 = \frac{1}{2} = e \left(\frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_1} \right)$

$$1 = 4e \left(\frac{d_1 - d_2}{\lambda_m^2} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{\lambda_m^2}{4e} = \Delta \lambda$$

$$\Delta \lambda = 5,78 \cdot 10^{-4} \text{ } \mu\text{m} \quad \text{OK}$$

M10- Spectrométrie optique

Contact : marie.houssin@univ-amu.fr

Rapport 2015, 2016, 2017 : Quel que soit l'appareil de mesure utilisé, notamment le spectromètre à entrée fibrée interfacé avec l'ordinateur, son principe de fonctionnement et ses caractéristiques d'utilisation, en particulier son pouvoir de résolution doivent être connus. S'il souhaite utiliser un réseau en incidence normale, le candidat doit s'assurer de la réalisation expérimentale correcte de cette incidence particulière.

Rapports 2013, 2014 :

... Enfin, le pouvoir de résolution des appareils doit être connu et leurs limitations discutées. Dans le cas où un candidat souhaite utiliser un spectromètre qu'il a réalisé lui-même, il est rappelé que la mesure des angles au goniomètre est bien plus précise que le simple pointé avec une règle sur un écran.

Bibliographie

Optique expérimentale. Sextant

Optique cohérente, Werner Lauterborn, Thomas Kurz, Martin Wiesenfeld, Masson

1. Introduction

La spectrométrie est l'analyse de la luminance spectrale d'une source lumineuse (spectre d'émission) ou le facteur d'absorption spectral d'une substance traversée de la lumière (spectre d'absorption). Les spectres observés peuvent être continus ou discrets (spectre de raies).

Dans ce titre, il y a la notion de mesure. On peut mesurer des longueurs d'onde λ , des écarts entre deux raies $\Delta\lambda$ ou des largeurs de raie. Pour toutes ces mesures, il est important de faire une mesure propre avec une incertitude.

Un spectromètre est caractérisé par sa bande spectrale d'analyse et son pouvoir de résolution. Ce dernier est défini par $R = \lambda / \Delta\lambda$ qui caractérise la capacité du spectromètre à séparer deux longueurs d'onde ($\Delta\lambda$ est le plus petit intervalle résolu).

Le critère généralement admis est le critère de Rayleigh : la limite de résolution est atteinte que le minimum d'une image correspond au maximum de l'autre image.

2. Spectromètre à fentes : prisme ou réseau (Sextant P. 217 et 223)

Dans cette étude, il faut tout d'abord montrer le principe physique de l'appareil à l'aide d'une expérience si possible quantitative puis montrer les limitations.

a. Le réseau

Principe : Faire une mesure de longueur d'onde d'un laser à l'aide de la formule

$$\sin \theta_k - \sin \theta_i = \frac{k\lambda}{p}$$

connaissant p le pas du réseau et où θ_i est l'angle d'incidence, θ_k est

l'angle du faisceau diffracté dans l'ordre. Distinguer les orientations en incidence normale ou au minimum de déviation.

Limitation : observation des limites de résolution du doublet du mercure en fonction de l'ordre, du pas du réseau, de la largeur des fentes d'entrée, de sortie, du nombre de traits éclairés.

Application 1: à l'aide du spectromètre commercial, on peut mesurer les longueurs d'onde des raies de la série de Balmer de l'hydrogène et en déduire une détermination de la constante de Rydberg avec une précision meilleure que le %.

Application 2 : spectre d'absorption de la rhodamine. Il faut au préalable enregistrer un spectre de référence. En quantitatif, on peut montrer la loi de Berr-Lambert et en déduire un coefficient d'absorption.

3. Spectromètre par interférométrie

a. Interféromètre de Michelson, spectrométrie par transformée de Fourier (Sextant P. 143 et 230)

Pour régler facilement l'interféromètre et rechercher le contact optique avec un laser voici quelques éléments :

- Régler le parallélisme entre compensatrice et séparatrice en envoyant le laser perpendiculairement à la séparatrice et en superposant les images
- Placer un objectif en sortie de laser. Le laser est alors équivalent à un point source dont les deux miroirs donnent deux points sources secondaires. Ces deux points sources interfèrent. Les interférences sont non localisées et sont des branches d'hyperbole.
- Quand on chariote pour faire rentrer les anneaux, on réduit l'ordre d'interférence, les deux sources reviennent dans le même plan.
- Quand on observe des franges, on joue sur l'angle des miroirs pour écarter les franges, les deux sources secondaires se rapprochent, c'est-à-dire que l'on réduit l'angle entre les deux miroirs. Quand les franges sont bien écartées on n'est pas loin du contact optique.

Il faut bien comprendre en s'appuyant sur la théorie, qu'avec une lampe spectrale ou en lumière blanche, si on veut voir des anneaux (franges d'égales inclinaisons) il faut éclairer en lumière convergente. Si la source est spatialement incohérente les anneaux sont localisés à l'infini. Il faut une lentille de grande focale pour les projeter sur un écran. Si on veut voir des franges, il faut être en éclairage collimaté (faisceaux parallèles). Avec une source étendue, les franges sont localisées au voisinage des miroirs. Avec une lentille de focale environ 20cm, on en fait l'image sur l'écran.

Applications :

- mesure de l'écart en fréquence entre les deux raies du doublet du Sodium

En chariotant on observe des pertes de contrastes (anti coïncidences) et des zones de contraste optimum (coïncidences). Si Δx est le déplacement du chariot entre deux anti coïncidences, on a $\Delta\lambda = \lambda^2 / \Delta x$;

- Evaluation "à la louche" d'une largeur de raie en recherchant la perte de contraste lorsque l'on éloigne le miroir M_2 ou mesure plus précise à l'aide de l'enregistrement d'un interférogramme (sur table traçante).

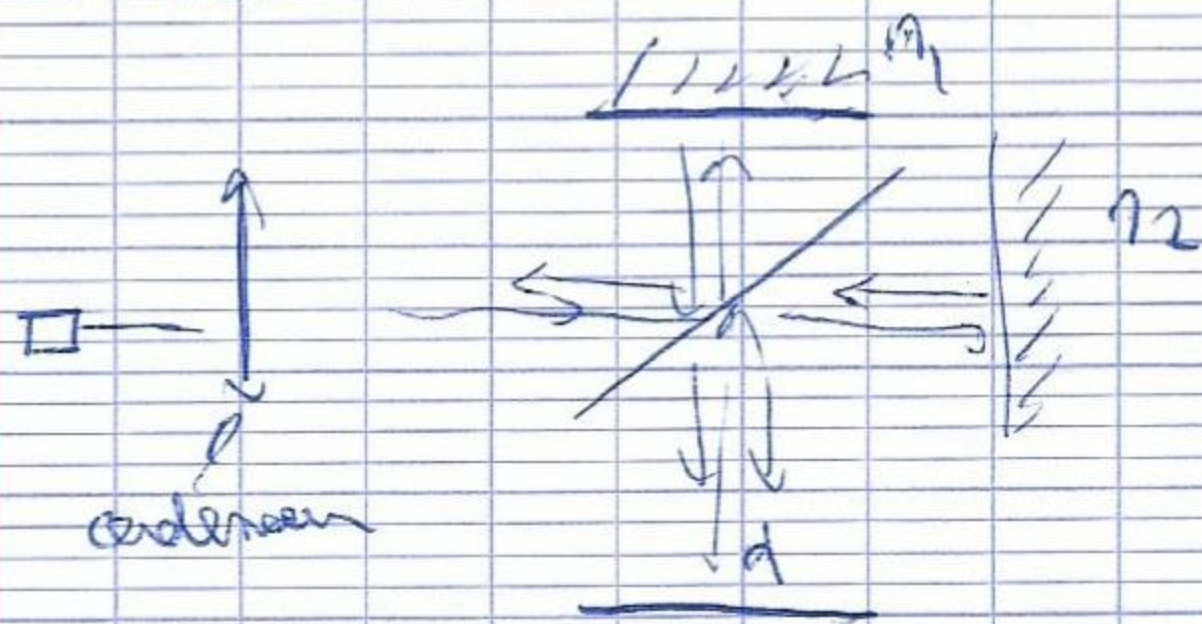
b. Fabry-Perot (Sextant p 243)

Plus délicat à mettre en œuvre et moins complet.

En lumière parallèle, avec un Fabry-perot de longueur variable on peut observer les modes d'un laser

Si le laser est spectralement fin, on peut déterminer la finesse du Fabry-Perot et déduire son pouvoir de résolution

Michelson



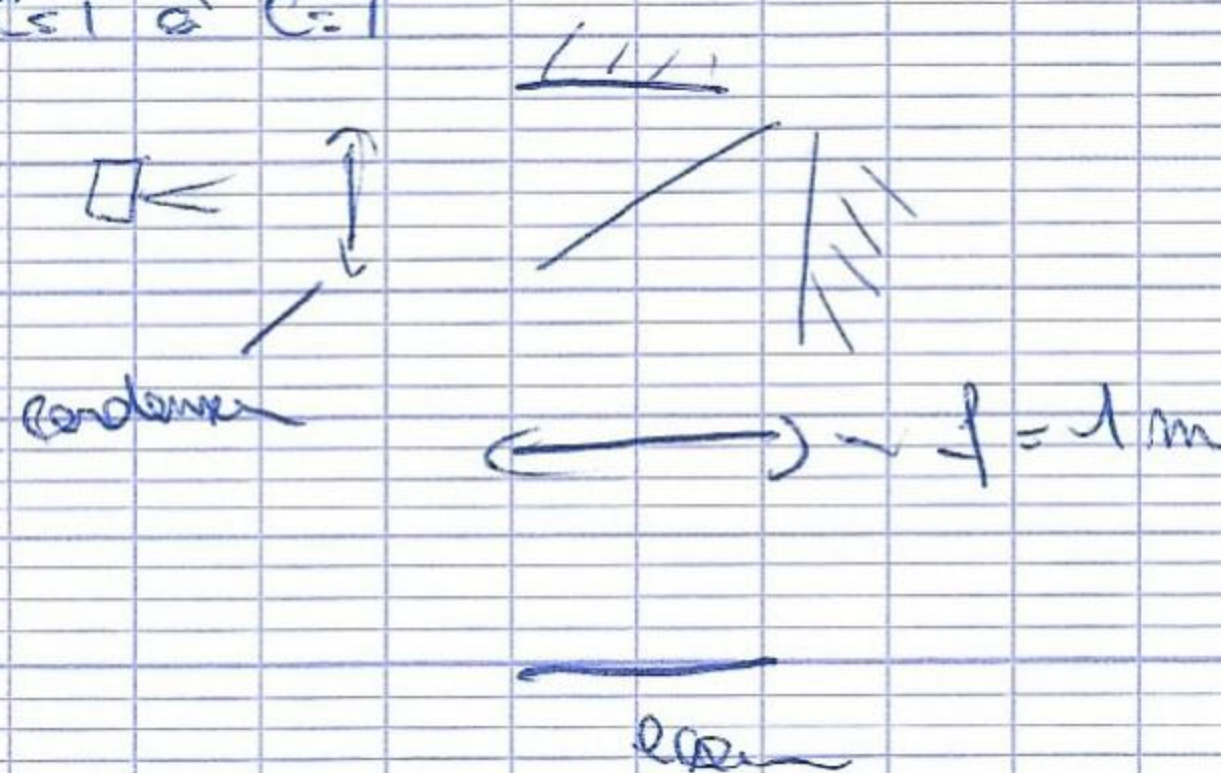
bon replan : et faut faire séparer les pts les plus lumineux
 on peut mettre une lentille microscope pour passer beaucoup plusieurs angles i

car les anneaux sont $\alpha = \frac{f'}{i}$
 \uparrow i d

plus on voit 

on voit replan e jusqu'à avoir des traits droits (n_2) → on est au coin d'un
 on voit en replan l'angle = pour cela on change d'angle pour avoir l'interférence maximale
 → Michelson replan.

Avec un doublet jaune on peut voir Δd entre les d → en regardant quand on
 passe de $C=1$ à $C=1$



frange au d'air localisé à $f' \infty$ source //
 cercle au d'air  angle incidence \neq

En l'air d'air \rightarrow de on $C=1$

$$\begin{cases} p_1 = \frac{\rho}{\rho_1} \\ p_2 = \frac{\rho}{\rho_2} \end{cases}$$

$$\rho_1 = \rho_2 \Rightarrow \rho \neq f(d)$$

destructif grand $p_2 - p_1 = \frac{1}{2} = \rho \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right)$

$$\Rightarrow 1 = \rho \left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 \rho_2} \right)$$

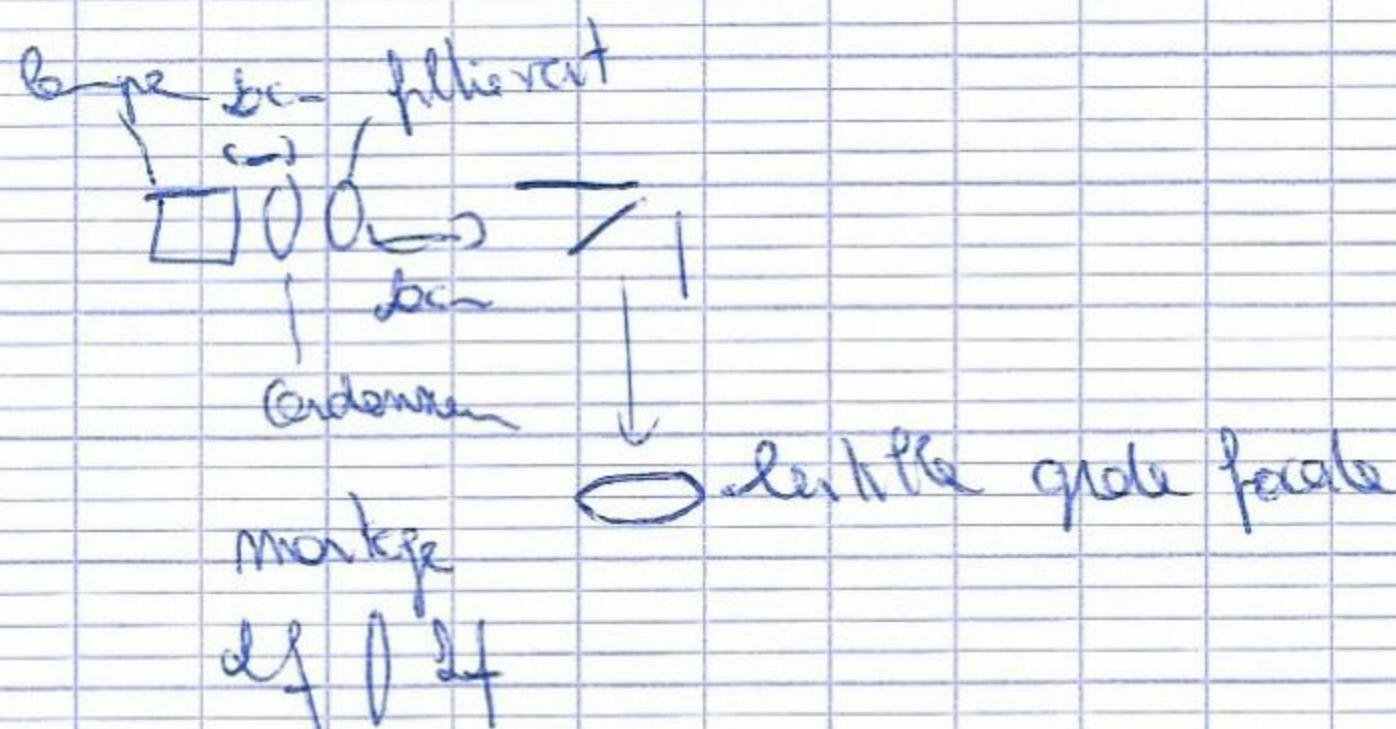
$$\Rightarrow \frac{\rho_1^2}{\rho_2} = \Delta d$$

on connait d_1 et d_2

\rightarrow on mesure e

$\rightarrow \Delta d$

Largeur de la raie verte
 Michelson en lame d'air



On regarde les 2 points entre centaine mic et mm

$$\Delta \sigma = \frac{1}{\Delta L}$$

$$\delta = \Delta \sigma = 2 \Delta \alpha$$



ici 27,81

27,31 $\Delta \alpha = 0,5 \text{ mm}$

$\delta = 1 \text{ mm}$

$$\Delta \sigma = \frac{1}{\Delta L} = 0,5 \text{ mm}^{-1} \rightarrow 500 \text{ m}^{-1}$$

$$\Delta \sigma = \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \quad \text{on sait que } \lambda_{\text{vert}} = 530 \text{ nm}$$

$$\rightarrow \Delta \lambda = \lambda^2 \times \Delta \sigma$$

$$= (530 \cdot 10^{-9})^2 \cdot 500$$

$$= 281 \cdot 10^{-15} \cdot 500$$

$$= 140 \cdot 10^{-12} \approx 0,14 \text{ nm}$$

typique haute
 précision

largeur précision au moins 0,01 nm

Michelson

Pour trouver le $\Delta \lambda$ d'un doublet

$$I_1 = I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_1} \delta\right) \right)$$

$$I_2 = I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_2} \delta\right) \right)$$

$$I = 2 I_0 \left(1 + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_1} \delta\right) + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_2} \delta\right) \right)$$

$$I = 2 I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi \delta}{d_{\text{moy}}}\right) \cos\left(\frac{2\pi \delta \Delta \lambda}{2 \lambda^2_{\text{moy}}}\right) \right)$$

interf.

enveloppe

on a $\cos\left(\frac{2\pi \delta}{d}\right)$

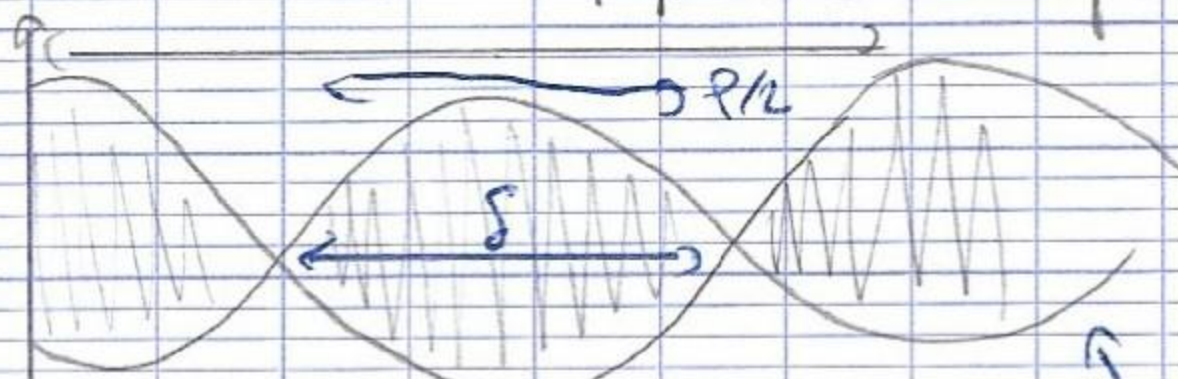
$$d = \frac{2 \lambda^2_{\text{moy}}}{\Delta \lambda}$$

d est la distance entre 2 cercles jaunes et mesurée sur le mobile

$$\frac{d}{2} = \frac{\lambda^2_{\text{moy}}}{\Delta \lambda}$$

on a $\delta = d e$
↑ épaisseur du chap

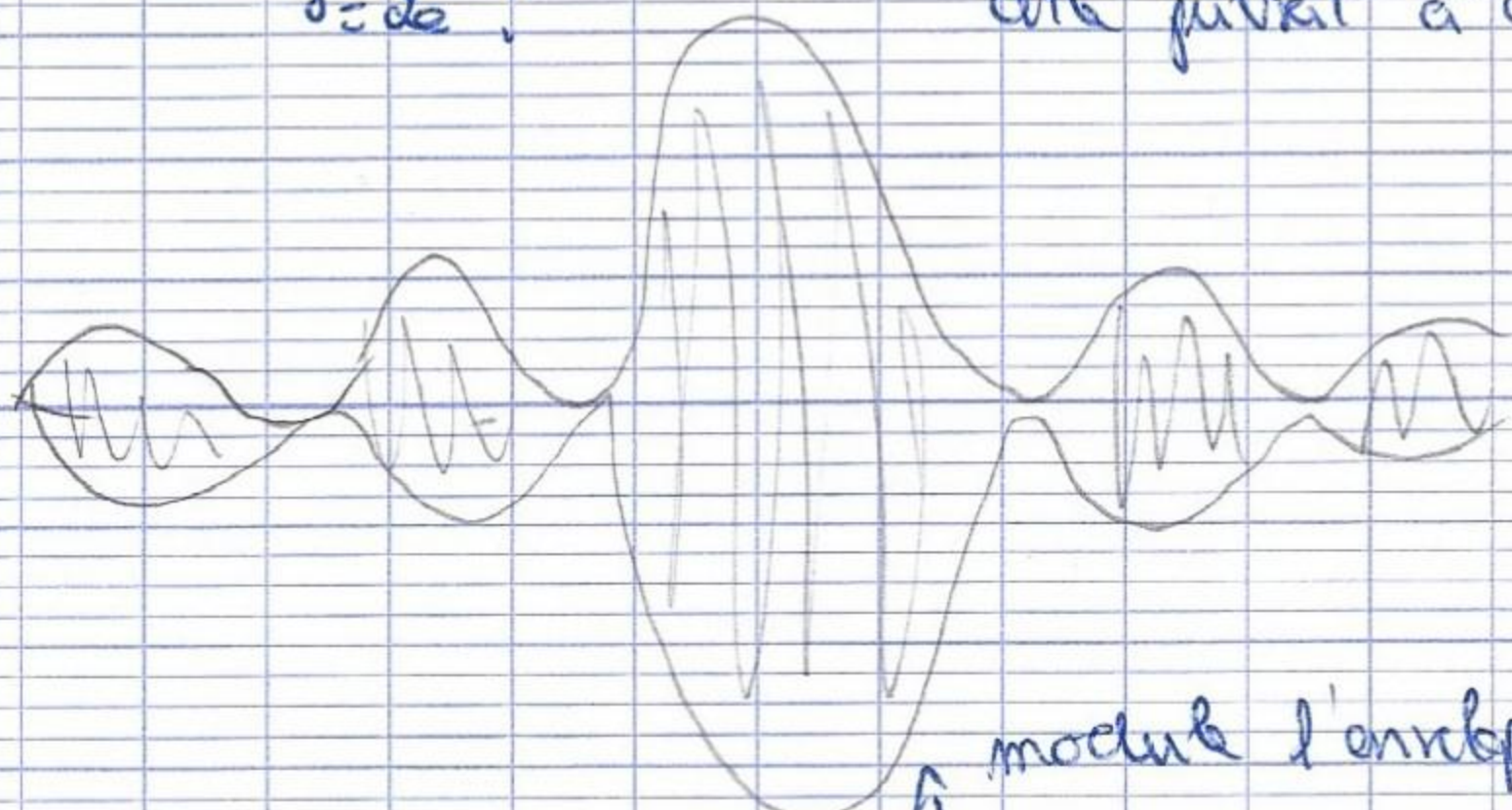
f - période entre plusieurs min !



$\delta = d e$!

cette pulsation a l'amplitude ent

en fait →



module l'enveloppe

$$I = \frac{I_0}{\delta \nu} \int_{\nu_0 - \frac{\delta \nu}{2}}^{\nu_0 + \frac{\delta \nu}{2}} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi \delta \nu}{c}\right) \right) d\nu \quad \text{ici } \left. \begin{array}{l} 28,05 \text{ nm} \\ 27,76 \text{ nm} \end{array} \right\} 0,29 \text{ nm}$$

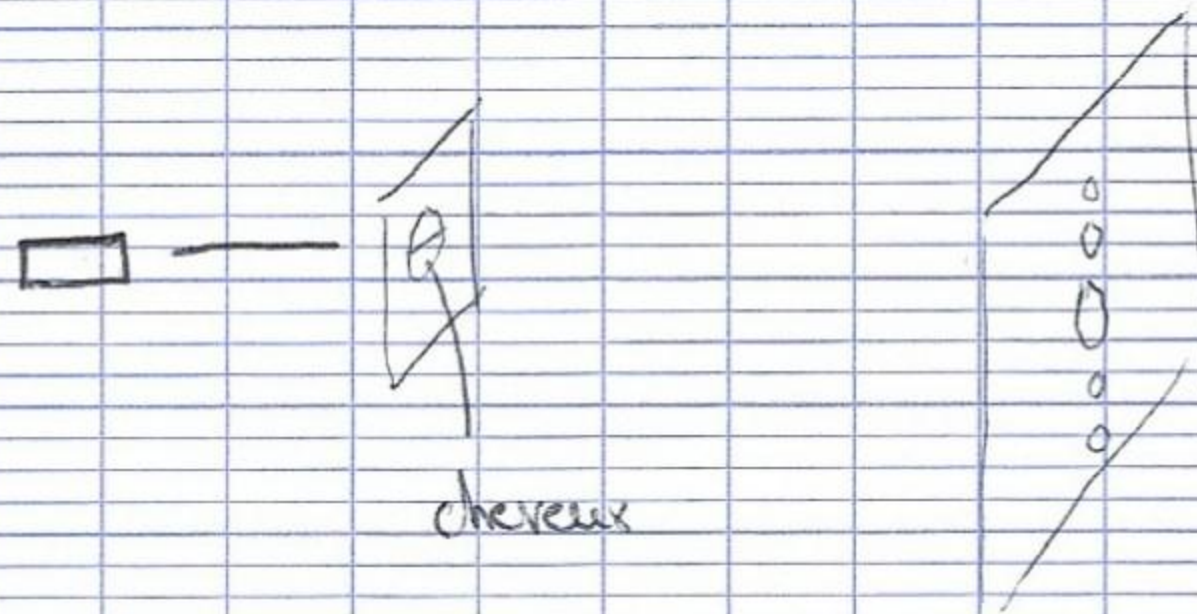
→ $\frac{f}{2}$

Sodium $d_{\text{moy}} = 589 \text{ nm}$ $\Delta \lambda_{\text{th}} = 0,6 \text{ nm}$

$$\rightarrow \frac{p}{2} = \frac{d_{\text{moy}}}{\Delta \lambda} = 280,29 \text{ nm}$$

$$\Delta d_{\text{sep}} = 0,58 \text{ nm} \rightarrow \text{OK} !$$

mesure epaisseur cheveux fawcett



$\frac{D}{L}$ mesure de la
tache centrale

- d = diameter du cheveu
- λ longueur d'onde
- L distance cheveux écran (5,40 m)
- D largeur de la tache centrale

$$\frac{D}{L} = \frac{2\lambda}{d}$$

(m de tache)

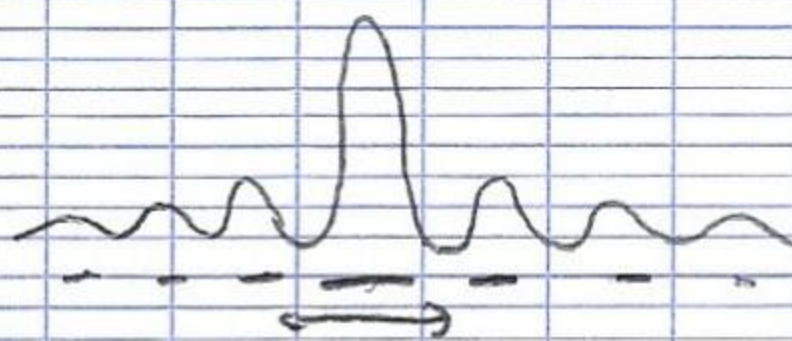
Loi de Bragg $2d \sin \theta = n \lambda$ (angle de Bragg (demi angle de deviation))

\uparrow distance interstratificale
 \uparrow ordre de diffraction

4 taches = 17,2 mm

dans une fente signal envoyé $I = I_0 \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi p}{\lambda D} a \right)$

p largeur de la fente
 $\text{sinc}(a) = \frac{\sin(a)}{a}$



$\frac{2\lambda D}{e} =$ largeur tache centrale

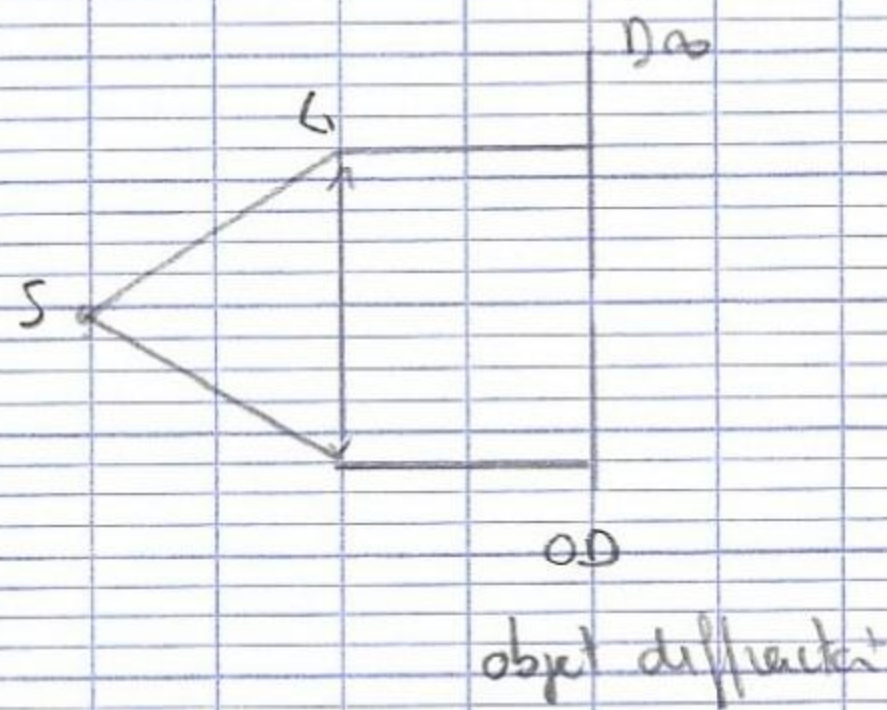
ici pour 3 taches (4) $\rightarrow d = 63,8 \text{ nm}$
 $\rightarrow d = 79,5 \text{ nm}$

Avec le palmer $\sim 70 \text{ nm}$

Montage

Diffact° de Fraunhofer

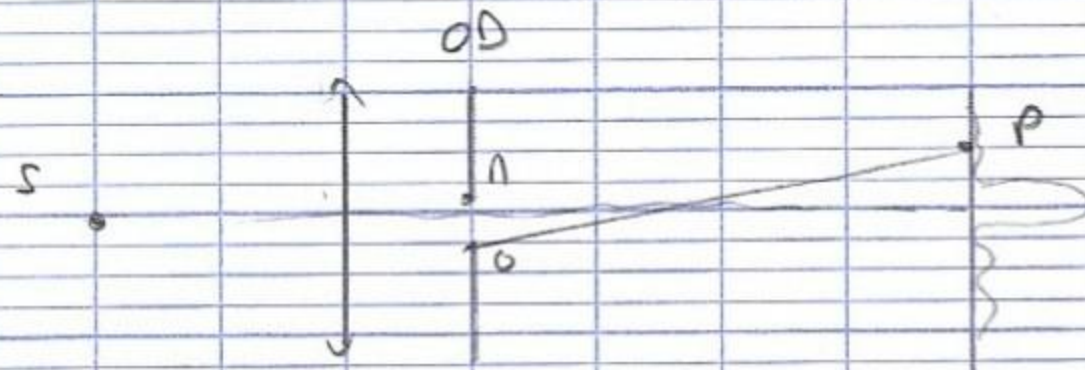
Fraunhofer exact



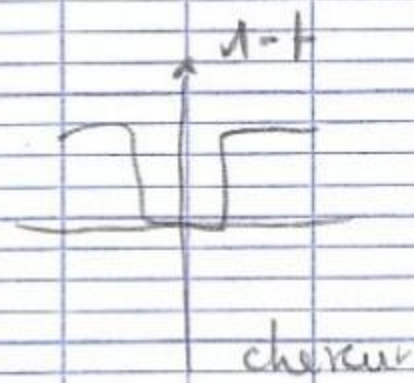
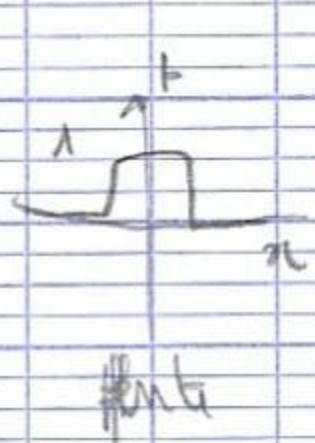
$\lambda \rightarrow q_x$ freq spatiale
 $q = q_x \lambda$ on mesure
 mesure de la tache (m)
 $\rightarrow q_x$ freq spatiale m^{-1}
 $I(q_x) = | \int e^{iq_x x} t(x) dx |$
 $\sim f(\omega) = \int e^{i\omega t} f(t) dt$

Fraunhofer pratique

$D \gg L_2$ diffact° au vis. moy de l', moy géométrique de la source

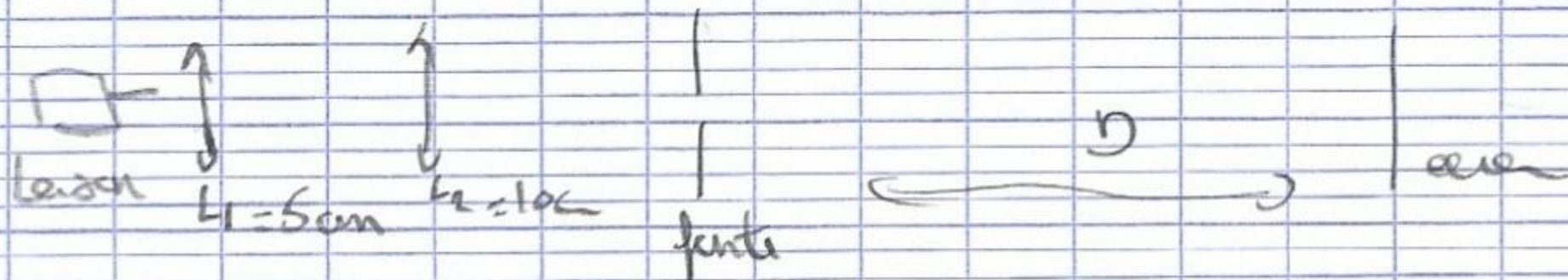


Babinet



$$TF[1-f(x)] = \underbrace{TF[1]}_{\delta(q_x)} - TF[f(x)]$$

On a fait Fraunhofer exact



Il faut conjuguer la source au l'ecran pour L_2
 positionner le de telle sorte à avoir un pt net sur l'ecran
 → on fait nette la fente

Laxe source $\infty \rightarrow L_1 \rightarrow$ pour avoir source virtuelle

$$\frac{f}{2} = \frac{dD}{a}$$

En condit° de Fraunhofer on bougeait la fente l'image de source pas

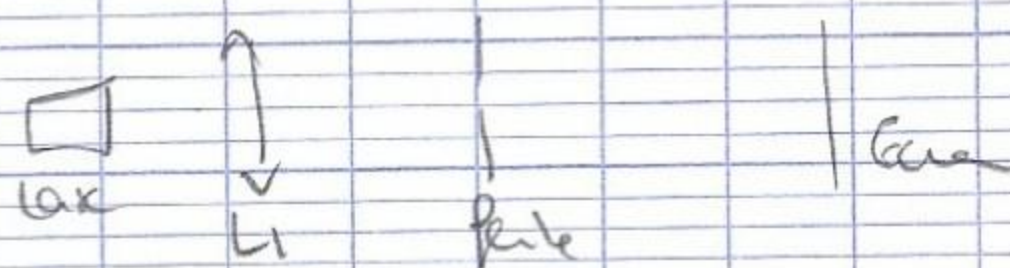
$$D = 2,85 \text{ m}$$

$$\lambda = 632,8 \text{ nm}$$

$$f = 3,6 \text{ cm} \quad \frac{f}{2} = 1,8 \text{ cm}$$

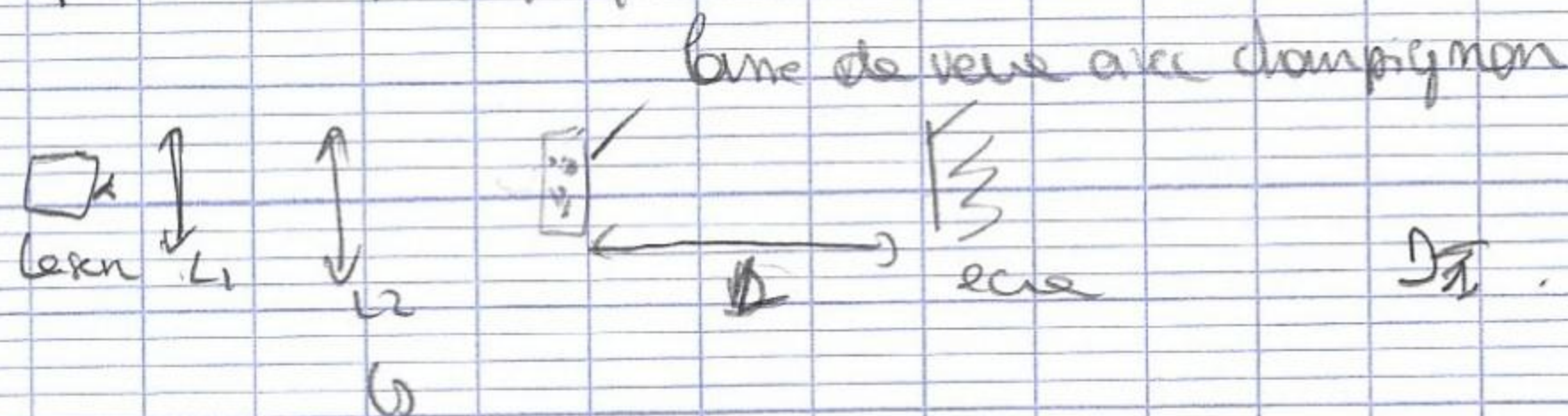
$$a = \frac{D f}{2 \lambda} \approx 0,1 \text{ mm}$$

Condit° de Fresnel distance finie pour source et ecran



en bougeant fente → image bouge

Diffra° par un disque opaque



On voit sur l'ecran la tache d'Airy (sans au centre)

$$D = 86 \text{ cm}$$

On mesure diametre des cercles noirs

$$D_1 = 3 \text{ cm}$$

$$D_2 = 5 \text{ cm}$$

$$D_3 = 7,2 \text{ cm}$$



$$\frac{D_1}{2} = \frac{1,12 d L}{d} \quad L = 66 \mu\text{m}$$

diamètre du spire (30 ~ 35 μm)

$$\frac{D_1}{2} \times \frac{d}{dL} \approx 1,27 \rightarrow \text{pas mal pour le 1^{er} cercle a doit avoir 1,12}$$

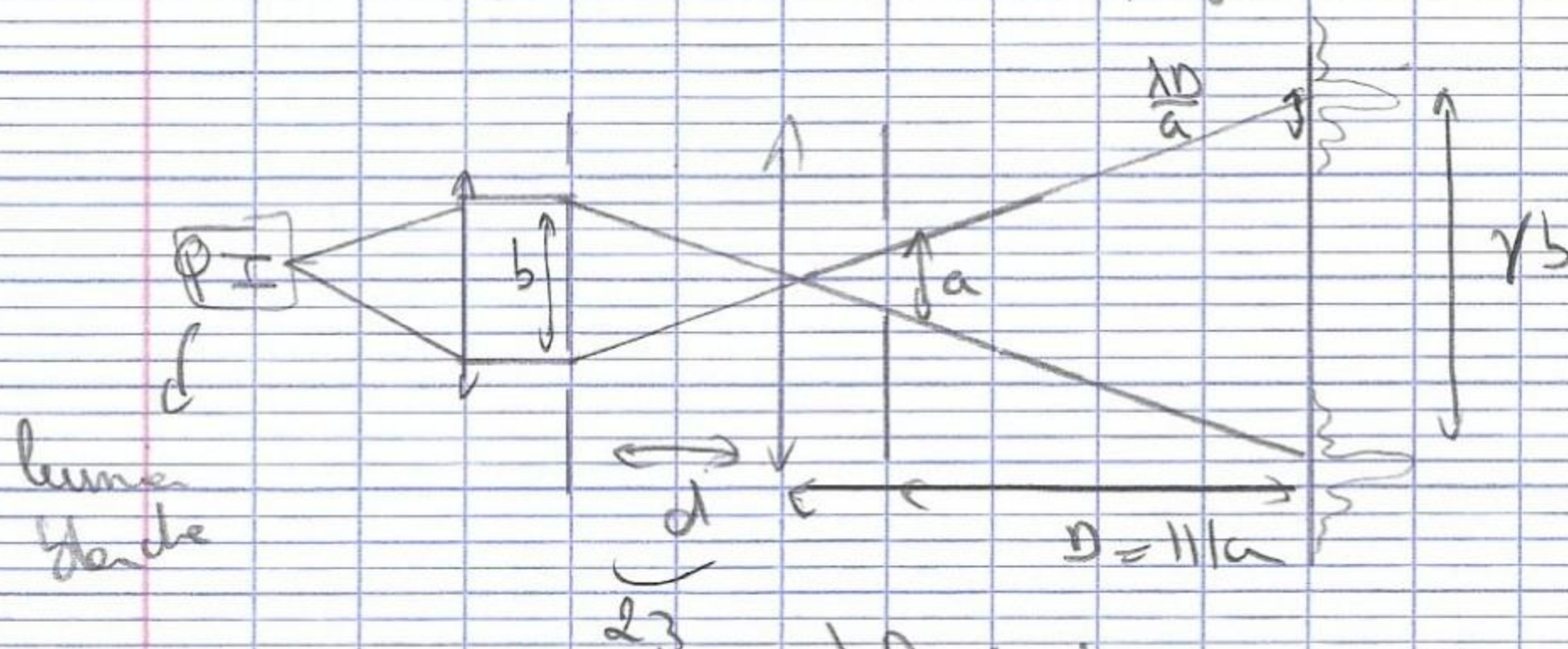
pour $\frac{D_2}{2} \times \frac{d}{dL} \approx 2,12$ on doit avoir 2,13 \rightarrow ok

pour $\frac{D_3}{2} \times \frac{d}{dL} \approx 3,05$ on doit avoir 3,23 théorique

on peut comparer les rapports pour entrer l'axe sur d, L, d

Pour un de resolu^o = critère de Rayleigh

3 fets
on fait le res sur les 3 fets



$$\frac{dD}{a} < \gamma b \quad \gamma = \frac{D}{d} \text{ pondération}$$

On prend 3 fets de γ (0,5; 0,3; 0,2 mm)
 $\gamma = 4,8$
 $b =$ base de la bifet

$$\text{on } \frac{dD}{a} = \gamma b \text{ on prend plus sur}$$

on change l'épaisseur fets simple

jusqu'à ce qu'on voit plus sur

$$\rightarrow \text{on a } a = \frac{dD}{\gamma b} = 0,61 \text{ mm}$$

530 mm
111 μm
4,8 \rightarrow 0,6 mm

on trouve en faisant la fets
 $a \approx 0,6 \text{ mm} \rightarrow \text{OK}$

Montage DIFFRACTION DES ONDES LUMINEUSES

contact : pierre.lombardo@univ-amu.fr

1 Introduction

Un aspect essentiel de ce montage est de comprendre la différence entre la diffraction de Fraunhofer et celle de Fresnel (voir les rapports de jury). Les propriétés de la diffraction de Fraunhofer (issues de celles de la transformée de Fourier) sont aussi à montrer en détail. Les expériences doivent être faites parfois avec un laser mais pas seulement : utiliser aussi une source de lumière blanche (quartz-iode) éclairant un trou source à travers un condenseur. Les concepts de fréquences spatiales (pour le filtrage) ainsi que le critère de Rayleigh pour le pouvoir de résolution doivent être clairement exposés.

Rapport de jury 2016 : La différence entre diffraction de Fraunhofer et diffraction de Fresnel doit être connue, et on doit s'assurer que les conditions de Fraunhofer sont remplies si l'on utilise les formules associées. Attention aux expériences de filtrage spatial qui sont souvent mal comprises. La détermination de la taille d'un fil ou d'un cheveu est d'autant plus intéressante que la valeur mesurée peut être comparée à une valeur tabulée ou mesurée par une technique complémentaire. Le jury voit trop souvent des expériences de diffraction par des fentes, généralement mal calibrées, servir à mesurer des longueurs d'ondes de lasers !

Rapport de jury 2015 : Diffraction des ondes lumineuses. La différence entre diffraction de Fraunhofer et diffraction de Fresnel doit être connue, et l'on doit s'assurer que les conditions de Fraunhofer sont remplies si l'on utilise les formules associées. Attention aux expériences de filtrage spatial qui sont souvent mal comprises. La détermination de la taille d'un fil ou d'un cheveu est d'autant plus intéressante que la valeur mesurée peut être comparée à une valeur tabulée ou mesurée par une technique complémentaire.

Rapport de Jury 2013 : Montage 8 : La différence entre diffraction de Fraunhofer et diffraction de Fresnel doit être connue, et l'on doit s'assurer que les conditions de Fraunhofer (tant sur l'onde incidente que sur le plan d'observation) sont remplies si l'on utilise les formules associées. Rappelons que les phénomènes de diffraction peuvent s'observer avec d'autres sources lumineuses que des lasers, dont le « speckle » peut parfois nuire à la précision des mesures.

Rapport de Jury 2011 : 8 Diffraction des ondes lumineuses. La différence entre diffraction de Fraunhofer et diffraction de Fresnel doit être connue, et l'on doit s'assurer que les conditions de Fraunhofer (tant sur l'onde incidente que sur le plan d'observation) sont remplies si l'on utilise les formules associées. Rappelons que les phénomènes de diffraction peuvent s'observer avec d'autres sources lumineuses que des lasers, dont le « speckle » peut parfois nuire à la précision des mesures.

Rapport de Jury 2009 : 8 Diffraction des ondes lumineuses. La diffraction de Fraunhofer est souvent évoquée sans que ses conditions d'obtention soient bien connues. Rappelons que les phénomènes de diffraction peuvent s'observer avec d'autres sources lumineuses que des lasers.

Rapport de Jury 2008 : 8 Diffraction des ondes lumineuses. Dans toute expérience d'optique, les figures sont de bien meilleure qualité quand les appareils sont convenablement alignés. Ce fut tout particulièrement le cas pour ces deux montages.

Rapport de Jury 2007 : 10. Diffraction des ondes lumineuses. Il ne suffit pas de présenter des expériences du niveau de la classe de seconde. Il existe d'autres sources lumineuses que les sources laser.

Rapport de Jury 2005 : Montage 10 : Il est souhaitable de ne pas se limiter aux sources lasers.

Rapport de Jury 2004 : Montages 9 et 10 : Dans ces montages, les mesures de largeurs de fentes mal calibrées, ou dont la largeur est donnée de manière indicative (sans indication de précision),

ne peuvent pas constituer le thème central de l'étude. Il serait illusoire d'espérer déterminer avec une précision satisfaisante la longueur d'onde d'un laser He-Ne à partir de l'analyse de la figure de diffraction par une fente, même calibrée. L'utilisation de montages avec réseaux doit être mieux maîtrisée, en évitant de confondre angles et déviations par rapport à l'ordre zéro. Les conditions de Fraunhofer, plus larges que la simple « diffraction à l'infini », gagneraient à être connues. Dans les expériences de filtrage spatial de type passe-haut, l'utilisation d'objets de phase serait certainement plus pertinente que celle d'une plume.

2 Passage quantitatif de Fresnel à Fraunhofer

Biblio : [1] page 138

Cette première expérience, très simple, est essentielle pour ce montage. Elle montre quantitativement comment on passe de la diffraction de Fresnel à celle de Fraunhofer. La source ponctuelle S est suivie de la fente diffractante puis d'un écran. Les distances avant (s) et après (d) la fente seront choisies pour que les calculs soient simples, par exemple $s = 10$ cm et $d = 1$ m. La fente doit être étalonnée de telle sorte que l'on puisse lire directement sa largeur sans avoir à en faire un image agrandie.

La manipulation consiste à estimer le terme de phase d'ordre 2 (dans le développement de la phase de la page 138 du Sextant) pour deux largeurs de fente a différentes.

- D'abord pour une fente large, loin de la diffraction de Fraunhofer, on observe sur l'écran une figure de diffraction très différente du sinus cardinal attendu dans la diffraction de Fraunhofer. On pourra par exemple choisir $a = a_1$ tel que le centre de la figure soit un minimum d'intensité. On calcule le terme de phase d'ordre 2 : $\Phi^{(2)}/2\pi = (a_1^2/\lambda s + a_1^2/\lambda d) \approx a_1^2/\lambda s$, qui doit être grand devant 1.
- Pour une fente bien plus fine $a = a_2$, on observe sur l'écran une figure proche de celle de Fraunhofer (sinus cardinal) et on trouve en effet $\Phi^{(2)}/2\pi \approx a_2^2/\lambda s \ll 1$.

Ceci montre que la diffraction de Fraunhofer correspond au cas où la phase est linéaire en x, y (coordonnées dans le plan du diaphragme diffractant). La figure de diffraction est donc la transformée de Fourier bi-dimensionnelle de la fonction de transparence $t(x, y)$ du diaphragme.

Ceci implique toute une série de propriétés de la figure de diffraction de Fraunhofer. Mais l'importance de la diffraction de Fraunhofer est surtout due au fait qu'on retrouve une phase linéaire dans presque toutes les situations de l'optique. En effet, lorsque l'on forme l'image d'un point, on retrouve le développement de la page 138 du Sextant avec $s = -d$ et ainsi tous les termes disparaissent sauf le terme d'ordre 1. On vérifiera expérimentalement qu'en prenant l'image du point S sur l'écran, une fente diffractante donne bien un sinus cardinal sur l'écran. On appelle cette situation : diffraction au voisinage de l'image géométrique de la source.

3 Propriétés de la diffraction de Fraunhofer

Biblio : [1] page 109

Dans le cas discuté ci-dessus de diffraction au voisinage de l'image géométrique de la source, avec un laser + objectif de microscope + lentille + fente + écran, on montre que :

- (P1) la figure de diffraction reste perpendiculaire à la fente source lorsqu'on tourne cette dernière.
- (P2) si on translate dans son plan la fente diffractante, la figure ne change pas.

- (P3) si on élargit la fente, la figure de diffraction se rétrécit (et inversement).
- (P4) la figure de diffraction du diaphragme complémentaire $\tilde{t}(x, y) = 1 - t(x, y)$ est identique (sauf au centre) à la figure de diffraction du diaphragme original.

Toutes ces propriétés sont les conséquences du fait que la figure de diffraction de Fraunhofer est la transformée de Fourier bi-dimensionnelle de $t(x, y)$.

4 Diffraction par un disque opaque

Biblio : [1] page 122

La plupart des diaphragmes en optique sont circulaires (trous, monture de lentille etc...). Ici on cherche à montrer à quoi ressemble la figure de diffraction de Fraunhofer d'un diaphragme circulaire. On fait cette manipulation en lumière blanche pour changer. On éclaire donc un trou source avec une QI via un condenseur. On fait l'image de ce trou sur l'écran et on dispose l'objet diffractant après la lentille.

Grâce à la propriété (P2), on pourrait envisager de faire un grand nombre de trous dans une plaque pour avoir un grand nombre de figures de diffraction qui se superposent et ainsi gagner en luminosité. Mais tous ces trous doivent être circulaires et de même diamètre ce qui pose un problème de réalisation. On contourne ce problème en utilisant la propriété (P4) : plutôt qu'un grand nombre de trous, on utilise comme objet diffractant un grand nombre de disques opaque : les spores de lycopode, qui présentent l'intérêt de ne présenter qu'une très faible dispersion sur leur diamètre.

On observe ainsi sur l'écran la tache d'Airy (sauf au centre). Pour la caractériser on mesure le rayon du premier anneau noir R et on vérifie que $\sin \theta = 1.22\lambda/d$. Ici θ est défini par $\tan \theta = R/d$. On doit retrouver que le diamètre d des spores de lycopode est de 30 à 35 μm .

5 Diffraction par un réseau

Biblio : [1] page 118

L'expérience est bien décrite dans le Sextant. On utilisera un laser He-Ne pour disposer d'une longueur d'onde connue avec précision. La difficulté principale consiste à extraire de la mesure de distance ξ (en m) sur la figure de diffraction de Fraunhofer, la fréquence spatiale q (en m^{-1}). On utilise pour cela la relation $q = \xi/\lambda d$, où d est la distance entre l'objet diffractant et l'écran. Si on utilise un *mauvais* réseau (de l'ordre de 10 ou 20 traits par mm), on peut exploiter la figure de diffraction de Fraunhofer, et remonter aux deux fréquences spatiales $q_a = 1/a$ et $q_e = 1/e$, où a est le pas du réseau et e est la largeur d'une fente du réseau.

6 Filtrage spatial : expérience d'Abbe et strioscopie

Biblio : [1] page 128

Expérience importante qui revient dans plusieurs montages (Filtrage par exemple). Elle peut être faite en lumière blanche+trou source ou avec un laser He-Ne. Ici on a deux lentilles L_1 et L_2 . Une difficulté est de comprendre que L_2 joue un double rôle :

- en effet L_1+L_2 conjugue la source ponctuelle avec le plan de Fourier (qui n'est plus sur l'écran ici, mais en avant de l'écran). C'est dans ce plan qu'on observe la figure de diffraction de Fraunhofer et qu'on peut venir filtrer les fréquences spatiales dans cette figure ;

– L_2 seule conjugue également l'objet diffractant (la grille) avec l'écran.

Le choix de la grille est primordial ici. Elle doit être assez fine pour bien diffracter et pour qu'on puisse venir filtrer les fréquences spatiales avec une fente dans le plan de Fourier. Mais elle doit être assez grosse pour qu'on puisse en faire une image par L_2 bien visible sur l'écran.

En filtrant avec une fente verticale on ne laisse passer que la fréquence spatiale $q_x = 0$, tandis qu'on laisse passer toutes les fréquences spatiales q_y . On a donc un passe-bas sur x et un passe-tout sur y . L'image de la grille s'en trouve altérée : on ne voit plus que les lignes horizontales (variations de la fonction de transparence $t(x, y)$ en fonction de y seulement puisque les fréquences q_y sont conservées. Par contre, $t(x, y)$ ne varie plus par rapport à x puisqu'on n'a plus que la fréquence spatiale nulle $q_x = 0$).

L'expérience sur la strioscopie est très similaire à celle d'Abbe. La différence principale est le filtrage : on n'utilise plus une fente mais un petit disque opaque pour retirer les fréquences spatiales nulles sur x et sur y . On a donc un passe-haut sur x et sur y , c'est à dire qu'on retire la composante continue de l'image. On n'aura de la lumière sur l'écran uniquement dans les zones où $t(x, y)$ varie. Comme objet diffractant, on peut prendre une lame de verre de microscope sur laquelle on dépose son empreinte digitale. Par strioscopie, seule l'empreinte devient lumineuse, sur fond noir.

7 Pouvoir de résolution : critère de Rayleigh

Biblio : [1] page 135

On éclaire une bi-fente (écart entre les fentes b) et on en forme l'image sur un écran par une lentille (grandissement γ de l'ordre de 10) à laquelle on a accolé une fente étalonnée de largeur a . Le but est de montrer quantitativement que la diffraction limite le pouvoir de résolution des instruments d'optique. Ici l'instrument est l'ensemble lentille+fente et on dégrade à loisir son pouvoir de résolution en réduisant la largeur de la fente.

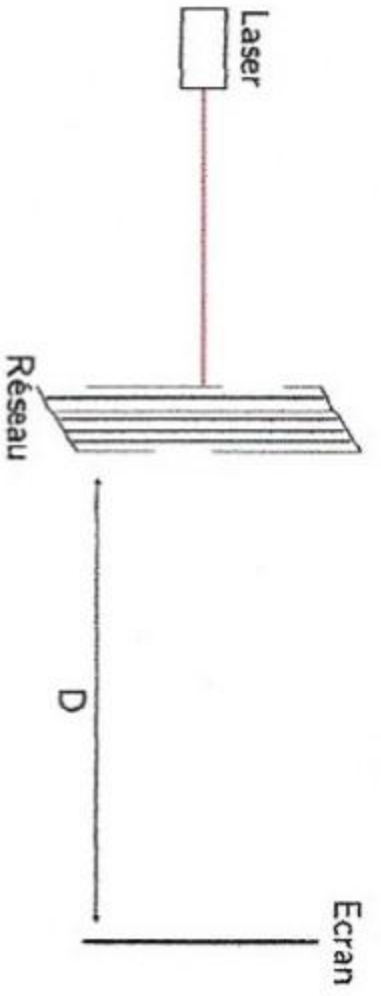
Sur l'écran, l'écart entre les images des deux fentes est γb (de l'ordre de 2, 3 ou 5 mm suivant la bi-fente choisie). On vérifie que la perte de résolution survient lorsque la diffraction est suffisante. En effet, l'image de chaque fente (composant la bi-fente) est un sinus cardinal sur l'écran. La demi-largeur du pic central est $\xi = \lambda d/a$ où d est la distance entre la fente diffractante et l'écran. Si on considère chaque fente composant la bi-fente comme une source ponctuelle, on est en effet dans les conditions de Fraunhofer puisqu'on observe la diffraction au voisinage de l'image géométrique de la source. On vérifie pour plusieurs valeurs de b , que la bi-fente n'est plus résolue dès que a est tel que $\lambda d/a = \gamma b$ ce qui confirme que la diffraction est bien à l'origine de cette limitation du pouvoir de résolution.

Références

[1] Sextant *Optique expérimentale*

MANIP : diffraction par un réseau

Détermination de la longueur d'onde d'un laser



Soit a l'espace entre les fentes. Il faut avoir $D \gg a$. Le déphasage entre deux motifs voisins vaut :

$$\phi = \frac{2\pi a}{\lambda_0} (\sin(\theta) - \sin(\theta_1)) \quad (18)$$

incidence normal $\theta_1 = 0$, pour cela il faut se référer au maximum de déviation : tourner le réseau jusqu'au point où on est au minimum. On sait de plus :

$$\delta = p/\lambda \text{ et } \phi = 2\pi\delta/\lambda$$

Ainsi en incidence normale on a :

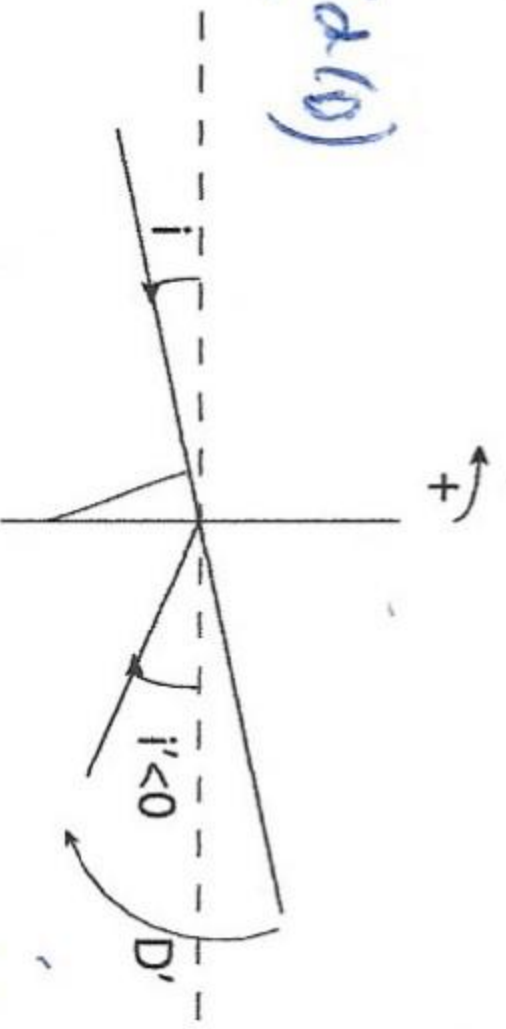
$$\sin(\theta) = p\lambda/a$$

$$d = 19,3 \mu\text{m}$$

$$D = 114,2 \text{ cm}$$

$$\Rightarrow D' = a \tan(\alpha/2)$$

$$D' = 9,60^\circ$$



$$k \leq 1$$

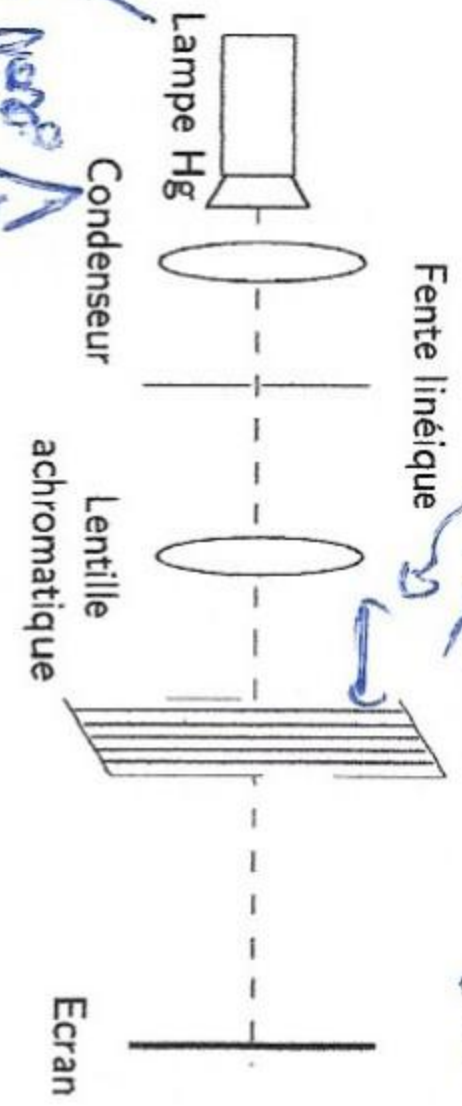
Soit $D' = i' - i$, alors $dD' = 0$ et $di = di'$. Soit :

$$\lambda = 535 \text{ nm}$$

Connaissant la distance entre l'écran et le réseau et la distance entre deux points successifs d on peut en déduire $\tan(D') = d/D$. Ainsi on en conclue sur la longueur d'onde du laser connaissant le pas du réseau a .

Soit $a = 532 \text{ nm}$ on voit même à l'ordre 2 on doit faire le min de déviation

Spectroscopie par réseau : doublet du mercure



On sait que :

$$k\lambda = -a \sin(i'), \text{ car incidence normale}$$

$$d\lambda = -a \cos(i') di'$$

$$di' = \delta/D$$

avec δ distance entre les deux longueurs d'ondes du doublet du mercure λ_1 et λ_2 . Alors :

$$\Delta\lambda = a \frac{\delta}{D} \cos(i') \quad (19)$$

car on est au min de déviation

on doit faire l'image de la lentille sur l'écran pour mettre le réseau

avec $\delta = \frac{D \sin(i')}{2}$

$$\tan(i') = \frac{opp}{adj}$$



$$\tan(i') = \frac{opp}{adj}$$

avec $\delta = 2 \text{ mm}$

$$D = 125 \text{ cm}$$

$$\delta = 2 \text{ mm}$$

$$a = 1,54 \text{ nm}$$

$$\Delta\lambda = \frac{1}{2} a \frac{\delta}{D} \cos(i')$$

$\Rightarrow i' = 80^\circ$

Le min de déviation jusqu'à être au 1er ordre

\rightarrow D effet du réseau au point aligné

Montage de Spectrométrie optique

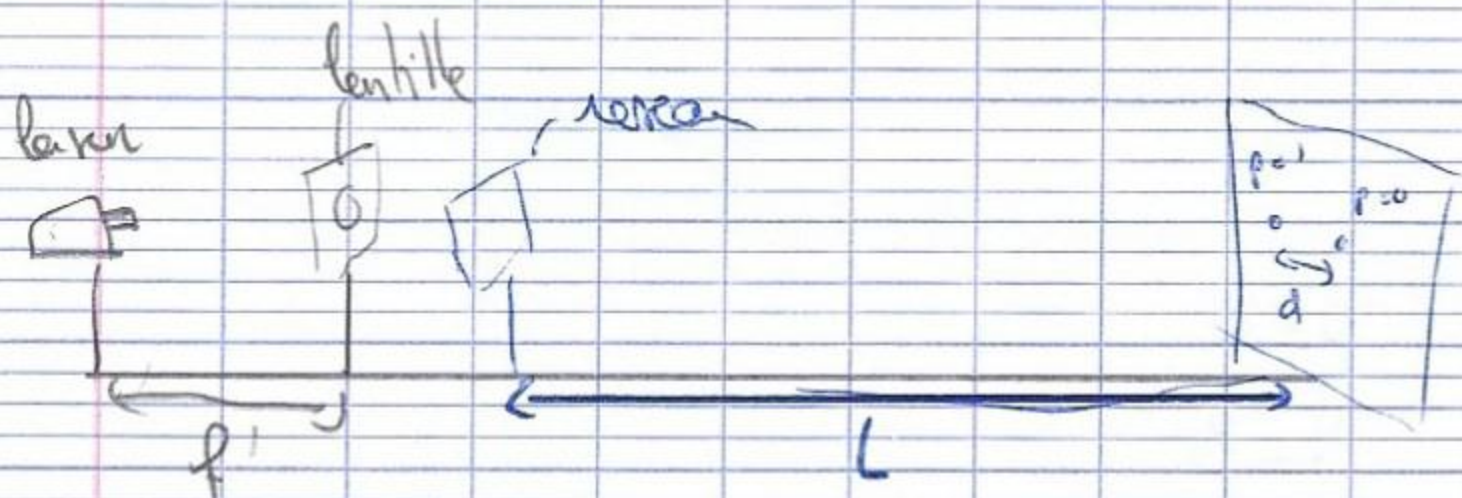
$$\text{On a } \sin \theta_k - \sin \theta_i = \frac{p \lambda}{a} \quad \text{à la par de réseau } p \text{ l'ordre}$$

Déterminat° de λ

↳ soit en incidence normale

$$\theta_i = 0$$

$$\rightarrow \sin \theta_k = \frac{p \lambda}{a} \quad \text{avec } 314 \text{ t/mm} \\ \text{à l'ordre } p = 1$$



$$L = 120 \text{ cm}$$

$$d = 21,5 \text{ nm}$$

$$\sin \theta_k = \frac{21,5}{120} \quad \theta_k = 10,15^\circ$$

$$p = 1$$

$$a = \frac{1}{314} \cdot 10^{-3} = 3,2 \cdot 10^{-6}$$

$$\Rightarrow \lambda = 561 \text{ nm}$$

pour un autre réseau $p=1$ avec $8,7 \text{ t/mm}$ en diminuant a , la distance entre les ordres ↓

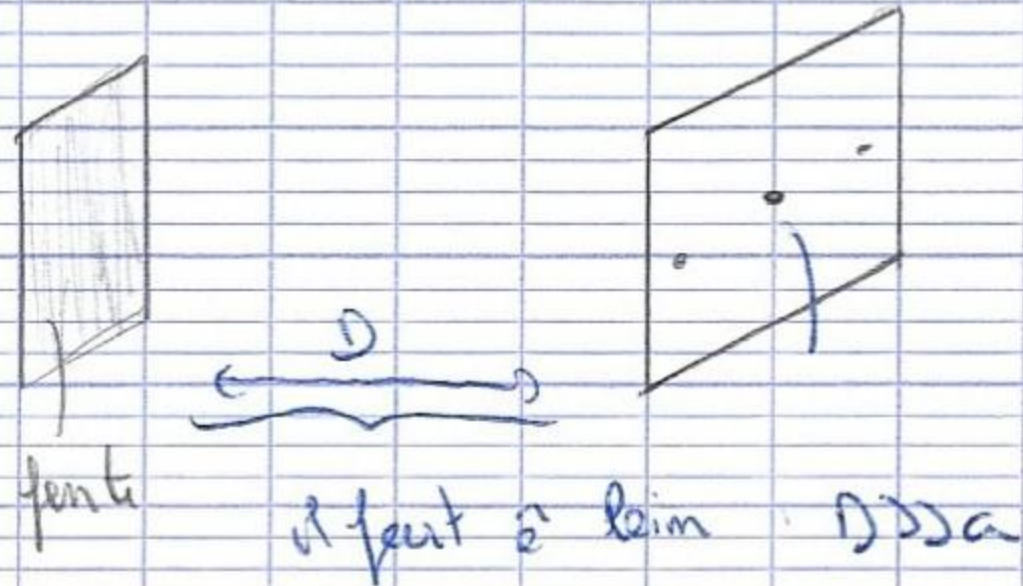
$$\rightarrow \theta_k = 0,28^\circ$$

$$a = 115$$

$$\rightarrow \lambda = 573 \text{ nm}$$

Montage diffusif par fente

Lase



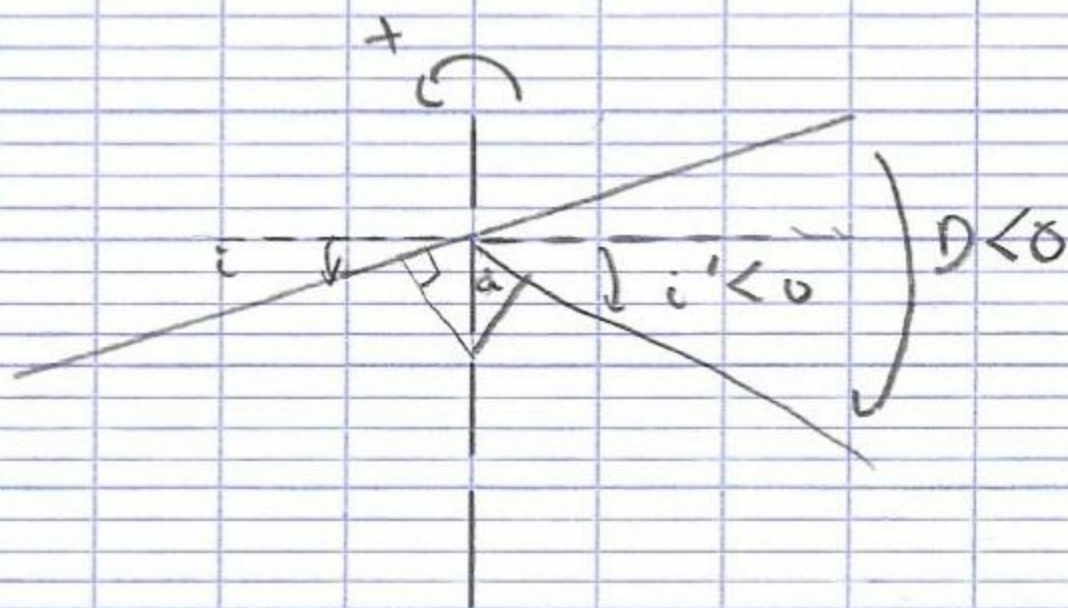
Le déphasage entre 2 motifs voisins vaut : $a = \text{espace entre les fentes}$

$$\phi = \frac{2\pi a}{\lambda} (\sin \theta - \sin \theta_i)$$

incidence normale $\theta_i = 0$

$$S = \frac{p}{\lambda} \quad \phi = \frac{2\pi p}{\lambda}$$

$$\sin \theta - \sin \theta_i = \frac{p \lambda}{a}$$



ΔD fait se mettre au minimum de densité

lorsque le rayon jusqu'au pt où on est au min

$$D = i' - i$$

$$dD = 0$$

$$di' = di$$

$$k\lambda = a \sin i - a \sin i'$$

$$k\lambda = a \sin i \cos i - a \sin i' \cos i'$$

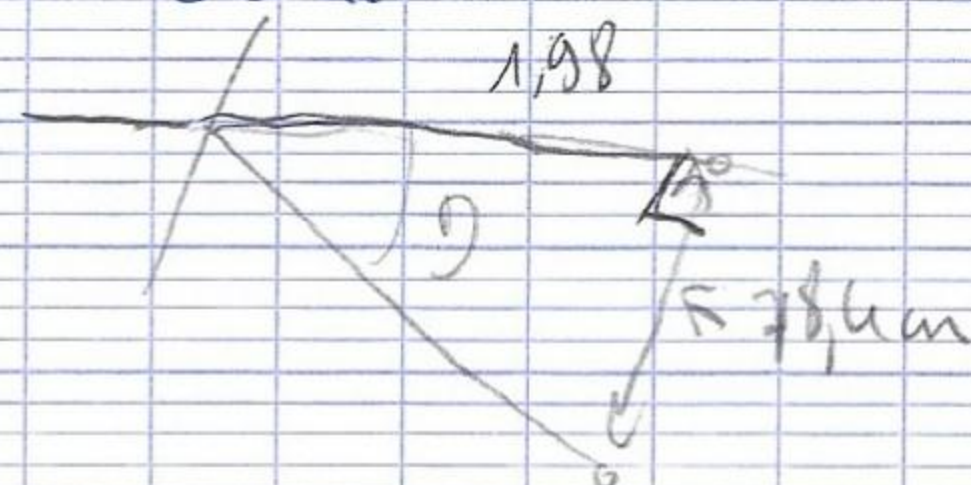
$$\cos i = \cos i' \Rightarrow i = i'$$

$$i = -i'$$

$$D = di'$$

$$k\lambda = a \sin i$$

$$k\lambda = a \sin \frac{D}{a}$$



$$\tan D = 0,305 \rightarrow D = 1,55^\circ$$

$$\rightarrow \sin \frac{D}{2} = 0,187$$

15000 fentes per inch

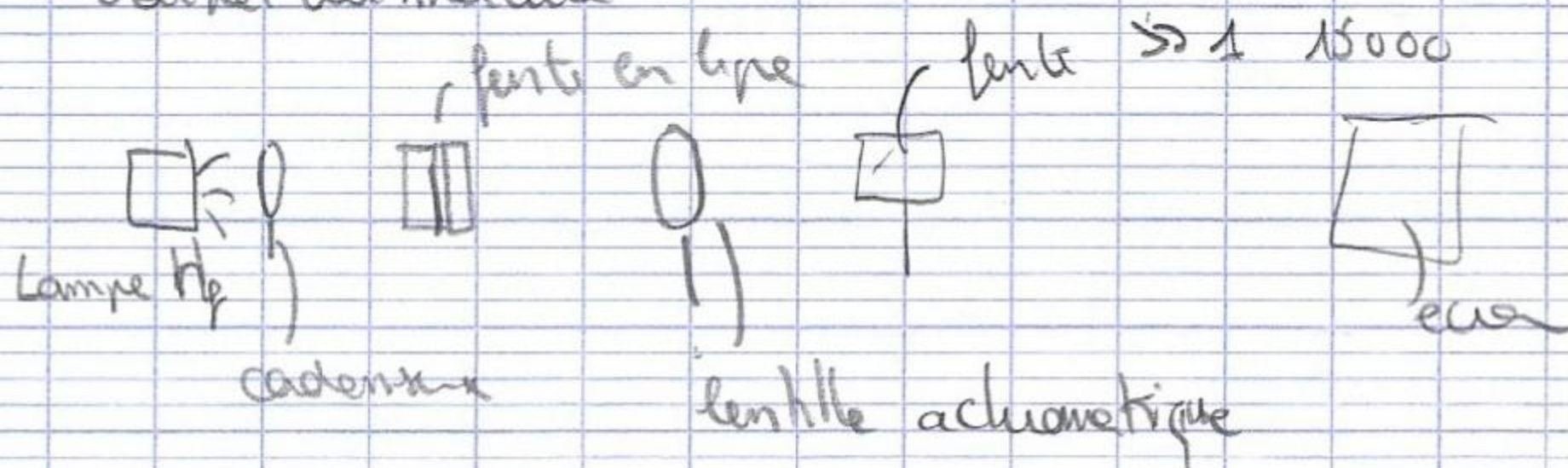
$$\rightarrow \frac{15000}{25,4} \Rightarrow 590 \text{ fentes per mm}$$

$$\rightarrow a = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

$$\Rightarrow \lambda = 633 \text{ nm}$$

Spectroscopie par réseau

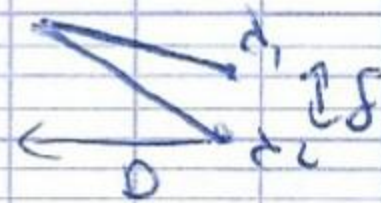
↳ Doublet du mercure



$$k\lambda = -a \sin i' \quad \text{cas incidence normale}$$

$$d\lambda = -a \cos i' di'$$

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{a \cos i' di'}{\lambda}$$

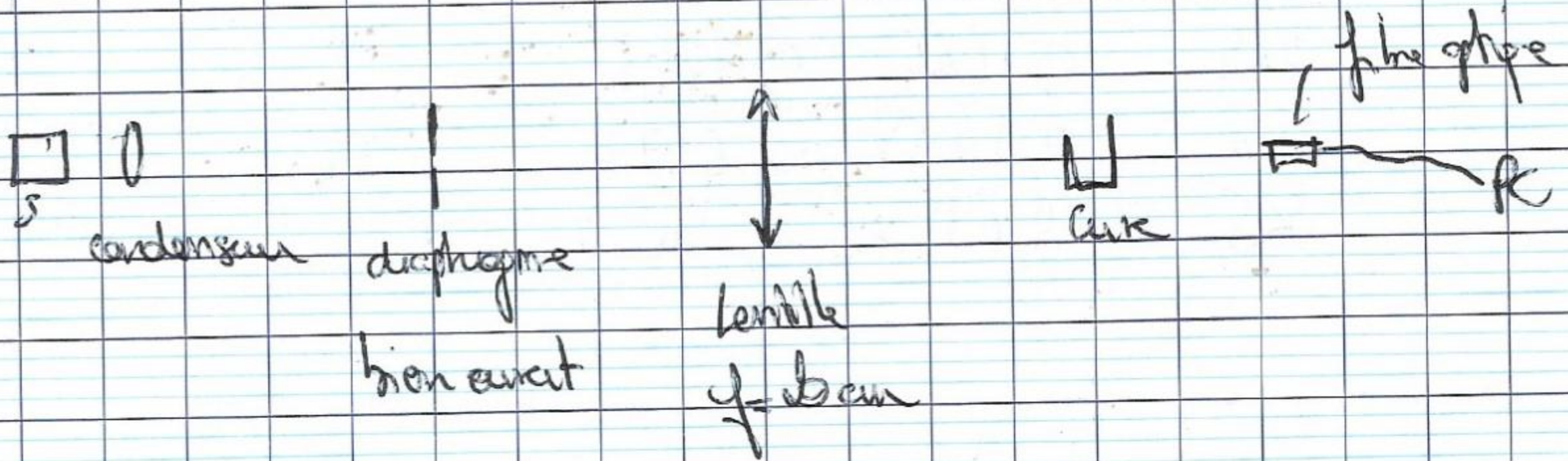


$$\Delta \lambda = a \frac{\Delta i'}{D} = \frac{1,7 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-3}}{1,7} \approx 2,5 \text{ nm} \times \cos i' \approx 2,3 \text{ nm}$$

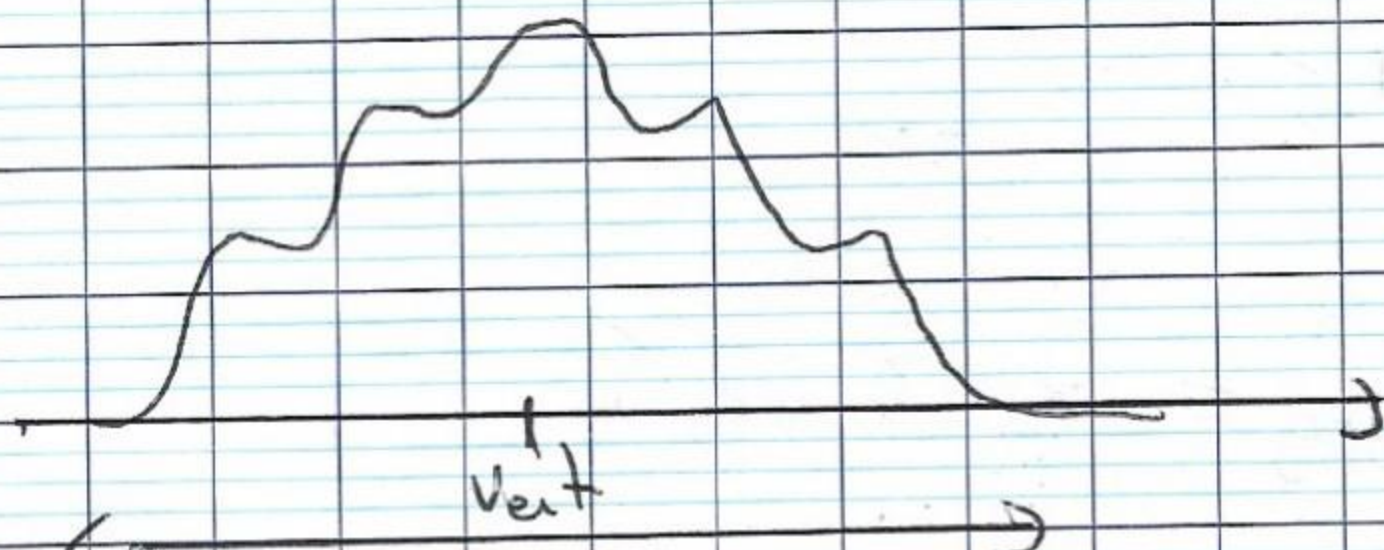
~~Synthèse oxydative~~

Plan p absorptⁿ KNO₃ p130 Différent

Montage

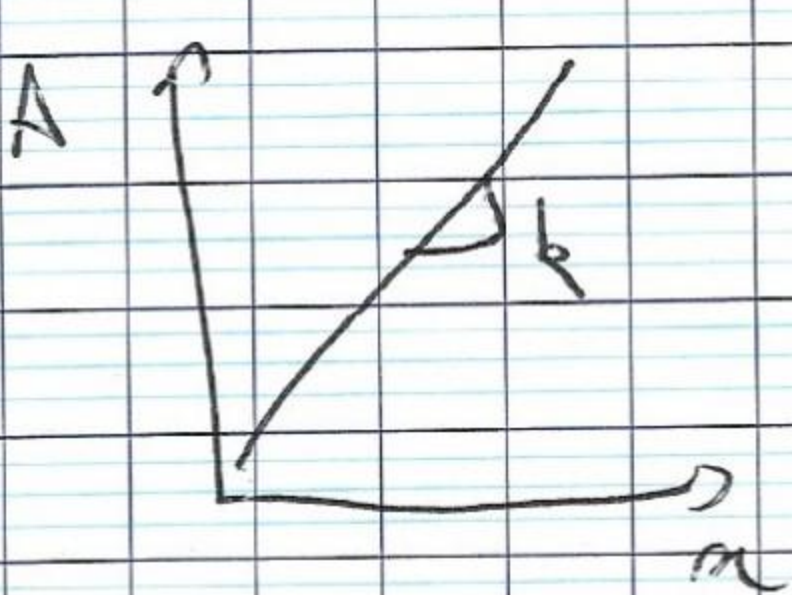


Dans un premier on fait le blanc avec une cuve remplie d'eau
 Puis on fait le mélange KNO₃ + eau
 On met la cuve et on mesure les coordonnées des pics d'absorption



on mesure avec l'optique
 $A = -\log\left(\frac{I}{I_0}\right)$

λ	cuvette 1		cuvette 2		A
	I	A	I	A	
487	0,6475	0,1848	0,4965	0,3035	a la base I fct de A $I = I_0 \exp(-ka)$
506	1,032	0,3065	0,8667	0,5633	
524	1,344	0,3137	1,164	0,836	
544	1,295	0,404	1,11	0,85	
565	0,7644	0,2237	0,589	0,528	



cuvette 1 a charge plus élevée
 cuvette 2 a charge plus basse

$$c' = \frac{c}{1,5}$$

	anel	exc ^l
↓	B	A
484	0,002	0,3
506	0,0964	0,5315
524	0,1686	0,7245
544	0,1658	0,6972
565	0,04136	0,34

para $d = 546$

$$a \text{ a } p \text{ c } \Rightarrow h = 0,014$$

$$c' \Rightarrow k = 0,009$$

$$h = \epsilon c$$

$$c' = \frac{c}{1,5}$$

h₂

$$\frac{0,014}{0,009} = \epsilon \frac{h}{h} 1,5$$

$$\epsilon \geq 1039$$

$$\epsilon = \frac{h}{c \ell}$$

$$\epsilon' = \frac{h'}{c' \ell}$$

$$\epsilon \geq \epsilon'$$

?

$$c = \frac{h}{\epsilon \ell}$$

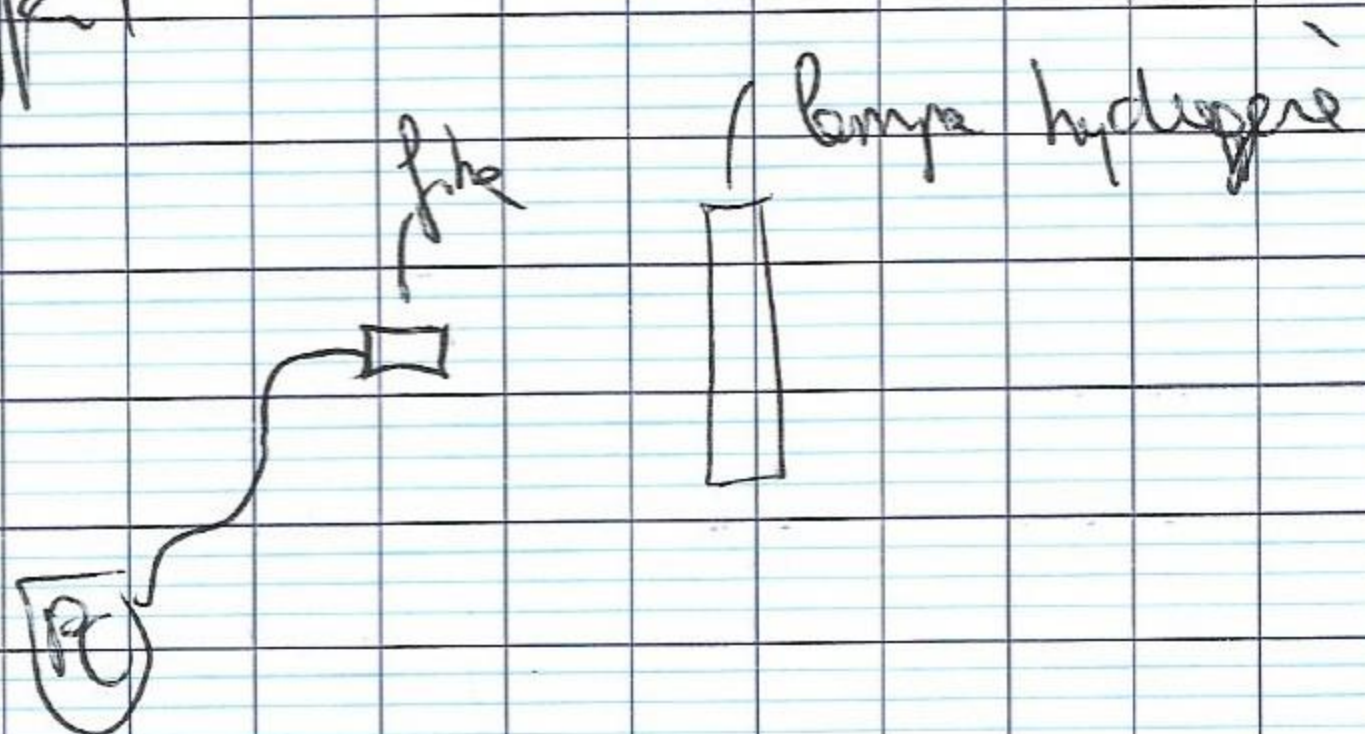
$$c' = \frac{h'}{\epsilon \ell} \times 1,5$$

?

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)^2$$

Rydberg p 134 Différent

en grand film

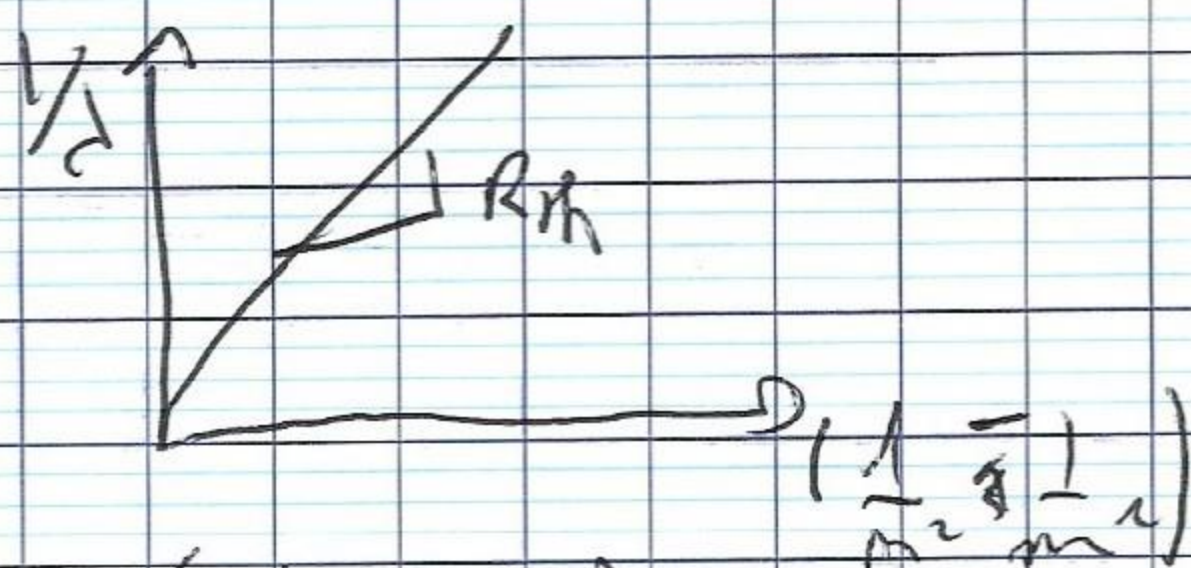


diffraction $\rightarrow \Delta d = 0,5 \text{ mm}$

$$R = \frac{d}{\Delta d} = 1000$$

a mesure les 3 pics

		m	m
λ_1	657,6	3	2
λ_2	486,5	4	2
λ_3	434,5	5	2



$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

cf de Rydberg

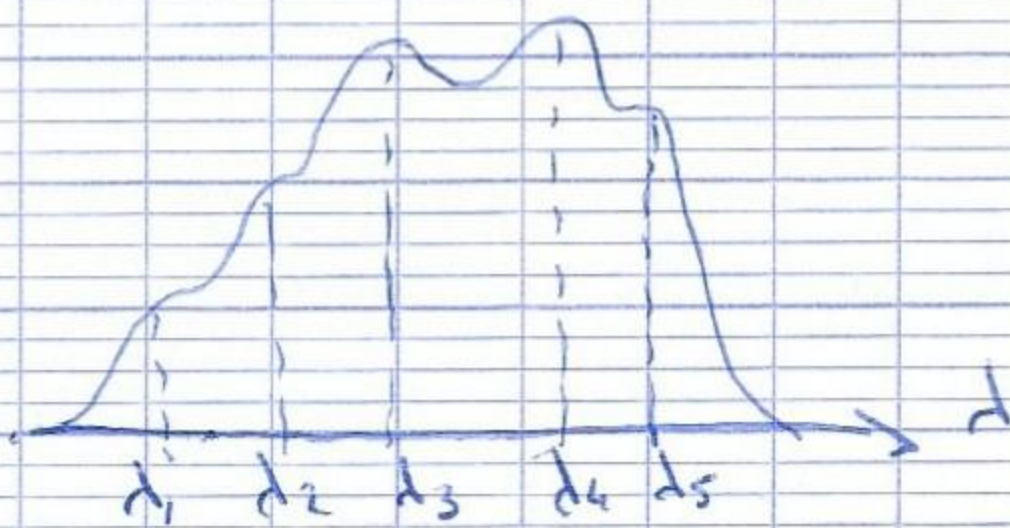
$$R_H = 109838 \text{ cm}^{-1}$$

$$R_{\text{hydrogène}} = 109677 \text{ cm}^{-1}$$

Montage absorp^{ts} KNO_3 Duffait p130



On met un grain de KNO_3 dans l'eau
 Δ à ne pas être trop concentrée



$L_1 = 2,4 \text{ cm}$

d	exp	théorie	A
1	490 mm	490	0,13
2	507 mm	507	0,25
3	524 mm	525	0,35
4	547 mm	546	0,37
5	565 mm	569	0,19

Δ Pourquoi le blanc avait change manip

$$I = I_0 e^{-\alpha L C}$$

$$L_1 = 2,4 \text{ cm}$$

Avec le logiciel on mesure

$L_2 = 7,5 \text{ cm}$

d	A
d1	0,44
d2	0,74
d3	1,029
d4	1,021
d5	0,56

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha L C}$$

$$\log\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\alpha L C$$

$$A = -\log\left(\frac{I}{I_0}\right) = \alpha L C$$

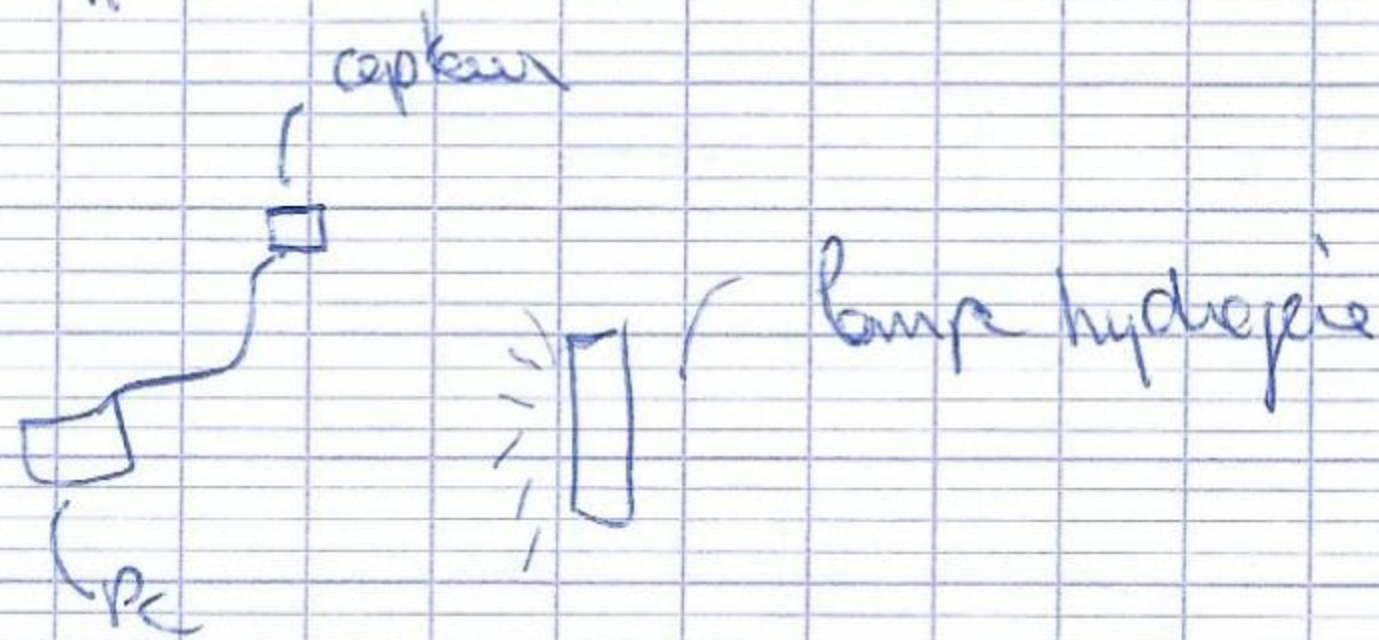
Pour une même longueur d'onde \rightarrow d'épaisseur \rightarrow de concentration \neq

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{k_1 c_1}{k_2 c_2}$$

α_1 et α_2 connus



Spectre de l'hydrogène. Mesure de la série de Rydberg
p 134 Duffait



expliquer comment marche capteur CCD spectre

On détermine qd longueurs d'onde de la série de Balmer. Dans le spectre complexe de l'hydrogène moléculaire, on reconnaît les séries H_α (λ = 656,3 nm, m = 3) et H_β (λ = 486,1 nm, m = 4)

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Série de Balmer m = 2 $R_H = 109677 \text{ cm}^{-1}$

des émissions dans le visible

H_β = 486,2 nm

H_α = 656,3 nm

m = 4 → $R_H = 109706 \text{ cm}^{-1}$

m = 3 → $R_H = 109717 \text{ cm}^{-1}$

M11 – Émission et absorption de la lumière

contact : pierre.lombardo@univ-amu.fr

1 Rapports de Jury

2016 : Ce montage ne devrait pas être confondu avec le montage « Spectrométrie optique ». Des expériences quantitatives sur l'absorption sont attendues. En outre, les propriétés d'émission du laser ne sont pas hors sujet.

2013 : Il est regrettable que les expériences d'absorption restent qualitatives

2011 : Si ce montage se distingue plus du montage 9 cette année, les deux aspects de l'intitulé doivent être abordés. Rappelons que la qualité des mesures dans ce montage est souvent liée à une bonne connaissance des spectromètres utilisés.

2010 : Les remarques des années précédentes s'appliquent toujours. Ce montage est à différencier du montage 9. Cela ne dispense pas de l'étalonnage des spectromètres, dont on doit connaître en particulier la résolution.

2009 : L'émission du corps noir n'est pas stricto sensu une émission spontanée. Les ordres de grandeurs des largeurs de raies et leur origine devraient être connus des candidats.

2008 : L'utilisation des récents spectromètres à fibre optique interfacés USB nécessite la connaissance de son mode de fonctionnement et doit s'accompagner d'une analyse critique des résultats, notamment en termes de résolution et de justesse.

2 Introduction

L'étendue des manipulations possibles dans ce montage est vaste car on peut montrer l'absorption ou l'émission par des solides, liquides ou vapeurs, et ceci dans les différents domaines spectraux qui composent le domaine de l'optique (visible, IR et UV).

3 Émission et absorption par des vapeurs

3.1 Lampe spectrale à vapeur de Mercure

Biblio : Sextant p. 4 ; Duffait p. 134

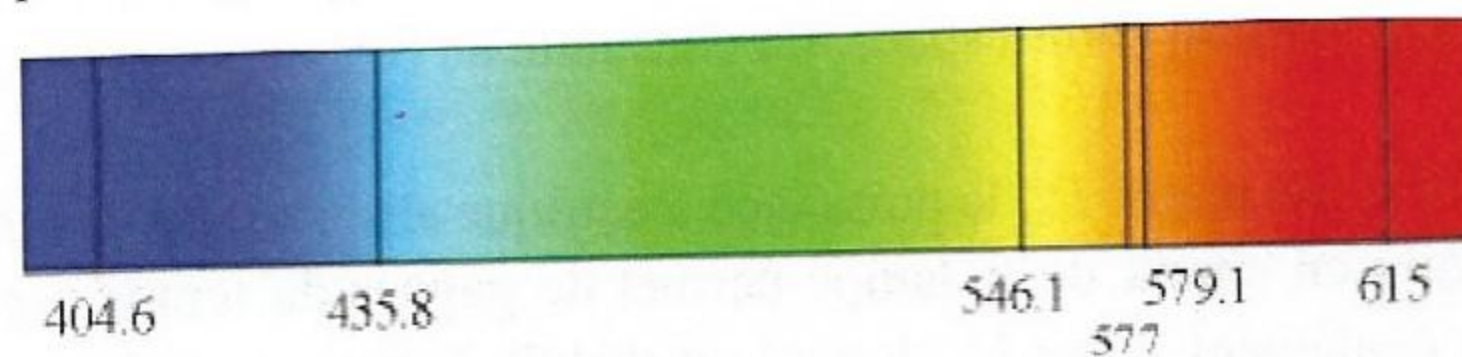


FIGURE 1 – Spectre de raies du Mercure

Avec la lampe à vapeurs de mercure haute pression, très lumineuse (lunettes obligatoires car contient des UV), on peut montrer le spectre de raies (Fig. 1) émis par des vapeurs atomiques. Pour la visualisation, éclairer une fente avec un condenseur, conjuguer la fente avec un écran et utiliser un système dispersif comme un PVD (prisme à vision directe). On peut vérifier rapidement la valeur de certaines longueurs d'onde en utilisant des filtres interférentiels. L'expérience suivante permet de montrer que ces raies ne sont pas infiniment fines, mais présentent une certaine largeur.

3.2 Estimation de la largeur de la raie verte du Mercure

Biblio : Sextant p. 235 et p. 240

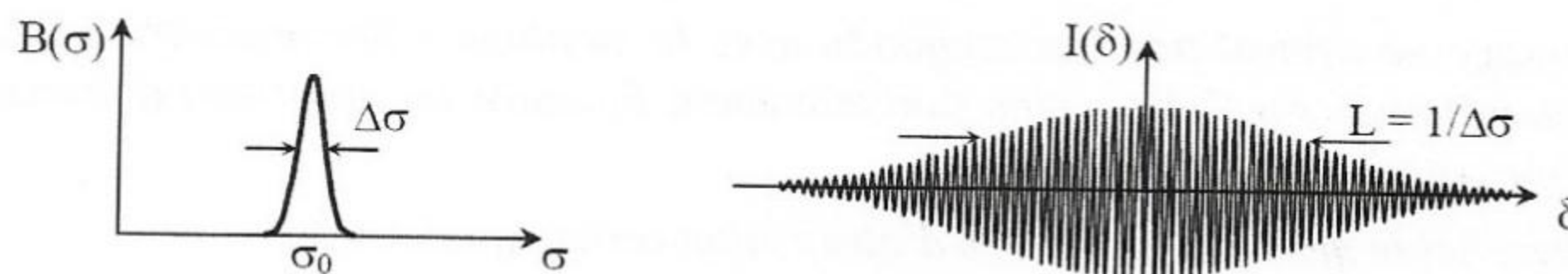


FIGURE 2 – Estimation de la largeur de la raie verte du Hg.

Expérience semi-quantitative : on évalue ici seulement un ordre de grandeur de la largeur de la raie verte d'une lampe haute pression. Avec le Michelson réglé en lame d'air, on détermine approximativement la différence de marche à introduire pour que le contraste au centre des anneaux soit *sensiblement* réduit. L'expérience est bien décrite dans le Sextant. La largeur de la raie (en nombre d'onde $\Delta\sigma$) est obtenue en inversant cette différence de marche (L sur la figure 2). Enfin, la largeur en longueur d'onde est obtenue par $\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\sigma$. Pour la haute pression, cette largeur est principalement due aux chocs entre atomes qui limitent la durée des trains d'onde émis. Elle est de l'ordre de $\Delta\lambda \approx 0.2$ nm. Pour une basse pression, moins lumineuse, c'est l'effet Doppler qui prédomine et la largeur est dix fois moindre : $\Delta\lambda \approx 0.02$ nm.

4 Émission et absorption par des liquides/solides (matière condensée)

4.1 Lampe à filament, émission corps noir

Un corps noir est un corps qui absorbe l'intégralité du flux incident. A l'équilibre, il émet donc un flux total maximal, égal au flux incident.

On peut vérifier quantitativement la loi de Stefan-Boltzmann en T^4 :

$$P = S\sigma T^4$$

où P est la puissance émise dans un demi-espace. La constante de Stefan prend la valeur suivante : $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.K}^{-4}\text{m}^{-2}$.

On ne va pas mesurer P mais plutôt P_e , la puissance électrique absorbée par la lampe à filament. L'utilisation d'un Wattmètre en amont de la lampe permet de gagner du temps car on peut y lire directement P_e . On peut également y lire U , duquel on déduit T puisque la lampe est étalonnée (voir la documentation technique en annexe. La température a été déterminée préalablement avec un pyromètre à disparition de filament).

Les termes de conduction et de convection étant linéaires en température, le terme de rayonnement va l'emporter à haute température et on aura alors $P \approx P_e$. En traçant le rapport UI/T^4 , on montre qu'il tend en effet vers une constante lorsque T devient grand.

On peut en profiter pour faire une deuxième expérience avec cette ampoule étalonnée et montrer que l'émission de lumière peut être utilisée pour déterminer la température d'un corps. On utilise pour cela une méthode de mesure de température dite à *deux lambdas* : il faut mesurer les intensités

lumineuses de l'émission pour deux longueurs d'ondes différentes, en utilisant un spectromètre à fibre. En faisant l'hypothèse qu'on a bien un corps noir et donc une loi de Planck, on peut déterminer à quelle température cela correspond. Les formules utiles sont rappelées dans la documentation fournie avec l'ampoule à filament étalonnée.

4.2 Absorption par un liquide KMnO_4

Biblio : Duffait d'optique p. 130

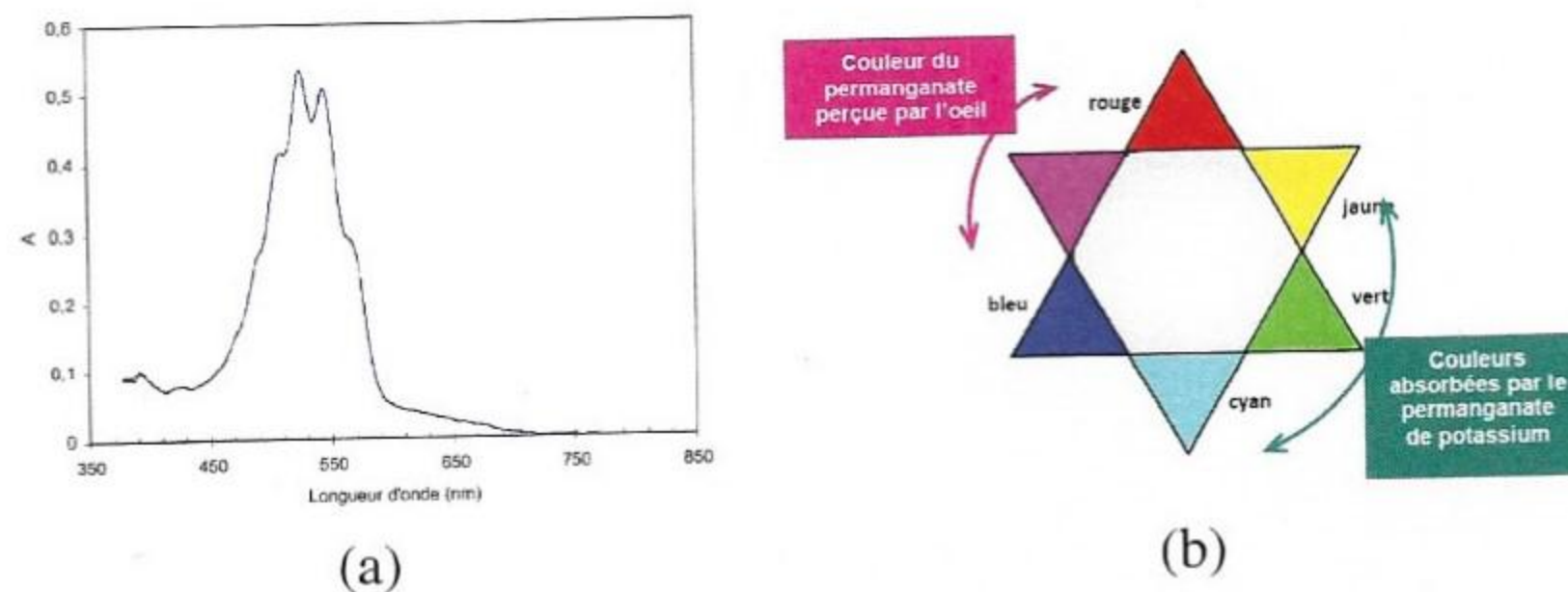


FIGURE 3 – (a) Absorbance du KMnO_4 pour deux épaisseurs traversées, (b) Couleur du KMnO_4 .

La concentration de la solution doit être faible pour pouvoir voir les bandes d'absorption. Avec le spectromètre à fibre, il faut d'abord acquérir le *blanc* puis le *noir* de manière à pouvoir afficher l'absorbance du KMnO_4 (voir Duffait d'Optique). Le *blanc* doit être mesuré avec le même montage, même lentille, même cuve (pleine d'eau), même condenseur etc... de manière à ce que les transmittances spectrales de chaque élément (ainsi que la luminance spectrale de la source et la sensibilité spectrale du détecteur) se simplifient dans le quotient de l'absorbance.

On peut vérifier la loi de Beer-Lambert $I = I_0 e^{-\alpha Lc}$. Le plus simple est de le faire pour deux épaisseurs traversées d'une même solution, par exemple en tournant la cuve. Dans ce cas, bien penser à refaire le *blanc* avec la cuve tournée pleine d'eau.

On peut aussi utiliser des solutions de différentes concentrations.

5 Emission et absorption résonantes : résonance optique du Sodium

Biblio : Duffait d'optique p. 132

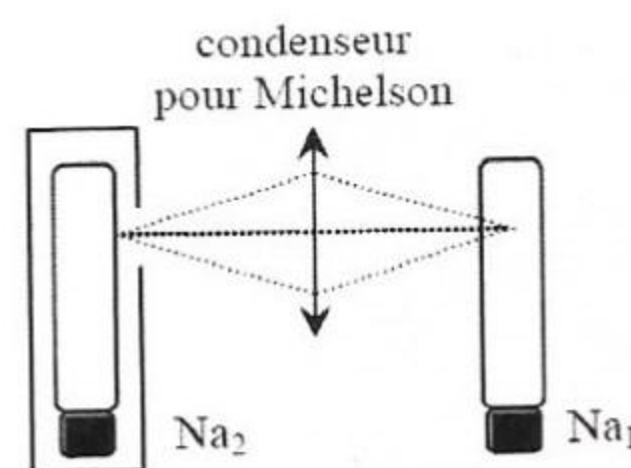


FIGURE 4 – Résonance optique Na.

L'expérience est schématisée par la Fig. 4. Les deux lampes doivent être allumées à l'avance et on les conjugue avec un condenseur. Après avoir coupé l'alimentation de la lampe 1, cette lampe paraît

encore un peu lumineuse (alors qu'elle n'émet quasiment aucune lumière lorsqu'elle est éclairée par un Q.I.). Ne fonctionne pas avec une lampe à vapeur de mercure car la raie visible principale (verte) correspond à une transition entre deux états excités alors que pour le sodium, les transitions se font à partir de l'état fondamental.

Notez que cette expérience est qualitative et qu'elle rapportera peu de points, elle peut illustrer une conclusion du montage : "Ici l'émission et l'absorption sont résonantes, elles se font à la même fréquence". Cette manipulation peut se faire également dans le montage résonance.

Ampoule éco halogène sphérique E27 70 W (= 91 W)

Diall

- Type de source lumineuse : Halogène
- Puissance nominale (en W) : 70W
- Puissance équivalente (si applicable, en W) : 91W
- Durée de vie nominale (en h) : 2000h
- Flux Lumineux (lumen) : 1180lm
- Nombres de cycles de commutation : >8000x
- Facteur de puissance : >0.95
- Classe énergétique : C to D
- Consommation d'énergie pondérée pour 1000h : 70KWh/1000h
- Type de culot : E27
- Température de couleur (en Kelvins) : 2900K
- Indice de rendu des couleurs (IRC) : > 98
- Teneur en mercure de la lampe (X,X mg) : 0.0mg
- Couleur de la lumière : Blanc
- Forme : GLS A60
- Dimensions (L x Diamètre en mm) : 106 x 60mm
- Compatible variateur d'intensité lumineuse : Compatible
- Durée d'allumage (X,X secondes) : < 0.2s
- Durée de préchauffage pr atteindre 60% flux lum (en s) : < 1s
- Facteur de conservation du flux lumineux en fin de vie : >80%
- Tension (en V) : 230V
- Température optimale d'utilisation - 25degC : Oui
- Convient pour une utilisation extérieure/industrielle : Non



Plus produit :

- Allumage instantané
- Cette ampoule halogène consomme jusqu'à 22% d'électricité en moins par rapport à une ampoule à incandescence classique

Conseils d'utilisation : Respectez la puissance maximale indiquée sur votre luminaire. Pour plus de sécurité, coupez l'alimentation électrique avant de changer d'ampoule.

Restrictions d'usage : En cas d'usage en extérieur, s'utilise uniquement sur des luminaires adaptés à cet usage

Poids : 0.05 kg

Etalonnage réalisé à l'aide d'un pyromètre à disparition de filament JOBIN & YVON

Cette source étalonnée peut servir de base à plusieurs manipulations.

L'ampoule devra être branchée sur un alternostat, lui-même branché sur un transformateur d'isolement.

TEMP(K)	TEMP(°C)	U (V)
+/- 20	+/- 20	
1533	1260	61
1763	1490	91
1953	1680	120
2143	1870	150
2303	2030	180
2453	2180	210
2573	2300	240

- Vérification de la loi de Stefan-Boltzmann

- Principe d'un pyromètre à deux longueurs d'onde : avec un spectromètre à fibre et en partant de la loi de Planck pour la luminance énergétique spectrale $L(\lambda, T)$ en $W \cdot m^{-2} \cdot m^{-1} \cdot sr^{-1}$:

$$T = \frac{\left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 \lambda_1} \right) \frac{hc}{k_B}}{\ln \left(\frac{L(\lambda_2, T)}{L(\lambda_1, T)} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \right)}$$

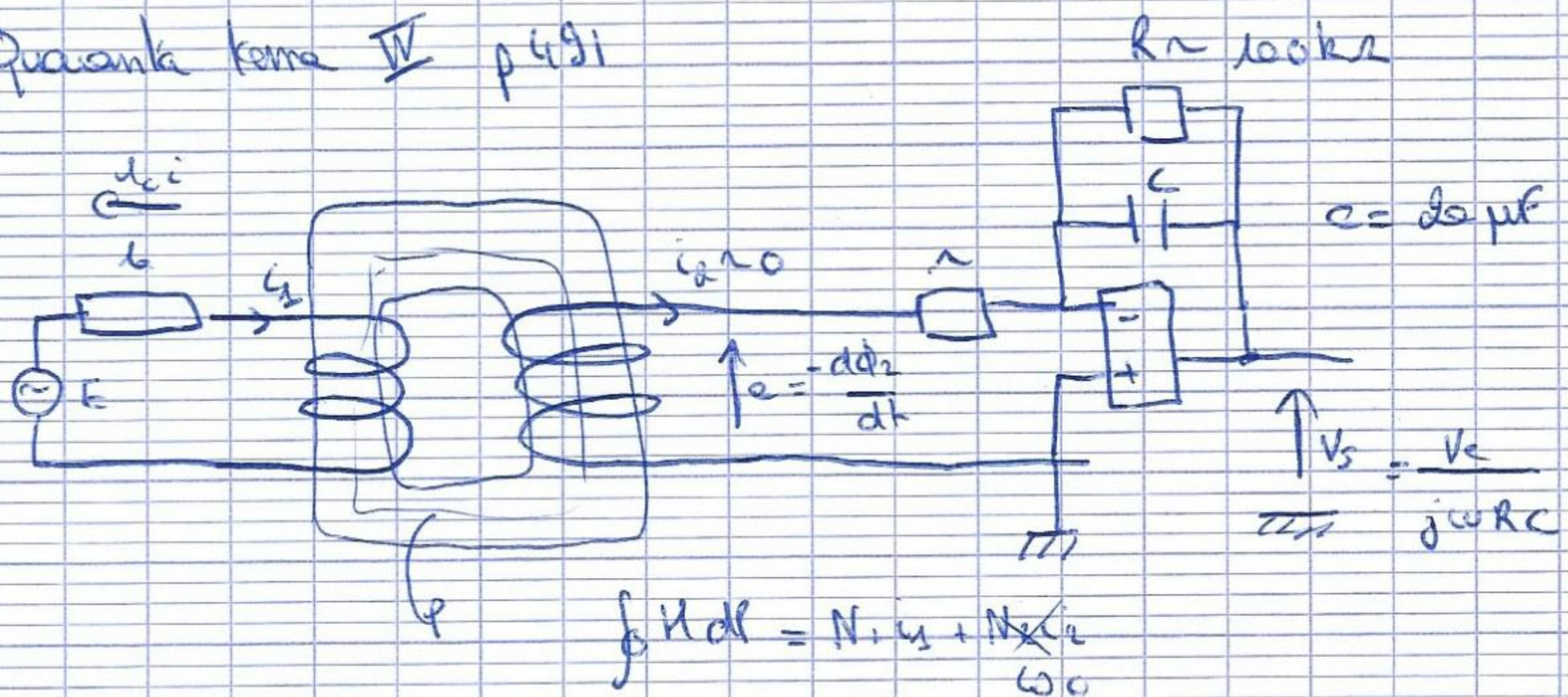
avec :

$$\frac{hc}{k_B} = 0.014384 \text{ S.I.}$$

Montage Physique : \rightarrow Aléas magnétiques

ferromagnétisme

Quasanta tome IV p 491



$$\oint H dl = N_1 i_1 + N_2 i_2$$

$$HP = N_1 i_1$$

$$B = \mu_0 \mu_r H = \mu_0 (H + \mathcal{H})$$

$$V_s = \frac{\phi_2}{\lambda C} = \frac{BN_2 S}{\lambda C}$$

$$B = \frac{\lambda C}{N_2 S} V_s$$

$$N_1 = 250$$

$$N_2 = 1000$$

$$\frac{B^2}{2\mu_0} \sim (BJT[M])$$

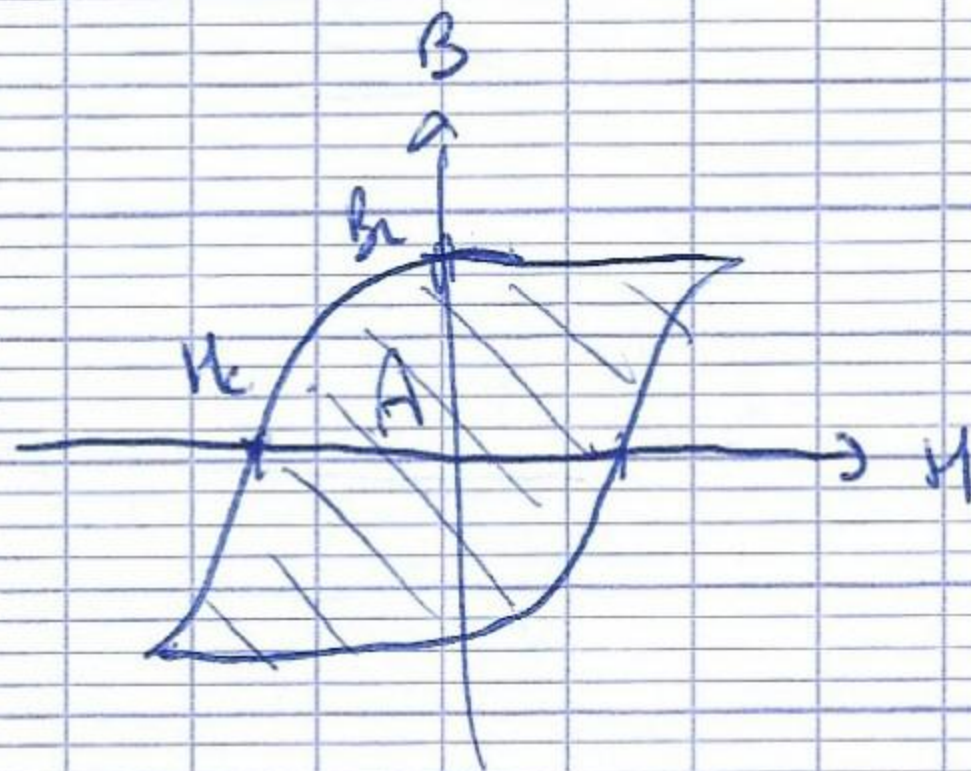
$$V = \lambda_0 i_2 = \lambda_0 \frac{HP}{N_2}$$

$$S = 16 \text{ cm}^2$$

$$P = 50 \text{ W}$$

$$H = \frac{N_1}{\lambda_0 P} V_c$$

longueur parcourue



entièrement V_s en jet d'air

temps d'acquisition $1/50 \text{ s}$
 $\hookrightarrow f_s = 50 \text{ Hz}$

on change la valeur des paramètres lors Test \rightarrow on enregistre

$A = \text{aire} \times \text{densité d'énergie} / \text{volume}$

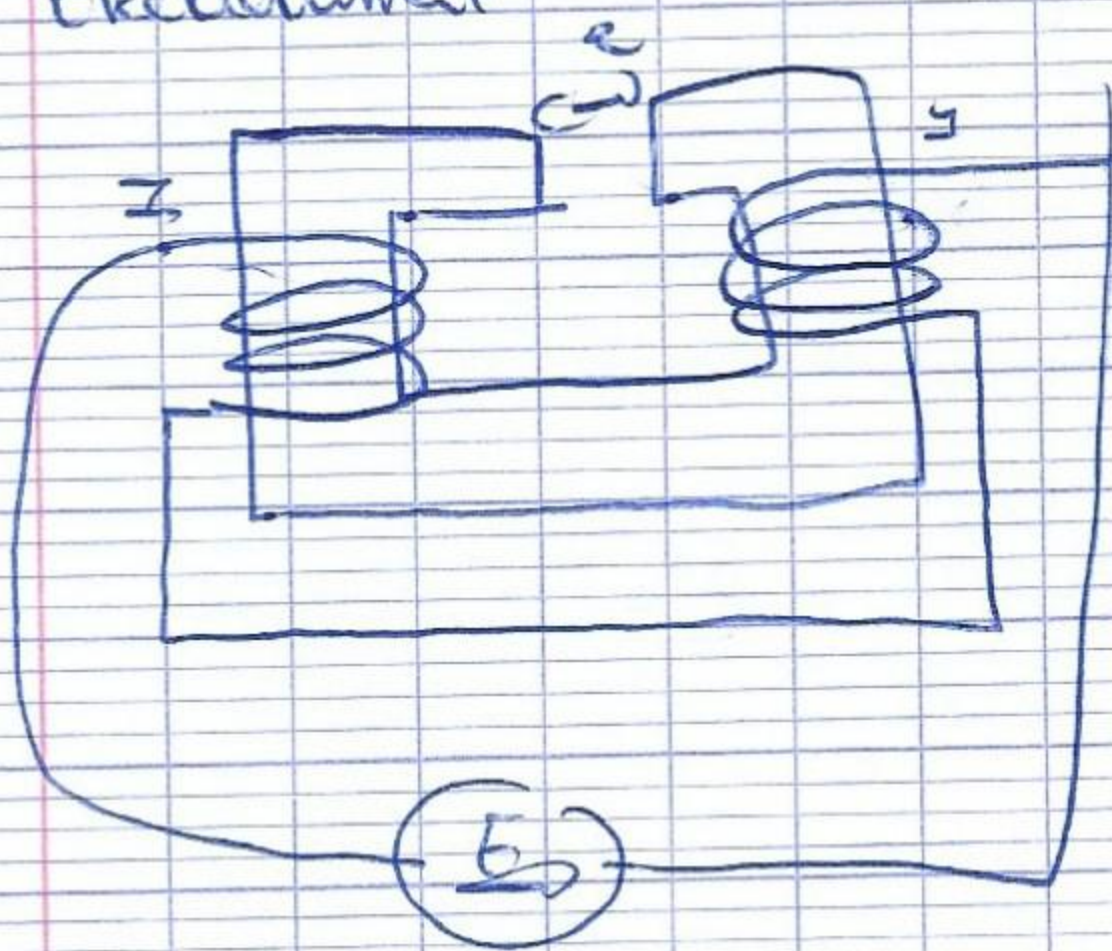
$$P_{\text{fer}} = A \times V_{\text{fer}} \times \frac{1}{S \times l} \times 0,02$$

$$\frac{1}{S_0} = 0,02$$

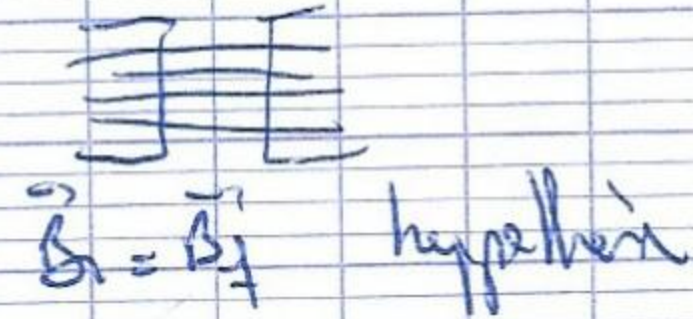
Transition deux-phas

↳ on brule un capteur de T si un courant est attaché
à $T = 760^\circ\text{C}$ l'aiguille se détache

Electromagnétique



plg Gap 1 Quantité l'axe TR



$$(P-e) N_1 + e N_2 = (N_1 + N_2) i$$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{enc}}$$

$$(P-e) \frac{B}{\mu_0 \mu_r} + e \frac{B}{\mu_0} = N i$$

$$B = \frac{\mu_0 N i}{e + \frac{P-e}{\mu_r}}$$

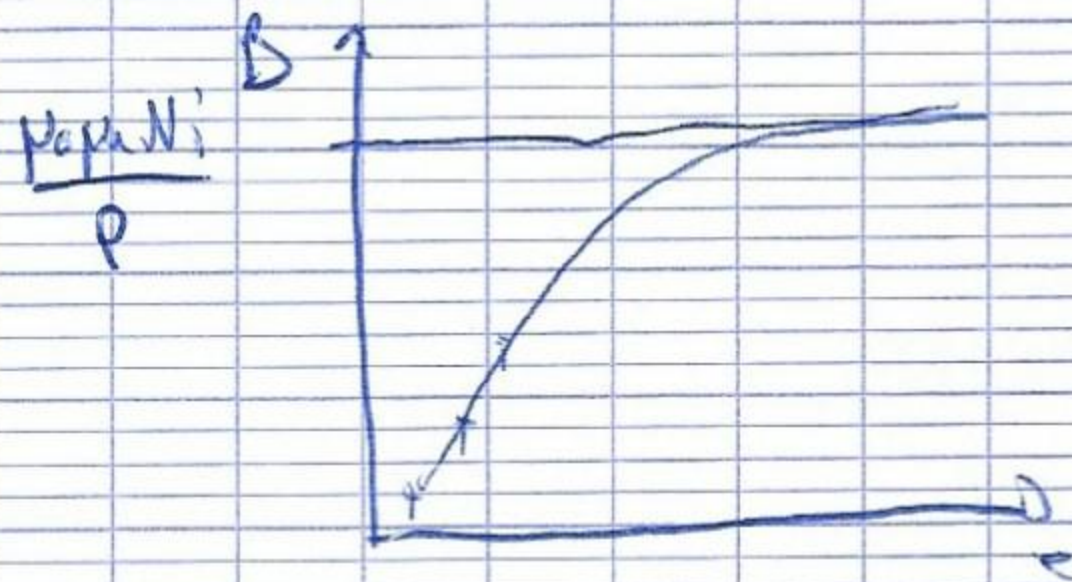
$$X = \mu_r \quad B = \frac{\mu_0 N i}{\frac{1}{X} + \frac{P-e}{\mu_r}} = \frac{\mu_0 N i X}{1 + X(P-e)}$$

$$X \rightarrow 0$$

$$\delta \sim \rho_0 N i X$$

$$X \rightarrow \infty$$

$$\delta \rightarrow \frac{\rho_0 N i}{P}$$



$$N_1 = N_2 = \frac{N}{2} = 250$$

$$i = 5A$$

Recherche avec une table de Hall

$B(T)$	e (épaisseur)
0,62	2
0,5	3
0,39	4
0,33	5
0,28	6
0,24	7
0,21	8
0,19	9

10 épaisseurs \rightarrow 1,64 cm
1 $=$ 0,164 cm

2-1.

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}$$

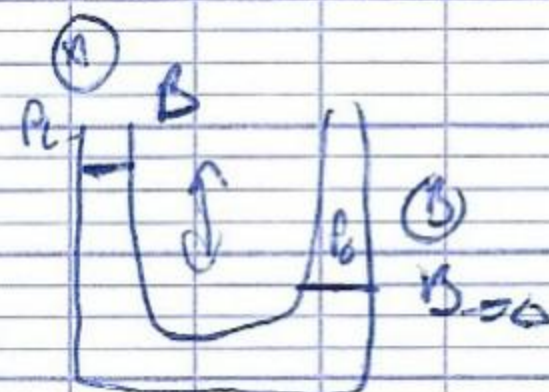
$$-\rho \vec{e}_r + \vec{f}_v = \vec{0}$$

équation d'équilibre de force

$$\rho \vec{g} + \frac{\chi_m}{2\mu_0} \rho \vec{e}_r (B^2) = 0$$

$$\rho \vec{g} = \rho \vec{e}_r (g_z)$$

$$-\rho \vec{e}_r (g_z) + \frac{\chi_m}{2\mu_0} B^2 = \rho \vec{e}_r (g_z)$$



$$- \rho g \underbrace{(z_A - z_B)}_h + \frac{\chi_m}{2\rho} B^2 = 0$$

$$h = \frac{\chi_m B^2}{2\rho g}$$

$$\chi_m = \frac{2\rho g h}{B^2}$$

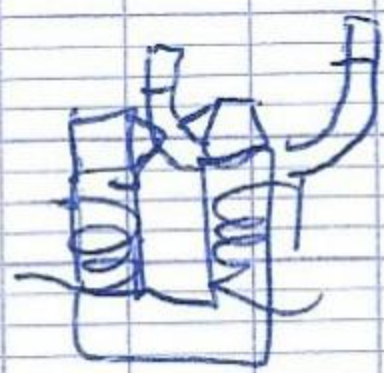
on mesure B avec le sonde de Hall
ici $B = 0,3 \text{ T}$

$$h = 2 \text{ cm}$$

γ pondérial papier millimétré



condensé



$f = 20$



papier millimétré

$$\gamma = \frac{2,3}{0,2} \sim 10$$

$$h \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

$$\rho = 1306 \text{ kg/m}^3$$

$\chi_m =$

$$\chi_m = \frac{2 \cdot \rho \cdot g \cdot h}{B^2} = \frac{2 \times 12 \cdot 10^{-2} \times 1306 \times 10 \times 2 \cdot 10^{-3}}{0,3^2}$$

$$\chi_m^{\text{rel}} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ de } \text{kg} \text{ absolu}$$

$$\frac{\chi_m^{\text{rel}}}{\chi_m^{\text{rel}}} = \frac{m_{\text{FeCl}_3}}{m_{\text{sol FeCl}_3}} \Rightarrow \frac{\rho_{\text{FeCl}_3} \cdot V}{0,3 \text{ pers}} \Rightarrow \chi_m^{\text{rel}} = 7 \cdot 10^{-4} \times \frac{2800}{0,3 \times 1306} = 5 \cdot 10^{-3}$$

$$\chi_m^{\text{rel}} = 7 \cdot 10^{-4} \times \frac{2800}{0,3 \times 1306} = 5 \cdot 10^{-3}$$

M16 – MILIEUX MAGNÉTIQUES

contact : pierre.lombardo@univ-amu.fr

1 Rapports de Jury

2013 : Ne pas se limiter aux milieux ferromagnétiques. L'étude du transformateur est marginale dans ce montage.

2012 : Ne pas se limiter aux milieux ferromagnétiques. L'étude exhaustive du transformateur n'a pas sa place dans ce montage ; cet appareil n'a d'intérêt que dans sa mise en évidence des propriétés des ferromagnétiques.

2010 : Ne pas se limiter aux milieux ferromagnétiques. L'étude du transformateur est marginale dans ce montage.

2008 : L'effet Meissner ne se résume pas à une « expulsion de ligne de champ ». Les grandeurs mesurées, telles que les champs rémanent et coercitif, doivent être comparées et/ou commentées.

2007 : Il faut pouvoir justifier la forme des pièces polaires de l'électro-aimant choisi.

2006 : Dans la mesure de la hauteur d'ascension du FeCl_3 , l'évaluation du champ B doit être menée avec précision.

2 Diamagnétisme et paramagnétisme

2.1 Mise en évidence

Biblio : Dico IV Elec p. 341

Dans l'entrefer d'un électroaimant puissant, on dispose un barreau d'aluminium (paramagnétique) puis de bismuth (diamagnétique). En projetant sur un écran on montre que le barreau d'aluminium s'oriente selon l'axe de l'électroaimant tandis que le barreau de bismuth s'oriente perpendiculairement à cette direction. Surtout ne pas chercher ici à interpréter cette expérience en terme d'alignement du barreau sur les lignes de champs. En effet rien ne se passe si on se place dans un champ uniforme. On choisira donc des pièces coniques pour avoir le champ le plus inhomogène possible. La bonne interprétation est simplement basée sur le fait que la matière paramagnétique est attirée par les zones de champ fort tandis que la matière diamagnétique fuit les zones de champs fort. L'expression suivante de la force volumique permet de le comprendre :

$$\vec{f}_v = \frac{\chi_m}{2\mu_0} \text{grad}(B^2).$$

On peut constater qualitativement que ces effets sont faibles (lien avec la linéarité), et d'autant plus pour le diamagnétisme.

2.2 Mesure de la susceptibilité magnétique d'un paramagnétique

Biblio : Dico IV Elec p. 341

Le chlorure de Fer III (FeCl_3) est paramagnétique et il est donc attiré par les zones de champ fort. On mesure le dénivelé h entre les deux ménisques d'un tube en U et on en déduit la susceptibilité magnétique de la solution

$$\chi = \frac{2\mu_0\rho gh}{B^2}.$$

L'essentiel de l'incertitude de mesure vient de la mesure de B à l'aide de la sonde de Hall. Une difficulté supplémentaire ici est de relier χ à la susceptibilité magnétique χ_m du FeCl_3 pur (tabulée à $3.3 \cdot 10^{-3}$), d'autant plus que la formule écrite dans le dico est fautive : l'additivité des moments magnétiques (linéarité du paramagnétisme), en négligeant le diamagnétisme de l'eau donne (pour une solution de 30% en masse de FeCl_3)

$$\chi_m = \chi \frac{\rho_{\text{FeCl}_3}}{0.3\rho_{\text{sol}}},$$

où les masses volumiques sont $\rho_{\text{FeCl}_3} = 2800 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\rho_{\text{sol}} = 1260 \text{ kg.m}^{-3}$. Pour montrer cette relation, il suffit de dire que, dans un volume donné, la susceptibilité est proportionnelle au nombre de molécules de FeCl_3 et donc à la masse de FeCl_3 dans ce volume.

3 Ferromagnétisme

3.1 Mise en évidence

On place dans un solénoïde un barreau d'aluminium, puis un barreau de fer, et on compare les champs magnétiques créés sur une boussole placée à proximité.

3.2 Électroaimant

Biblio : Dico IV Elec p. 149

Insister sur la canalisation des lignes de champ et savoir redémontrer les formules en utilisant le théorème d'Ampère (avec $H!$). Manipulation mutualisée avec le montage *Production et mesure de champs magnétiques*.

3.3 Non-linéarité des ferromagnétiques : transformateur

Biblio : Dico IV Elec p. 491

Ici on retrouve la manip du transformateur mais ce qui nous intéresse cette fois-ci c'est le phénomène d'hysteresis caractéristique des ferromagnétiques, et qui donne lieu aux pertes Fer dans le transformateur. On intègre l'aire du cycle avec Latis Pro, ceci nous donne l'énergie volumique sur un cycle. En multipliant par le volume du fer ($V = lS$) on obtient l'énergie absorbée sur un cycle. En divisant par la durée d'un cycle ($1/50 \text{ s}$), on obtient la puissance absorbée. En profiter pour mesurer les **valeurs des champs coercitif et rémanent** lorsqu'on est à saturation. Conclure sur le caractère doux ou dur du fer qui compose le noyau du transformateur.

L'intégrateur au secondaire du transformateur permet de passer de la fém d'induction au flux, et donc au champ magnétique B dans le fer. Cet intégrateur comporte une résistance en parallèle sur la capacité C de manière à s'affranchir du problème de dérive.

La loi des nœuds appliquée à l'entrée inverseuse donne :

$$\frac{V_e - V_-}{R} + C \frac{d(V_s - V_-)}{dt} + \frac{V_s - V_-}{R'} = 0$$

soit en régime linéaire avec $V_- = 0$:

$$\frac{d(V_s)}{dt} + \frac{V_s}{R'C} = \frac{V_e}{RC}.$$

Pour un signal d'entrée périodique de période T , on aura en régime permanent en sortie :

- Si $T \gg R'C : V_s = -(R'/R)V_e$
- Si $T \ll R'C : V_s = (1/RC) \int V_e dt$

En choisissant les valeurs des composants du Dico, $R'C = 10^5 \times 20 \cdot 10^{-6} = 2 \text{ s} \gg 1/50 \text{ s}$: on a donc bien un intégrateur !

3.4 Transition ferromagnétique- paramagnétique

Biblio : Dico II Thermo p. 459

On chauffe à la lampe à souder un petit cylindre de fer dans lequel un petit trou a été percé pour y introduire un thermomètre. Ce cylindre est maintenu en contact avec une surface jouant le rôle de bouclier thermique au dos duquel on a placé un aimant suspendu par un fil. On doit retrouver le point de Curie $T_C = 770^\circ\text{C}$. En réalité la température mesurée devrait être un peu inférieure à la température de Curie car l'aimant sera libéré dès que la force attractive est suffisamment faible et ceci se produit avant que cette force soit nulle (à $T = T_C$).

Antoine $T = 760^\circ\text{C}$

$$EA1_s \quad \omega(t)$$

$$EA2_s \quad r(t)$$

$$B = \frac{\mu C}{N_2 S} \quad \omega(t)$$

$$\mu = 18080$$

$$C = 21,03 \cdot 10^{-6}$$

$$b_0 = 16,2$$

$$l = 0,48$$

$$h = \frac{N_1 v(t)}{\mu_0 l}$$

$$8,2 \text{ W}$$

$$m = 8 \cdot 10^3 \text{ g}$$

$$8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$$

$$0,064 \text{ kg}$$

Semi-conducteurs

RAPPORT JURY 2017

La variété des matériaux semi-conducteurs fait qu'il est parfois difficile de savoir quel est le matériau utilisé dans un composant commercial, ou quel est le dopage dans certaines plaquettes. Les candidats mesurent alors des propriétés sans pouvoir les comparer à quoi que ce soit. Il vaut donc mieux utiliser des composants de caractéristiques connues. Par ailleurs, il est essentiel de connaître quelques ordres de grandeur, en particulier celui de l'énergie de gap et de la densité de porteurs.

1. Effet Hall

Principe

Lorsqu'un morceau de semi-conducteur parcouru par un courant $I \parallel (Ox)$ est plongé dans un champ magnétique $B \parallel (Oz)$, la force de Lorentz $q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$ entraîne les porteurs dans la direction perpendiculaire. Il apparaît un champ électrique transversal parallèle à Oy , dit champ de Hall, qui compense exactement la force de Lorentz : $\vec{E}_H = -\vec{v} \wedge \vec{B}$. Les charges s'accumulent aux limites du semi-conducteur donnant lieu à la tension de Hall V_H . Le courant I_p circulant donne la vitesse des porteurs : $J = \frac{I_p}{S} = nqv$, où $S = a \times b$ est la section transversale de la plaquette. On en déduit : $E_H = \frac{I_p B}{abnq}$, d'où $V_H = \frac{I_p B}{bnq}$.

La tension de Hall permet ainsi de remonter au **dopage**, n (ou p), et à la **mobilité**, μ_e (ou μ_h), du matériau étudié.

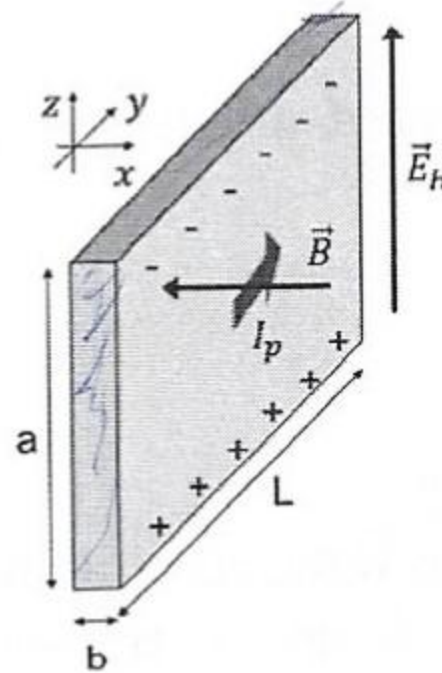


FIGURE 1 – Schéma de l'expérience de l'effet Hall (n).

Etalonnage du champ magnétique (sans plaquette semiconductrice !)

Le champ magnétique B est créé par un électroaimant parcouru par un courant d'intensité I_B .

- Etablir la courbe d'étalonnage $B(I_B)$, du champ magnétique B mesuré par une sonde de Hall en fonction du courant I_B circulant dans les bobines.

Mesure du dopage et de la mobilité

On place délicatement la plaquette dans l'entrefer de l'électroaimant. On fixe le courant traversant le semi-conducteur autour de $I_p = 20$ mA en alimentant la plaquette par une tension alternative de 12 eV.

- Mesurer la tension de Hall à l'aide d'un voltmètre pour différentes valeurs du champ magnétique. Tracer la courbe $V_H(B)$. En déduire n .
- Mesurer la résistance de la plaquette (sans champ magnétique, ni courant traversant I). En déduire la conductivité σ_e , puis la mobilité μ_e du matériau.

2. Photodiode

Caractéristique d'une photodiode

- Visualiser la caractéristique $I - V$ de la photodiode à l'oscilloscope sans et avec éclairage. Expliquer la différence entre ces deux caractéristiques.

Rendement quantique

On place la photodiode en entrée d'un convertisseur courant-tension. La photodiode est éclairée par un laser vert de longueur d'onde λ et de puissance Φ . On se place au point $V = 0$ pour lequel le courant est non-nul sous éclairage, et appelé courant de court-circuit I_{sc} . En ce point, un photon peut être absorbé et générer une paire $e - h$. Le rendement quantique de cette conversion est le rapport du nombre de porteurs qui contribuent effectivement au courant sur le nombre de photons reçus (par unité de temps) : $\eta = \frac{I_{sc}/e}{\Phi/(hc/\lambda)}$.

- Déterminer I_{sc} . En déduire le rendement quantique η .

3. Thermistance

Résistance en fonction de la température

Une thermistance est faite d'un matériau semi-conducteur intrinsèque fritté. Dans ce cas, la densité de porteurs conduit à une expression de la résistance $R \propto T^{-3/2} \exp\left[\frac{E_g(T)}{2k_B T}\right]$. En supposant que le facteur en $T^{-3/2}$ varie très lentement comparé à l'exponentielle, et en négligeant la dépendance en température de la bande interdite, on peut écrire $R(T) = R_0 \exp\left[\frac{E_g}{2k_B T}\right]$, d'où $\ln R = \frac{E_g}{2k_B T} + \ln R_0$.

- En démarrant l'expérience par un bain d'eau chaude, tracer $\ln R\left(\frac{1}{T}\right)$. En déduire E_g . Proposer un matériau semi-conducteur pour la thermistance.

page 139 trouver l'effet Hall

1^{ère} étape

↳ étalonnage $B = f(I_p)$

$$U_H = \frac{I_p B}{m_e b}$$

↳ espacer
↳ 1 m

I_p (A)	B (T)	V_H (mV)	$\alpha = \frac{I_p}{m_e b}$
0,1	0,0114	2,8	
0,2	0,0228	4	$m = \frac{I_p}{\alpha e b}$
0,3	0,0342	5,3	
0,4	0,0456	6,6	
0,5	0,0570	7,9	
0,6	0,0684	9,4	
0,7	0,0798	10,7	
0,8	0,0912	12	
0,9	0,0883	13,4	
1	0,0973	14,6	
1,1	0,1073	16	
1,2	0,1165	17,1	
1,3	0,125	18,4	

Recherche de V_H en fctⁿ de B

Alternatif → on partait de mesurer I_p

On fixe I_p de la poutre à 10 mA

Puis on fait varier I → fait varier B

→ on mesure V_H pour chaque B

↳ 90, 100, 110 la pente de $U_H = \alpha B$

$$\alpha = \frac{I_p}{m_e b} \rightarrow m = \frac{I_p}{\alpha e b}$$

$$m_e = \frac{I_p}{\alpha b}$$

Om määrittää ^{lennin} ~~lennin~~ ~~mu~~ ~~lo~~

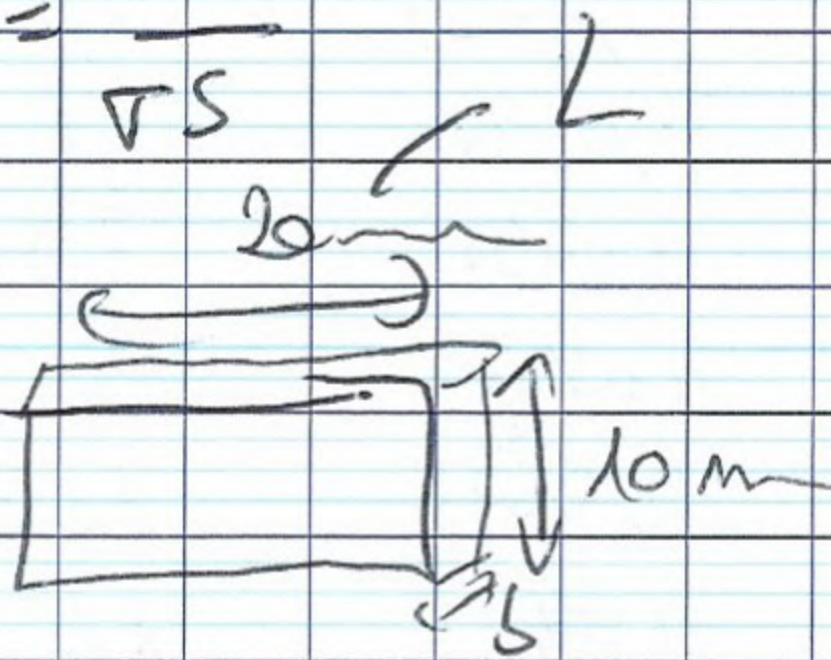
$$U_{AB} = 0,76 \text{ V}$$

$$I_f = 2 \text{ mA}$$

$$\Rightarrow R = 38 \Omega$$

$$R = \frac{L}{\sigma S}$$

$$b = 1 \text{ m}$$



$$10 \cdot 10^{-3} \times b = S$$

$$\Rightarrow \sigma = \frac{L}{RS} = 51,8 \text{ } \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$$

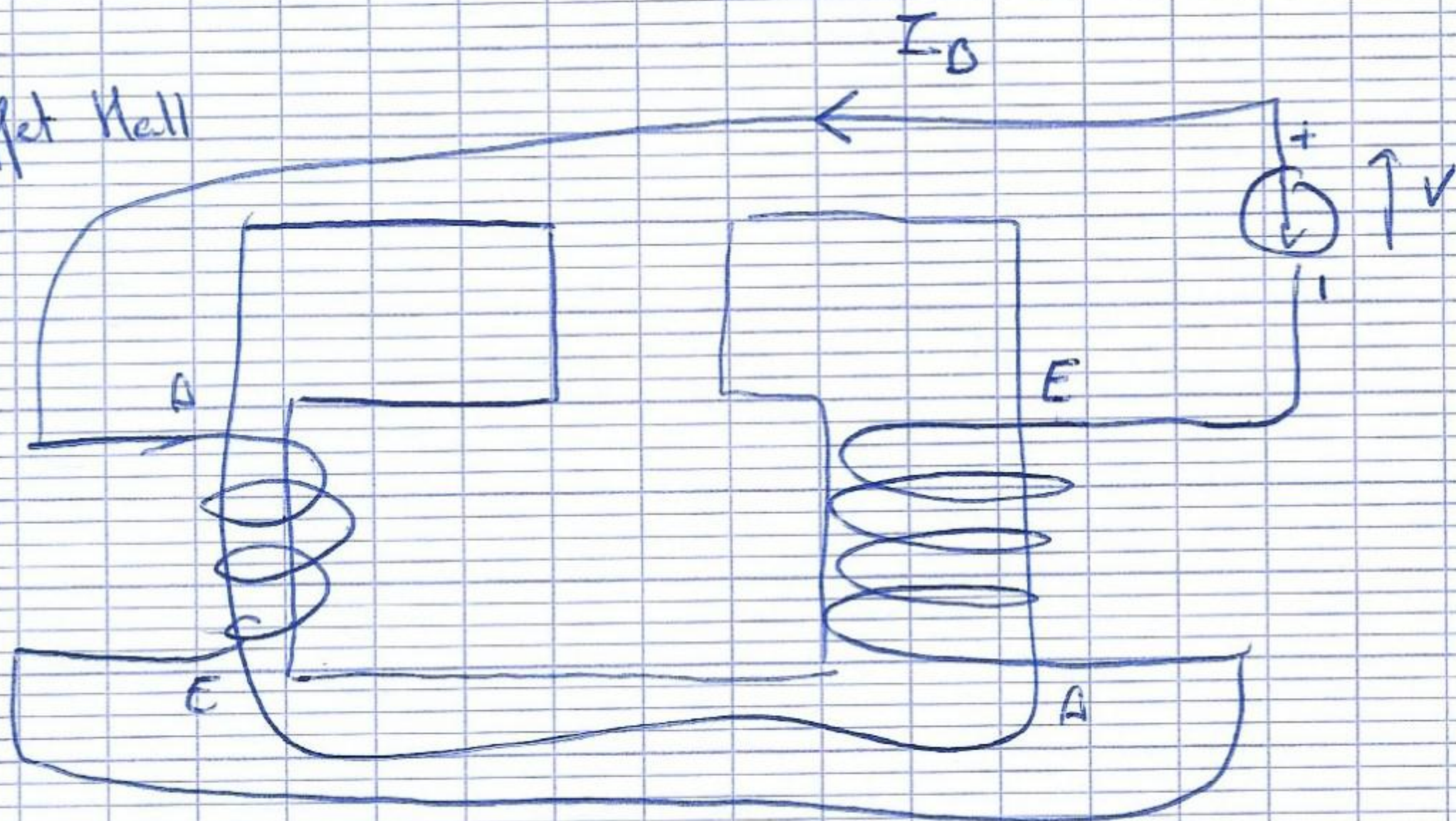
$$\alpha = 0,14$$

$$\rho_e = 142,86$$

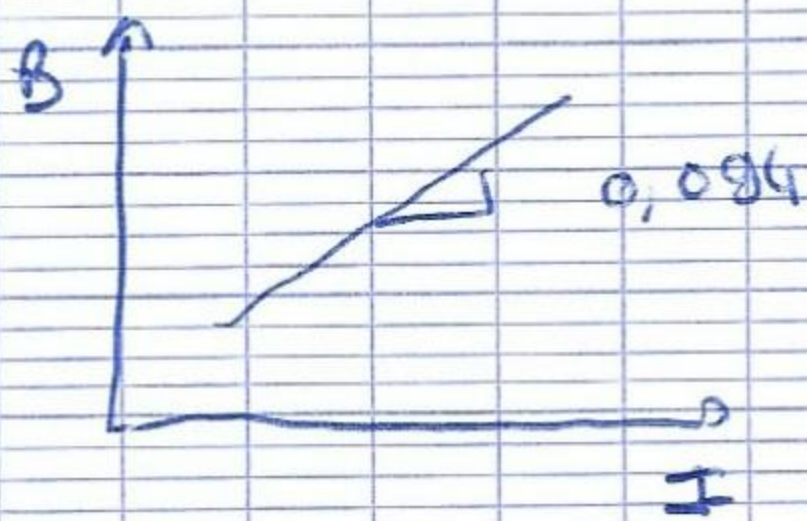
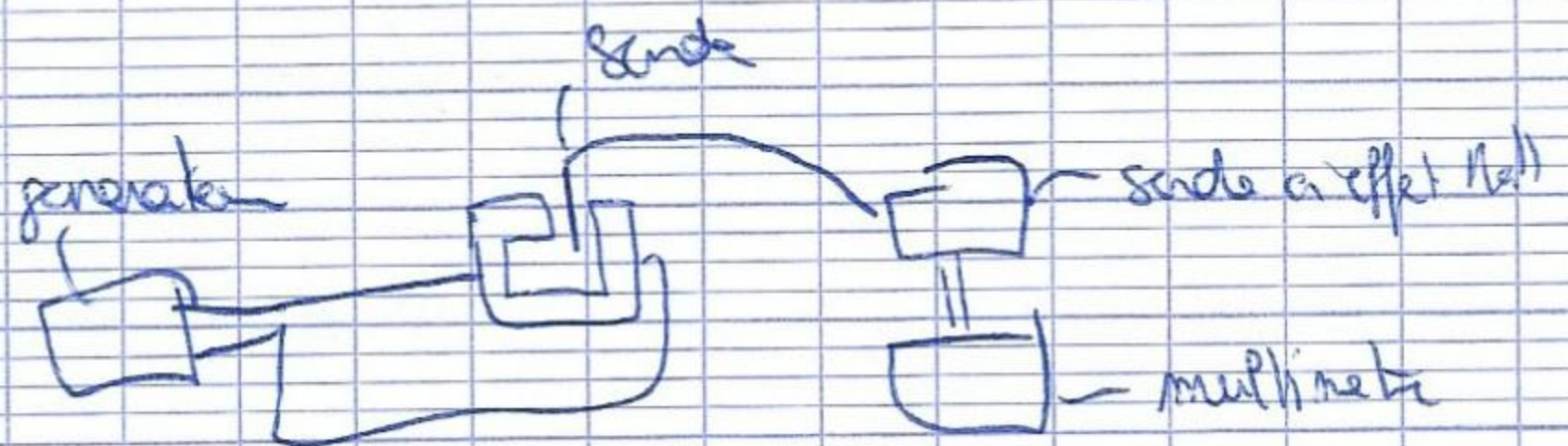
$$\nu = \frac{\sigma}{\rho_e} = 3625,93 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Montage Physique

Effet Hall



1^{er} étape → utiliser une sonde à effet pour faire la courbe d'étalonnage $B(I_0)$



TF les 0,2 A

on trace $B = f(I)$

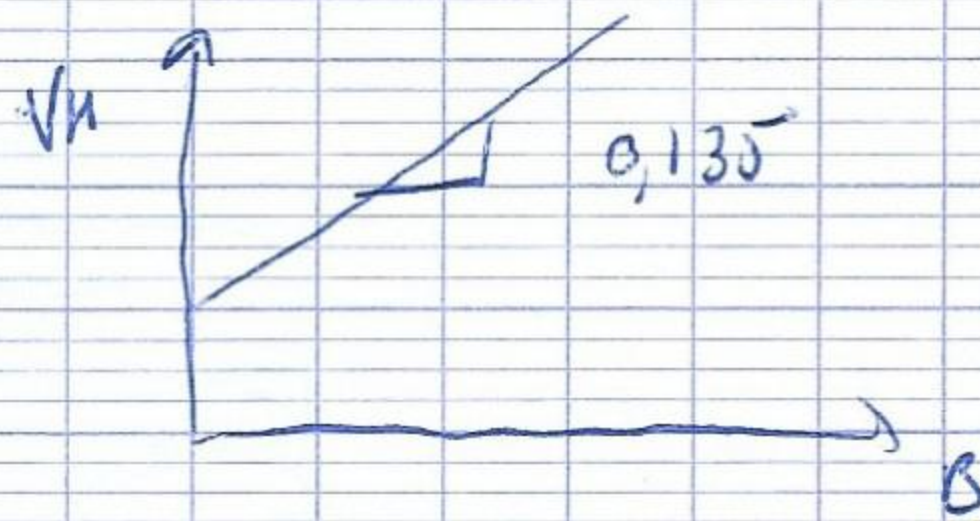
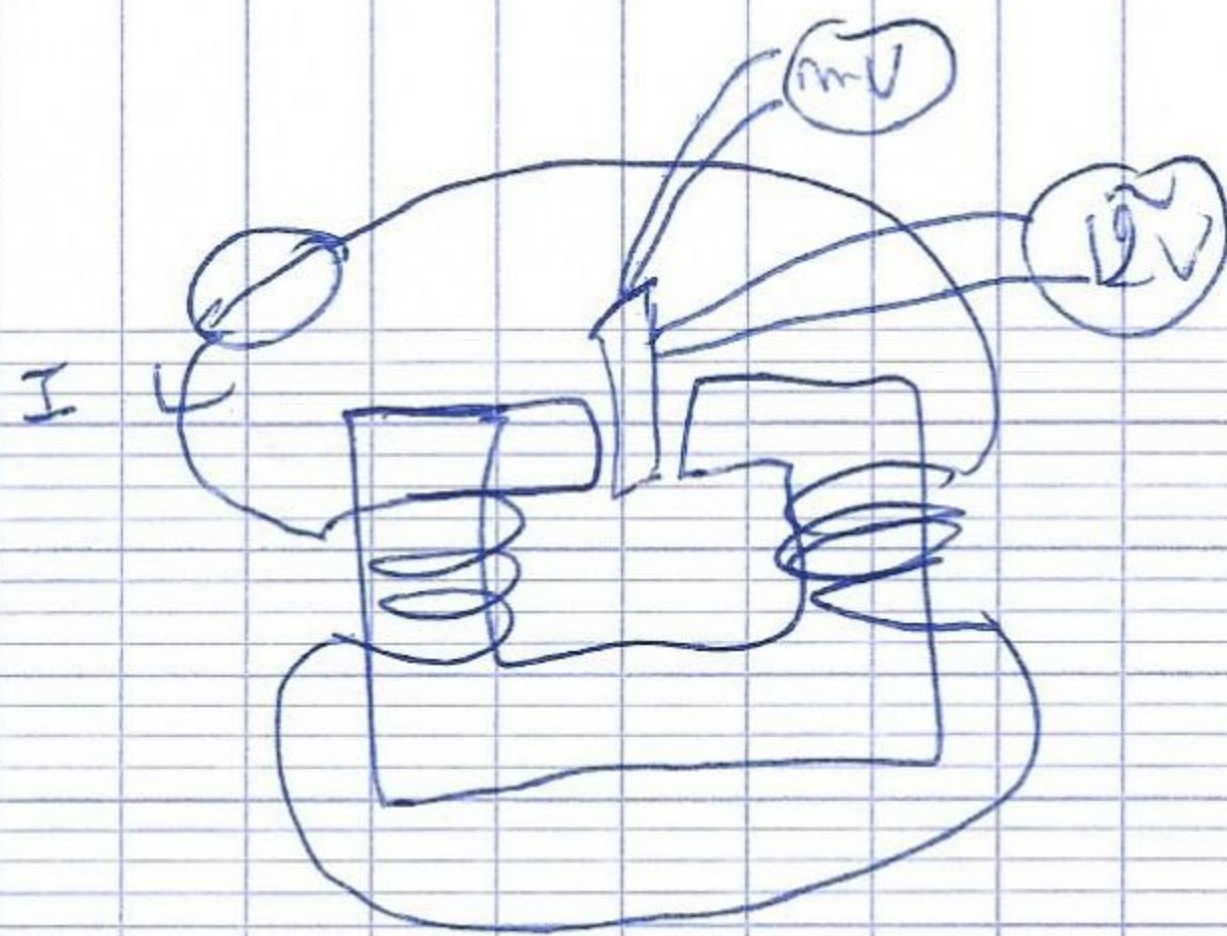
$\Delta V = 0,1 T$

Bien on monte le plateau

↳ on fixe $I_p = 20 \text{ mA}$

TF les 0,2 A on mesure le tens° aux bornes de la poutre

⚠ Alim. poutre alternatif 220V



$$V_H = \frac{I_p \times B}{b m q}$$

$$I_p = 10 \text{ mA}$$

$$E_H = \frac{I_p B}{a b m q}$$

b spessore piastrina
 $b = 1 \text{ mm}$

$$S = a \times b$$

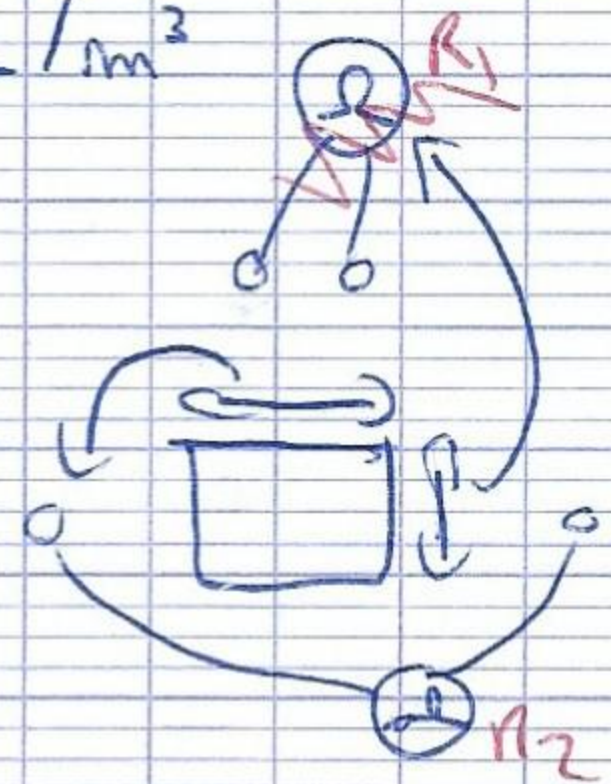
$$0,135 = \frac{I_p}{b m q}$$

$$q = 1,60 \cdot 10^{-19}$$

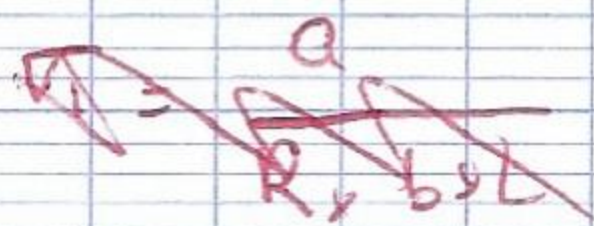
$$1/m = 0,135 \times 10^{-3} \times 1,6 \cdot 10^{-19} \times \frac{1}{10 \cdot 10^{-3}}$$

$$m = 9,10 \cdot 10^{16} \text{ electron/m}^3$$

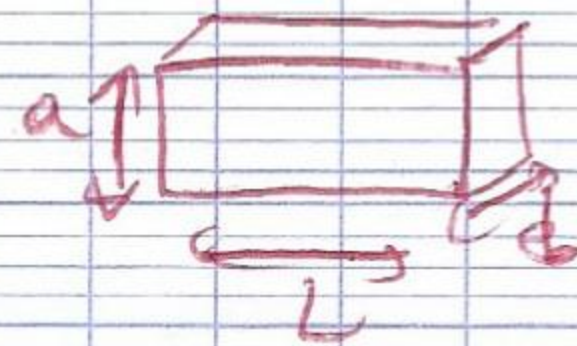
Resistenza aus barre de la plaque
 b et barre \neq



$$r = \frac{L}{R S}$$



$$r_2 = \frac{L}{R \times b a}$$



$$R_2 = 698 \Omega$$

$$r_2 = 2,86 \text{ } \Omega \text{ m}^{-1}$$

$$\Gamma = \frac{ne^2}{m}$$

$$\mu = \frac{q^2}{m}$$

$$\mu = \frac{q}{me}$$

$$\sigma = 2,86$$

$$n = 9 \cdot 10^{24}$$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$$

$$\mu = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Courant de Foucault



variation du flux

→ créatⁿ d'un courant induit
dans la bobine

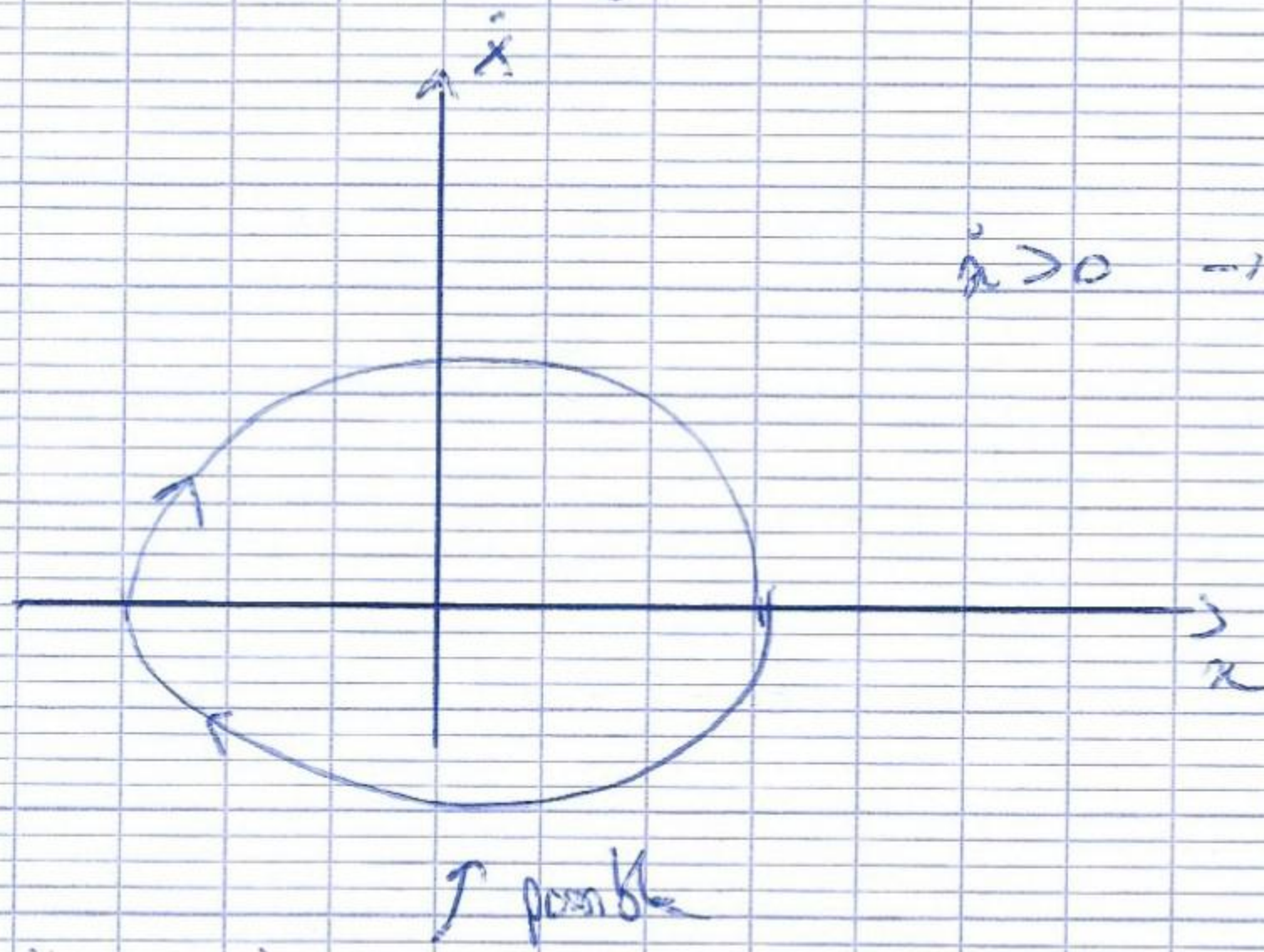
→ créatⁿ d'un champ B qui
s'oppose à B de l'aimant

→ freinage

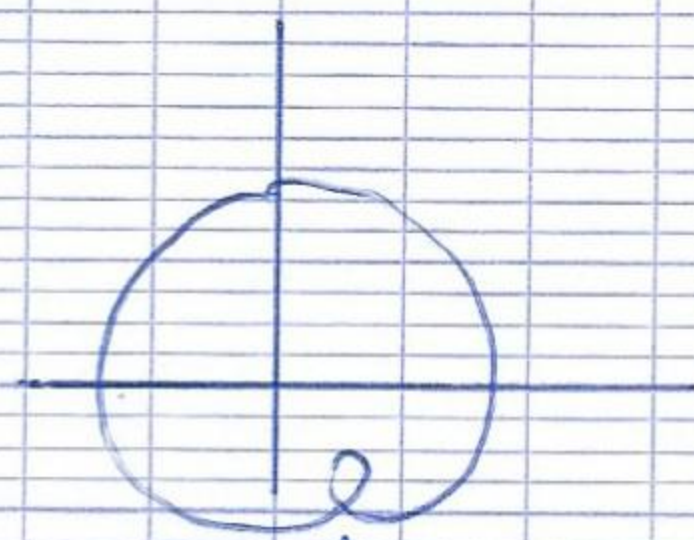
LP 49 : Oscillateurs, points de phase et non linéarité

On se limite à 1 dimension

- oscillateur libre non amorti (a)
- " " amorti (b)
- oscillateur forcé (entretenu) (c)
- oscillateur auto-entretenu (d)



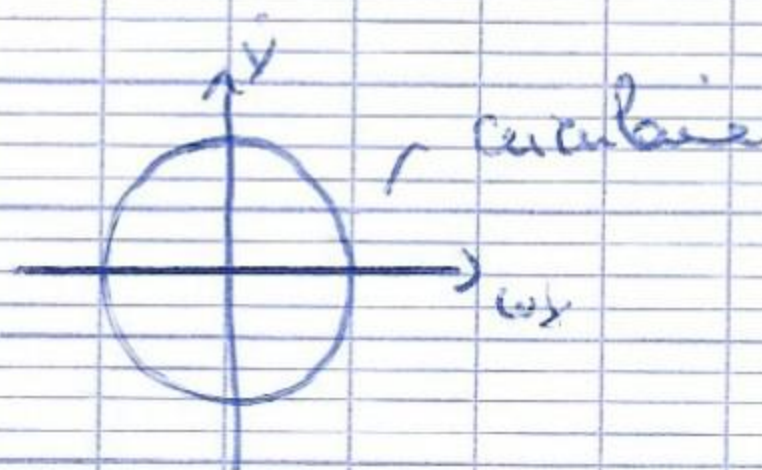
$f(\ddot{x}, \dot{x}, x) = 0$
 si non \rightarrow

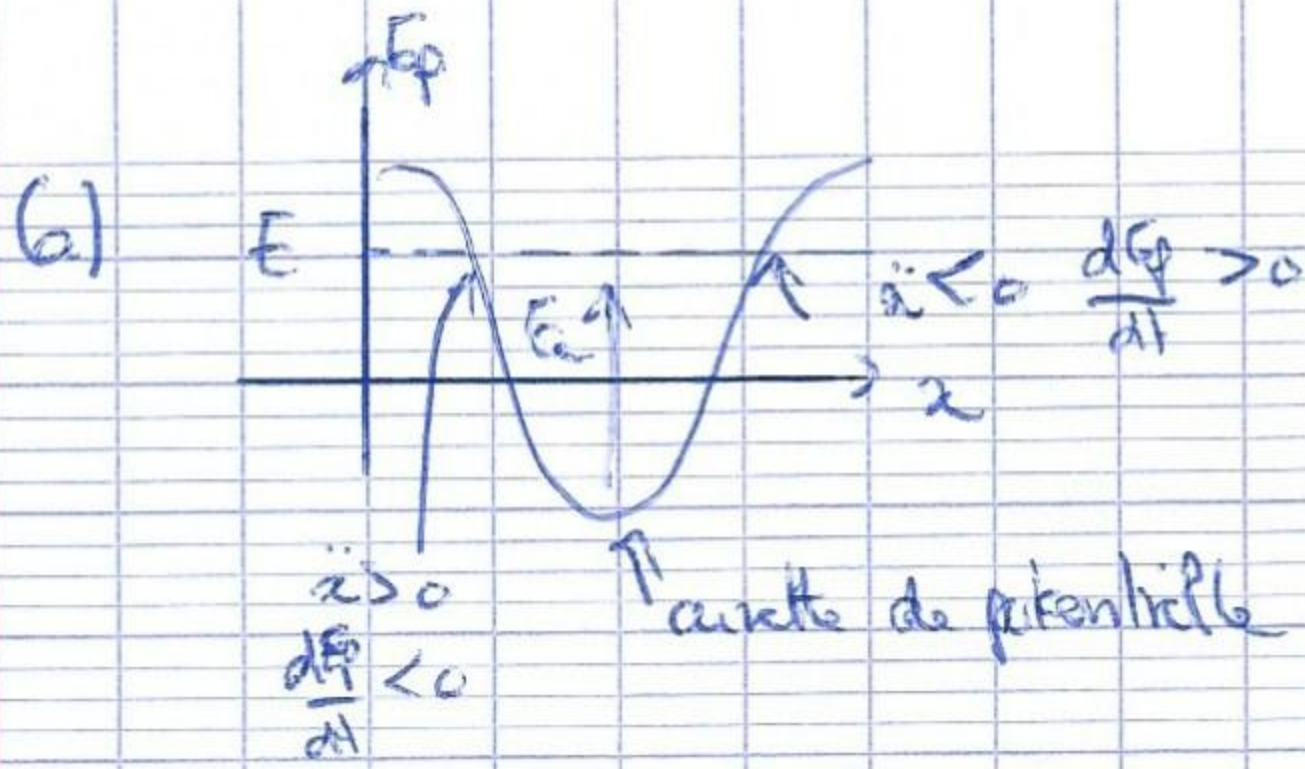


possible il y a une dépendance du temps

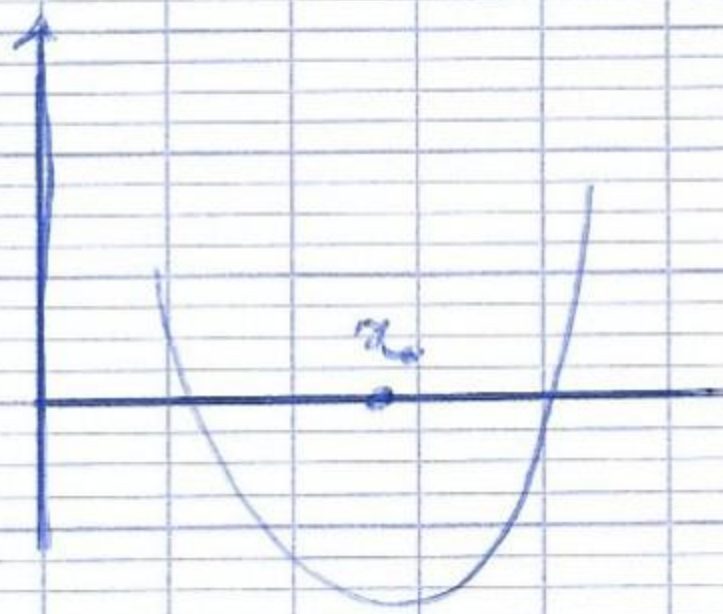
oscillate^o amortissables

$\dot{x}^2 + \omega_0^2 x^2 = cste$





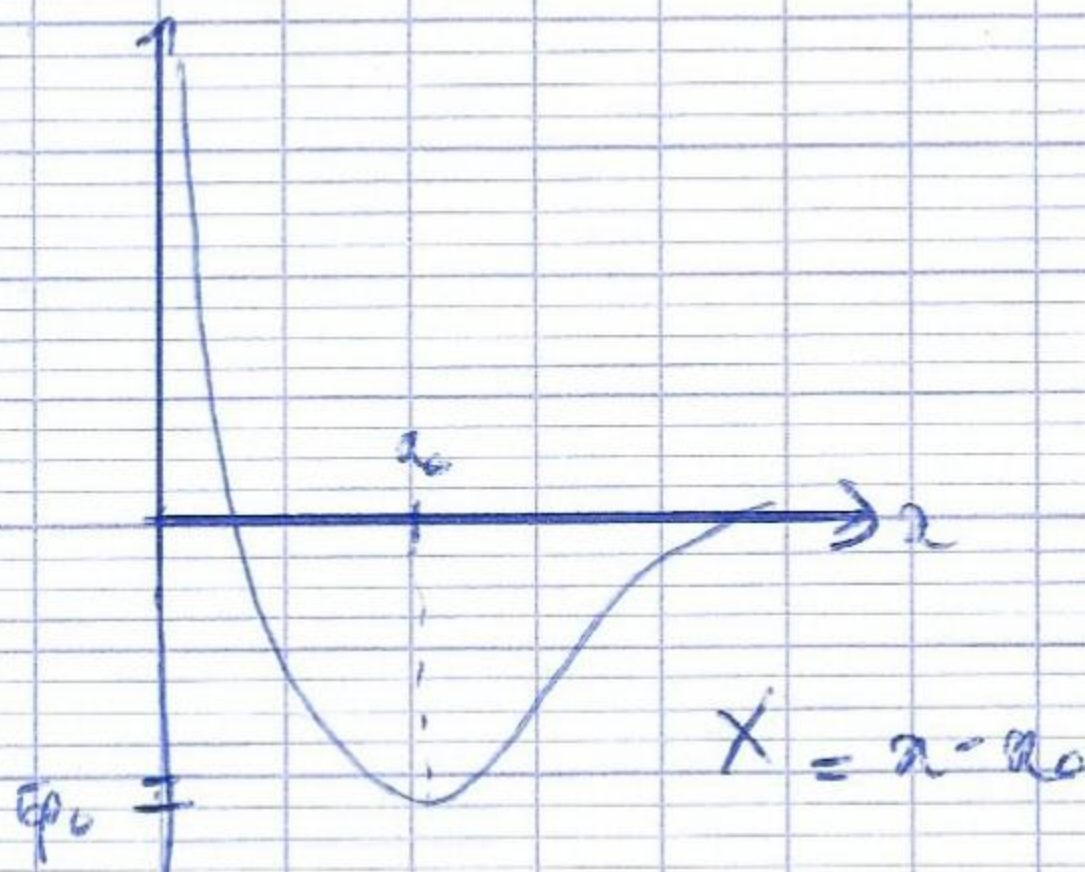
oscillateur harmonique
 ↳ centre potentiel



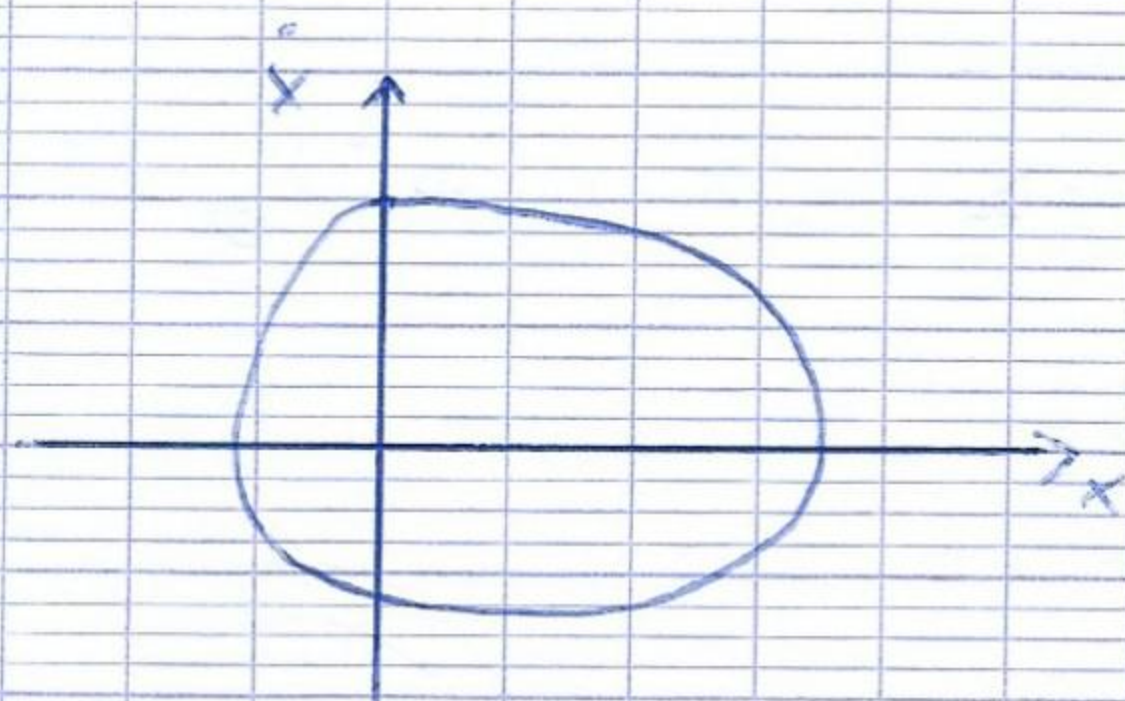
$$E_p = E_{p_0} + \alpha (a - a_0)^2$$

$$\frac{d}{dt} m \dot{a}^2 + \alpha (a - a_0)^2 = \text{cte}$$

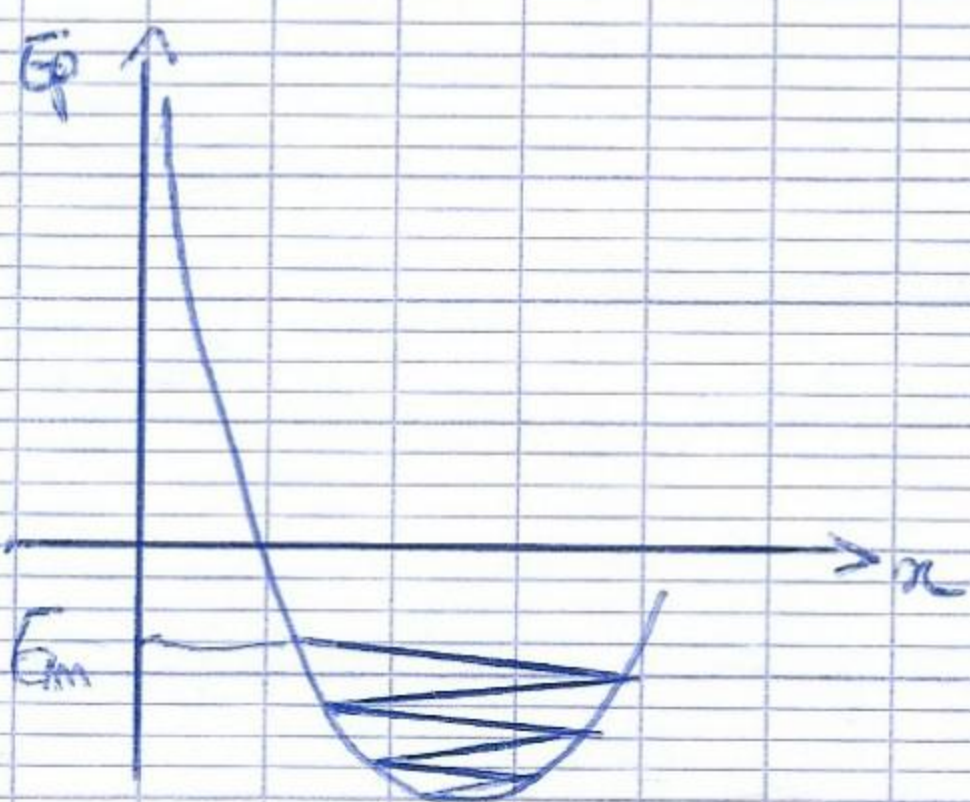
$$m \ddot{a} + 2\alpha (a - a_0) = 0$$



$$E_p = E_{p_0} + \alpha X^2 - \beta X^3$$



(b) On a fois une cuvette de potentiel mais on a un amortissement



↓
 { fortement
 { faiblement

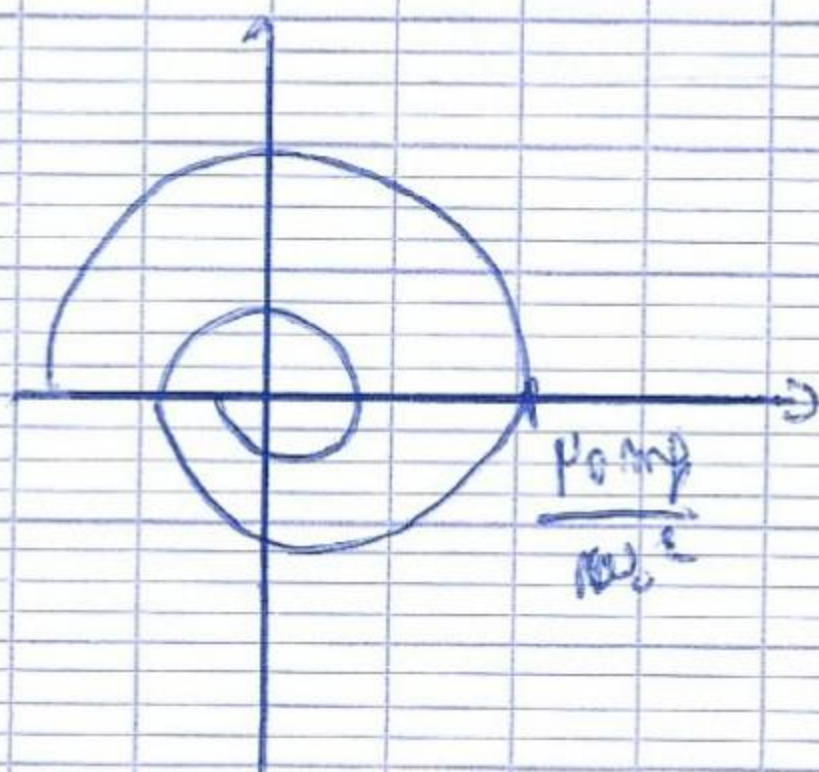
es = F_0 loi de Coulomb
 coeff. frottement dynamique

$$\left| \frac{d\Phi}{dx} \right| = P_0 \cdot m \cdot g$$

↳ linéaire \rightarrow pente etc \rightarrow nombre d'oscillations finies

$$\ddot{X} + \omega_0^2 X = \pm \begin{matrix} \leftarrow P_0 \\ \leftarrow P_0 \cdot m \cdot g \end{matrix}$$

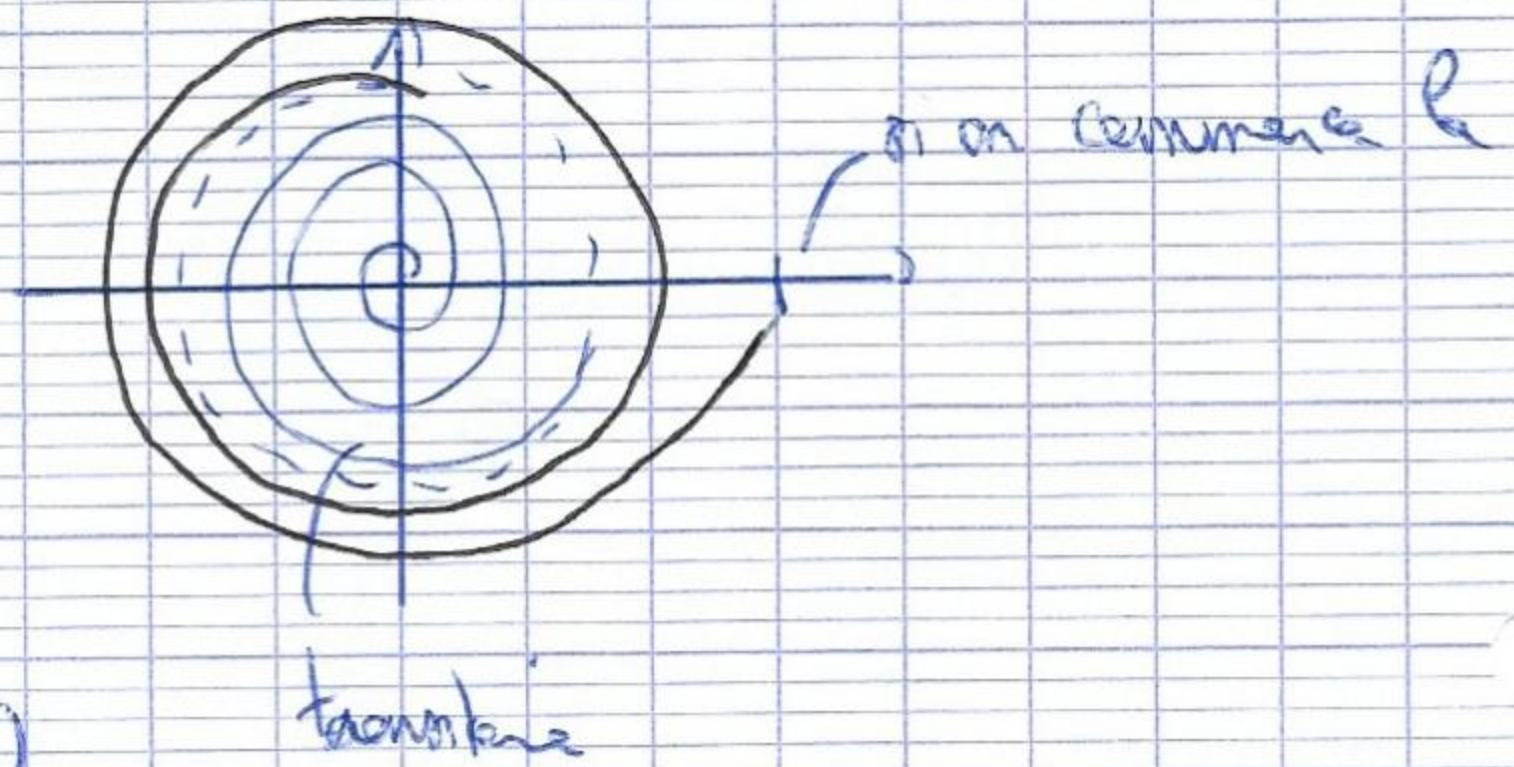
$$\ddot{X} + \omega_0^2 \left(X - \frac{P_0 \cdot m \cdot g}{\omega_0^2} \right) = 0$$



(c) → forme steady

$$E_0: \ddot{x} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{x} + \omega_0^2 x = \omega_0^2 X_0 \cos(\omega t)$$

$$C.I: \begin{aligned} x &= 0 \\ \dot{x} &= 0 \end{aligned}$$

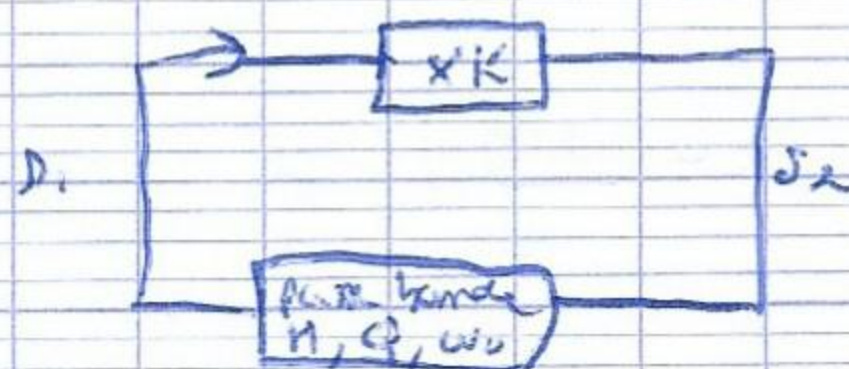


pour les conditions initiales on rejoint le cercle (---)

(d) Il faut compenser l'amortissement → source d'énergie externe oscillateur de Van der Pol

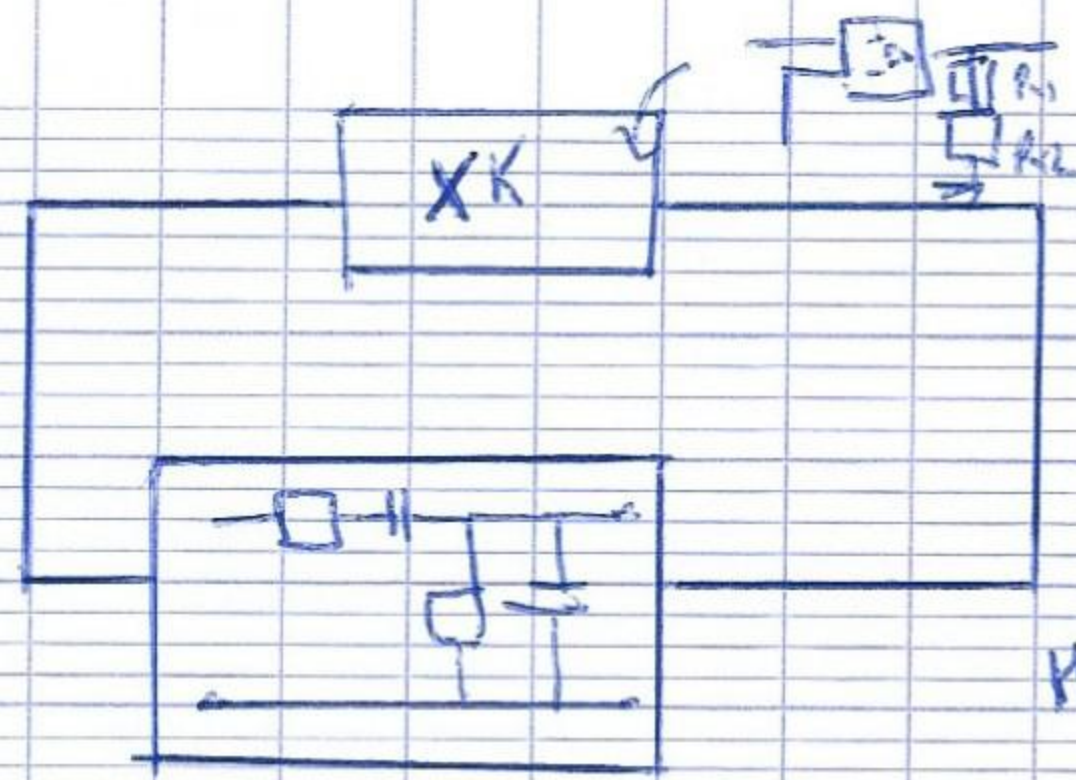
$$\begin{aligned} \ddot{a} + \alpha \dot{a} + \omega_0^2 a &= 0 \\ \alpha > 0 &\text{ amorti} \\ \alpha < 0 &\text{ instable} \\ \alpha = 0 &\text{ impossible} \end{aligned}$$

$$\ddot{a} - \alpha(1 - \epsilon a^2) \dot{a} + \omega_0^2 a = 0$$



$$\begin{aligned} \underline{A}_2 &= K \underline{S}_1 \\ \underline{D}_1 &= H \underline{S}_2 \end{aligned}$$

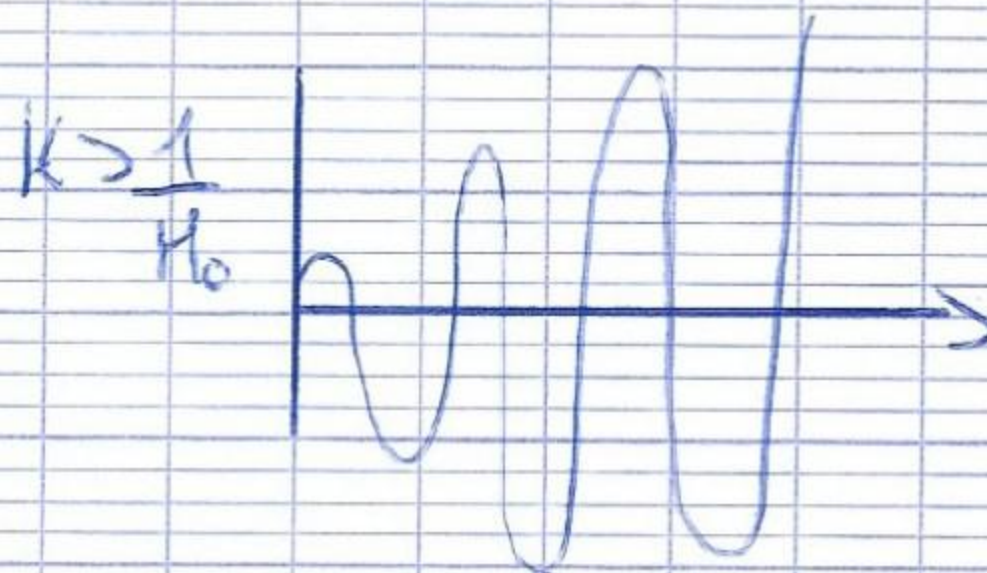
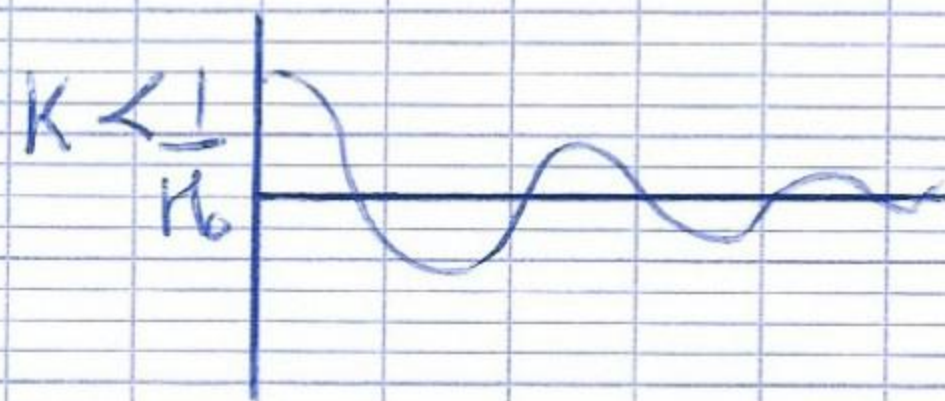
$$\begin{aligned} KH &= 1 \\ \downarrow \\ \Rightarrow H \in \mathbb{R} &\Rightarrow \omega = \omega_0 \\ H &= \frac{1}{K} \end{aligned}$$



$$K = \frac{R_1 + R_2}{R_1}$$

$$H_m = \frac{1}{3}$$

$$\varphi = \frac{1}{3}$$



↳ instabilité aux limites par la non linéarité des ALI (AOP)

oscillateur de relaxation

