

---

## Expériences absentes des polys de TP

---

La collection de matériel à votre disposition pour les leçons et montages est plus vaste que ce que vous aurez l'occasion d'utiliser en séance de TP. Ce polycopié propose une liste, non exhaustive, d'expériences pouvant être présentée dans certains montages. Certaines des expériences proposées sont quasiment incontournables, d'autres sont obsolètes, à vous de faire votre propre choix ! **Faire une recherche par mots-clés dans la base de données de la collection est aussi une bonne manière d'obtenir de nouvelles idées.**

## I) Mécanique

### 1) Résonance d'un diapason

Voir BUP 801 (p. 283) et BUP 892 (p. 334) pour plus de détails.

### 2) Mesure de tension de surface du Galinstan

Notice N200.

### 3) Moteur pas à pas

Utiliser l'ensemble moteur et commande de chez PIERRON. Le boîtier de commande est alimenté par une alimentation de 12 V pouvant débiter 1 A. Relier les sorties Q1, Q2, Q3 et Q4 respectivement aux fils noir, vert, rouge et bleu du moteur. Relier aussi les deux fils blancs du moteur au +12 V.

Utiliser comme horloge un générateur BF dont on réglera l'amplitude et le décalage continu pour obtenir un signal carré variant entre 0 et 12 V (la sortie TTL ne convient pas). Envoyer ce signal sur l'entrée d'horloge du boîtier de commande. Pour agir sur le sens de rotation du moteur, relier la borne rotation au 0 ou au 12 V.

- En utilisant une horloge à très basse fréquence, déterminer le nombre de pas du moteur.
- En utilisant la plaquette de 5 DELs, visualiser les tensions de commande du moteur et la tension d'horloge.
- Déterminer la fréquence maximum d'horloge utilisable.

### 4) Propagation dans un solide

*Principe* : Un solide (supposé isotrope pour simplifier) se distingue d'un fluide par l'existence de deux types d'ondes acoustiques : une onde de compression, comme dans un fluide, et une onde de cisaillement (à la différence des fluides, dans lesquels le cisaillement est transporté de façon *non propagative*, par diffusion visqueuse). Ces deux ondes se propagent à des vitesses différentes, que nous noterons respectivement  $c_{//}$  et  $c_{\perp}$ . Nous nous proposons de mesurer ces deux vitesses en regardant la transmission d'une onde de compression à travers un parallélépipède rectangle ; il est clair que sous incidence normale l'onde excitée dans le solide sera uniquement une onde de compression. Si l'incidence n'est plus normale, on conçoit que la déformation des mailles cristallines sous l'effet de l'onde provenant du fluide correspondra à la fois à un cisaillement et à une compression qui se propageront dans le solide élastique. Ces deux ondes ont des vitesses différentes. Pour une plaque d'épaisseur  $d$  immergée dans un fluide, chacune donnera lieu lors de la traversée de la deuxième interface à une onde de compression dans le fluide, et on observera deux échos arrivant à des instants différents à partir

d'une unique impulsion incidente. La mesure du temps de vol de chaque écho donne accès en principe à la vitesse de propagation de l'onde correspondante. Le montage expérimental est schématisé sur la figure. [Attention : le schéma actuel de la notice est inexact sur les angles de réfraction.]

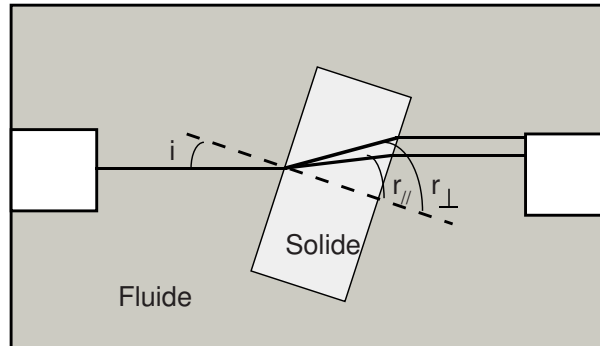


FIG. 1 – Réfraction du son dans un solide.

On peut traiter la propagation des ondes acoustiques comme en optique ondulatoire, et les angles de réfraction seront donnés par la loi de Snell-Descartes :

$$\frac{\sin i}{c_l} = \frac{\sin r_{//}}{c_{//}} = \frac{\sin r_{\perp}}{c_{\perp}}$$

Soit  $T_0$  le temps de vol du train d'ondes sans que la plaque soit présente,  $T_{//}$  et  $T_{\perp}$  le temps de vol pour chaque type d'onde. On montre dans ces conditions que les vitesses de propagation sont données par :

$$c_{//, \perp} = \frac{c_l}{\sqrt{1 + q_{//, \perp}^2 - 2q_{//, \perp} \cos i}} \quad \text{où} \quad q_{//, \perp} \equiv \frac{c_l(T_0 - T_{//, \perp})}{d}$$

*Manipulation* : Les émetteurs d'ultrasons (*hydrophones*) sont des émetteurs piézoélectriques protégés par une résine qui assure à la fois l'étanchéité et un bon accord d'impédance acoustique avec l'eau. Ils peuvent être utilisés indifféremment comme émetteur ou récepteur. Leur fréquence de résonance est 200 kHz ; on choisira donc cette fréquence d'émission, afin de récupérer le plus de signal, et un train d'ondes composé de 3 à 5 oscillations (le train d'ondes est alors suffisamment court pour pouvoir distinguer les deux trains reçus). [Attention : exciter la source à une fréquence un peu plus faible que sa fréquence de résonance, afin d'affiner au mieux les impulsions dans le temps (cf. Notice).]

- Mesurer  $T_0$ . En déduire la célérité du son dans l'eau.
- Introduire le bloc d'aluminium sous incidence normale et en déduire  $c_{//}$ .
- Expliquer pourquoi il existe pour chaque mode un angle d'incidence limite au-delà duquel il n'y a plus de signal transmis. Mesurer ces deux angles et vérifier qu'ils sont compatibles avec les valeurs de  $c_{//}$  et  $c_{\perp}$  tirées du Handbook (sachant que le bloc est en Duralumin, dont on ne connaît pas précisément la composition ni le traitement métallurgique qu'il a subi, dont ses constantes physiques peuvent dépendre. Inutile donc d'attendre un accord meilleur que 5%).
- (Éventuellement) Faire varier l'angle d'incidence.  $T_{//}$  varie-t-il beaucoup ? Pourquoi ? Mesurer  $c_{\perp}$  en prenant deux ou trois incidences différentes.

## 5) Mesure d'une vitesse par effet Doppler

Il est possible d'utiliser l'effet Doppler pour des ondes acoustiques pour mesurer une vitesse (principe d'un type de radar). Alimenter un émetteur ultrason avec un GBF. Placer un récepteur sur

une table traçante. La mesure de la différence de fréquence entre l'onde émise et l'onde reçue (lorsque la table traçante est en mouvement) se fait ensuite par détection synchrone. On utilise pour cela une résistance et un condensateur judicieusement choisis ainsi qu'un multiplieur.

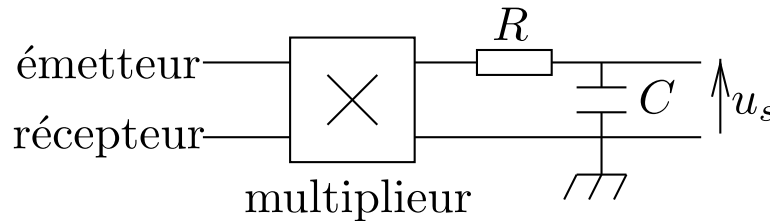


FIG. 2 – Expérience sur l'effet Doppler

## II) Optique

### 1) Conductivité dans le domaine optique : résonance plasmon de surface

#### Références

- Notice 69
- Ashcroft / Mermin, Solid state physics, chapitre 1 et exercice 5
- <http://www.scl.kyoto-u.ac.jp/masahiro>
- <http://www.reichertai.com/spr.html>
- Le problème de la session 2011 présente une partie sur les plasmons.

#### a) Présentation théorique

Dans les métaux, il existe des ondes particulières dites ondes plasma, qui correspondent à une oscillation de la densité de charge. Ces ondes ayant une structure longitudinale (le vecteur d'onde est parallèle au champ électrique) elles ne peuvent pas être engendrées optiquement (structure transverse de l'onde électromagnétique). Cependant on peut lever cette contrainte à l'interface entre un métal et un diélectrique en générant une onde évanescente qui présentera une composante longitudinale. Le mode mixte lumière/oscillation plasma est alors appelé plasmon. Le couplage entre l'onde plasma et la lumière, n'est efficace que lorsqu'il y a accord des vitesses de phase des deux ondes, c'est-à-dire égalité de leur vecteurs d'onde le long de l'interface. Dans ces conditions, on a :

$$n \sin \theta_p = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{1 + \epsilon_1}}$$

$n$  représente l'indice du verre,  $\theta_p$  l'angle d'incidence de l'onde lumineuse sur l'interface verre/métal et  $\epsilon_1$  la partie réelle de la constante diélectrique du métal. On a fait l'approximation  $n_{\text{air}} = 1$ .

Lorsque cette condition est réalisée, il y a couplage efficace vers le plasmon, ce qui se traduit par une chute brutale de la lumière réfléchiée pour cet angle d'incidence <sup>1</sup>. L'énergie transférée vers le

<sup>1</sup>Un traitement complet du problème fait apparaître les interférences entre l'onde incidente et l'onde réémise par le plasmon. On trouve que le contraste est maximum pour une épaisseur d'or de 50 nm.

plasmon est ensuite dissipée dans le métal. Cette dissipation, liée à la partie imaginaire de la constante diélectrique ( $\epsilon_2$ ) se traduit par une certaine largeur de la résonance <sup>2</sup>.

### b) Manipulation et mesures

On dispose d'un prisme droit dont une des faces est couverte d'un film d'or de 50 nm d'épaisseur, que l'on peut monter sur le plateau tournant d'un goniomètre.

### c) Manipulation qualitative

On éclaire le prisme avec un faisceau laser élargi par une lentille de très courte focale et polarisé à l'aide d'un polariseur. De la sorte, la face métallique est éclairée sous tout un ensemble d'incidences. Celle pour laquelle la condition de couplage au plasmon de surface est réalisée, sera caractérisée par un coefficient de réflexion nul. Sur un écran placé en sortie on observe une raie noire au milieu de la tache de lumière réfléchi. Vérifier que cette raie n'existe que pour une polarisation  $p$  (qui est ici horizontale). Pour prouver que ce phénomène est lié à la couche métallique, on peut faire la contre expérience à l'aide du second prisme, identique au premier si ce n'est l'absence de couche métallique.

### d) Mesure de la constante diélectrique de l'or

On éclaire le prisme avec un laser Hélium-Néon suivi d'un polariseur et on observe la lumière réfléchi à l'aide d'un écran ou bien à l'aide d'un ensemble lentille/photodiode si on veut faire une étude quantitative du coefficient de réflexion.

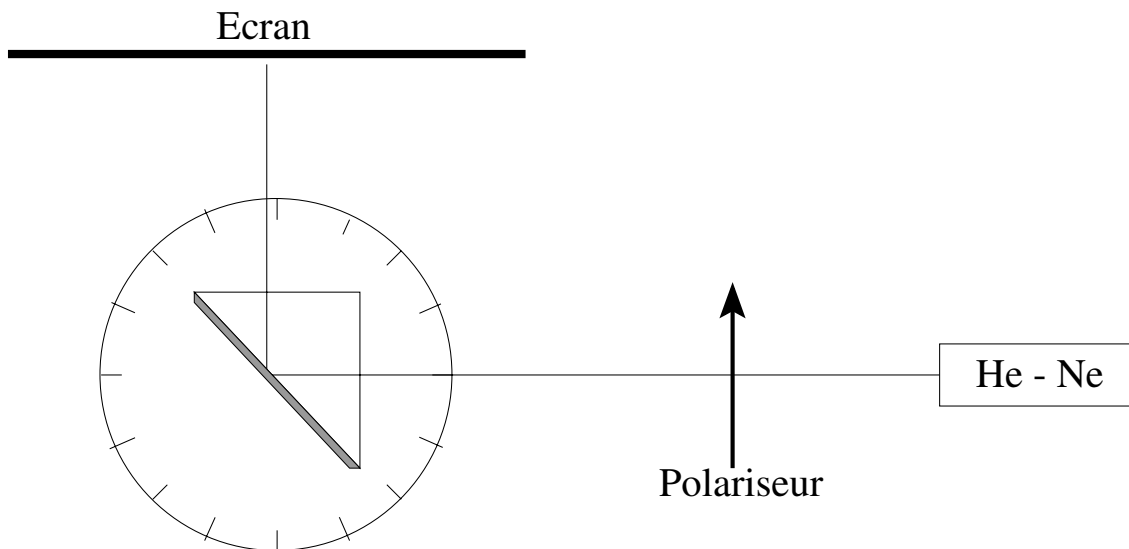


FIG. 3 – Dispositif pour l'observation de la résonance plasmon de surface.

On commencera par repérer l'incidence normale sur la face d'entrée du prisme en renvoyant la lumière partiellement réfléchi par celle-ci sur le laser. Ensuite on tourne le plateau jusqu'à extinction.

<sup>2</sup>On a choisi ici de l'or pour sa grande conductivité et pour éviter les problèmes d'oxydation qui apparaissent avec les autres métaux.

En déduire l'angle d'incidence sur la face métallisée  $\theta_p$  (Il faut tenir compte de la réfraction sur le dioptre air/verre).

Il faut alors mesurer précisément la valeur de l'indice du verre composant le prisme. On notera que pour un prisme droit, il n'existe pas d'angle de minimum de déviation si l'indice du verre est supérieur à  $\sqrt{2}$ , ce qui est le cas ici. On pourra néanmoins mesurer cet indice en repérant l'angle de Brewster sur une de ses faces :  $\tan \theta_b = n_v$ .

Muni de ces valeurs on peut alors estimer la partie réelle de la constante diélectrique de l'or à 633 nm.

En utilisant l'expression simplifiée de la constante diélectrique donnée par le modèle de Drüde, on peut estimer un ordre de grandeur de la densité d'électrons libres.

$$\epsilon_1 \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \text{ avec } \omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0}$$

L'écart à la valeur tabulée (de la densité électronique) provient de la contribution des électrons de cœur à la constante diélectrique mesurée.

N.B. La valeur tabulée de la constante diélectrique à 632,9 nm est  $\epsilon_1 = -11,8$ ,  $\epsilon_2 = 1,25$ . Valeur tabulée de la densité d'électrons de conduction :  $n_c = 5,9 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$

## 2) Spectroscopie laser du Rubidium

### Note :

L'expérience ci-dessous est délicate car elle nécessite d'être très à l'aise en physique quantique et est difficile à présenter efficacement pendant un montage. Mais les plus motivés peuvent l'utiliser de façon pertinente dans les montages : Spectrométrie optique, Émission et absorption de la lumière, Résonance.

### a) Principe de l'expérience

Le rubidium (Rb) est un élément alcalin ( $Z = 37$ ), de configuration électronique  $(\text{Kr})5s^1$ , existant sous la forme de deux isotopes stables (en toute rigueur, l'isotope 87 subit une décroissance  $\beta$  avec une demi-vie de 50 milliards d'années environ) :  $A = 85$  et  $A = 87$ .

Il a deux particularités intéressantes :

- sa température de fusion est de  $39^\circ\text{C}$  environ ; sa vapeur, constituée de Rb atomique, a une pression de vapeur saturante à la température ambiante relativement importante ( $\simeq 10^{-4} \text{ Pa}$  à  $39^\circ\text{C}$ ) ;
- les transitions atomiques de l'état fondamental vers les deux premiers états excités, analogues aux deux raies du doublet jaune du sodium, sont dans le proche infrarouge, à  $\lambda = 794,8 \text{ nm}$  (raie  $D_1$ ) et  $\lambda = 780,0 \text{ nm}$  (raie  $D_2$ ), longueurs d'onde aisément accessibles avec des diodes laser.

L'expérience proposée porte sur la raie  $D_2$ , correspondant à la transition  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ , dont le dipôle de transition est important, et qui sera étudiée à l'aide d'une diode laser Sanyo DL-4140 (il s'agit d'une diode GaAlAs à multipuits quantiques (MQW), conçue pour les imprimantes laser). Les modules de régulation de température et de courant habituels (voir poly «Instruments d'optique-Lasers») sont utilisés pour obtenir une fréquence laser stable.

Des détails supplémentaires sont donnés dans la notice N59, notamment un schéma des niveaux d'énergie.

**Pour ne pas détruire la diode, vérifier que le courant max est au plus de 70 mA.**

L'entrée de modulation externe du courant laser permet de moduler la fréquence de la diode sur une quinzaine de GHz, et ce balayage permet d'observer la résonance atomique (il y a en fait quatre résonances), à la fois sur la fluorescence (émission atomique spontanée) et sur l'absorption du faisceau à la traversée de la cellule.

**b) Montage expérimental**

Le montage expérimental, pré-monté dans une boîte en bois, comporte :

- la diode laser dans son support ;
- un isolateur optique à effet Faraday, qui empêche le retour du faisceau laser vers la diode ;
- un interféromètre de Fabry-Perot confocal, sur lequel est envoyé une petite fraction de la puissance laser afin de (i) s'assurer que le balayage du laser est obtenu sans saut de mode ou instabilités, (ii) calibrer le balayage en fréquence ;
- une cellule en verre contenant un peu de rubidium, et montée sur un support permettant de la chauffer.
- trois photodiodes (montées dans une boîte avec résistance et polarisation intégrées) ;
- pour les alignements, une «carte infrarouge» ;

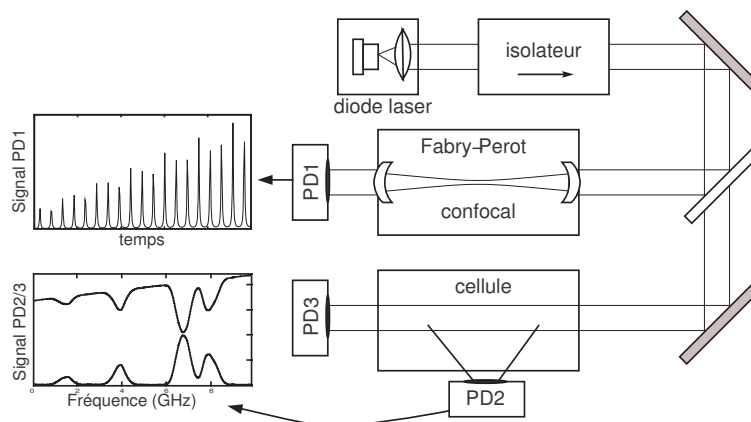
**Pour toute question, on consultera la notice de ces éléments, et ensuite, si besoin, les caïmans de service.**

On aura besoin en outre de :

- un GBF ;
- un oscillo numérique à 4 voies (ou deux à 2 voies) ;
- une alimentation stabilisée variable entre 0 et 20 V pour le chauffage de la cellule ;
- pour la visualisation de la résonance de fluorescence, une webcam ou caméra vidéo + *frame-grabber* (numériseur de vidéos).

**c) Manipulation**

**On prendra garde à ce que la diode laser, dont le rayonnement n'est que faiblement visible, émet environ 25 mW, donc 25 fois plus que les lasers hélium-néon usuels. Il convient donc d'être très soigneux, et de travailler impérativement avec le montage à l'intérieur de la boîte en bois.**



La marche à suivre est la suivante :

- faire les branchements sur la diode et remettre les éléments dans la boîte ;
- mettre en route l’asservissement de température du laser ;
- allumer le laser, légèrement au dessus du seuil, et vérifier la forme et la direction du faisceau ;
- mettre en route la modulation par le GBF du courant d’alimentation de la diode laser ;
- aligner le faisceau secondaire sur l’axe optique du Fabry-Pérot : on doit alors voir une modulation sur la photodiode placée derrière ;
- contrôler qu’aucun faisceau ne sort de la boîte, et monter alors le courant à la valeur prescrite, qui permet d’amener la fréquence du laser au voisinage des résonances du Rubidium ;
- vérifier que le signal du FP a une allure comme indiquée sur la figure ; quelle est alors la signification de ces pics ? dans le cas contraire retoucher légèrement le réglage de température autour de la valeur prescrite ;
- brancher le chauffage de la cellule, et la placer sur le faisceau principal ;
- mettre en place les photodiodes 2 et 3, ainsi que la caméra vidéo ;
- si les photodiodes ne donnent pas le signal de résonance, baisser l’amplitude de la modulation, faire varier le courant en surveillant l’image vidéo.

#### d) Mesures

La première mesure indispensable est la calibration du balayage en fréquence par le spectre du Fabry-Pérot (F.P.) ( $\text{ISL}=1,5 \text{ GHz}$ ).

On peut aussi, si le F.P. est bien réglé, obtenir une borne supérieure intéressante de la largeur du laser (assez haut au dessus du seuil ; cette largeur est de l’ordre de  $\Delta\nu \simeq 2 \text{ MHz}$ , expérimentalement inaccessible).

On peut alors mesurer les intervalles en fréquence entre les quatre raies, et les comparer aux valeurs tabulées (*cf.* notice du Rb).

On peut vérifier que les quatre raies ont à peu près la même largeur (Doppler), et la comparer à la valeur attendue.

Enfin, on pourra étudier l’évolution de la largeur Doppler avec la température de la cellule.

#### e) Absorption saturée

Il est possible sans beaucoup d’efforts supplémentaires d’observer le phénomène d’absorption saturée, dit *hole-burning*. Pour cela, remplacer la photodiode de mesure de l’absorption par un miroir. Replacer-la au niveau de la séparatrice pour observer le signal d’absorption après double passage dans la cuve. Il faut optimiser le retour du laser pour qu’il repasse autant que possible au même endroit dans la cellule (là où l’absorption est déjà saturée par le premier passage). Le signal enregistré par la photodiode présente alors un spectre nettement plus compliqué :

Le spectre présente des raies de quelques MHz, beaucoup plus fines que les largeurs des quatre raies principales. Le BUP 679 (p.306 et suivantes.) donne des explications du phénomène.

## III) Électronique

### 1) Capteur capacitif

On dispose d’un capteur de niveau d’eau à effet capacitif. Lire la notice détaillée N197.



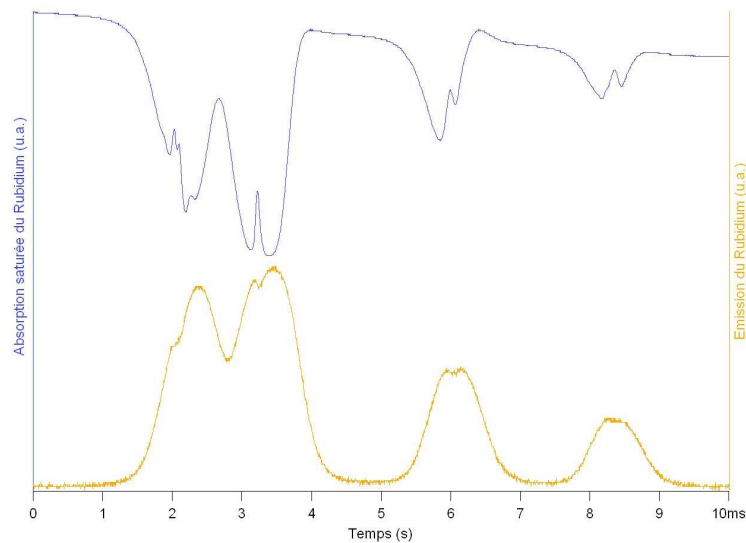


FIG. 4 – Spectres d'émission et d'absorption saturée du Rubidium.

## 2) Diffusion de charge à une dimension

Les manipulations possibles avec le montage "Diffusion de charge à une dimension" (en régimes continu, d'échelon, sinusoïdal ou impulsionnel) sont décrites dans la notice N149. On peut consulter également le BUP 944 (mai 2012), p. 525.

### Matériel :

- Plaquette de l'expérience de diffusion de charge ;
- Générateur de pulses. Durée  $1\mu s$ , amplitude 5 V ;
- Interrupteur statique commandé (N.141) ;
- Alimentation continue 5V.

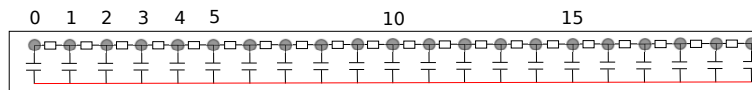


FIG. 5 – Schéma électronique de la plaquette de l'expérience de diffusion de charge.

On veut injecter des charges uniquement dans le condensateur 9 et voir ces charges diffuser dans les condensateurs voisins. Pour cela, il faut imposer une tension assez élevée (5 à 10 V environ) pendant **un temps très court** (par rapport au temps de diffusion de charges entre premiers voisins  $\simeq 100\mu s$ ).

**Le générateur de pulses n'est pas assez performant.** Il ne peut délivrer une tension élevée pendant un temps très court dans un condensateur. [Se pose surtout le problème de sa résistance de sortie (50 ohms) au travers de laquelle se déchargerait le système.] On propose de hacher une alimentation continue avec un interrupteur statique<sup>3</sup> commandé par le générateur de pulses.

Les pulses choisis ont pour caractéristiques :

1. repetition time = 100 ms ;

<sup>3</sup>Il faut choisir un interrupteur pouvant fonctionner à haute fréquence (1 MHz) et avec un bon rendement relativement à l'intensité délivrée par l'alimentation continue.

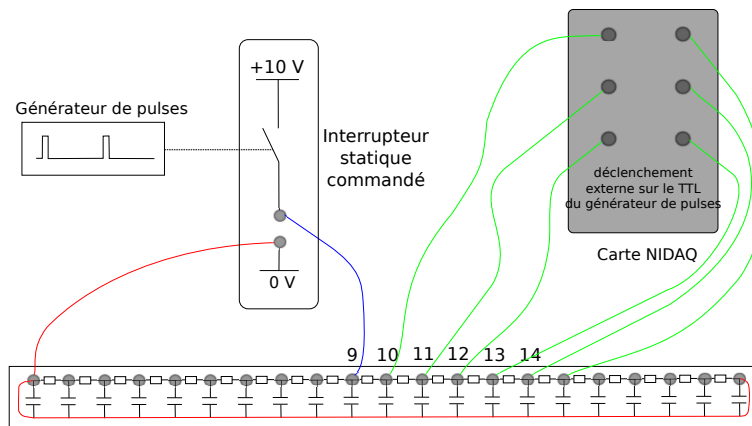


FIG. 6 – Dispositif expérimental de marche au hasard.

2. delay = 1 ms ;
3. duration = 1  $\mu$ s.

On enregistre alors avec la carte NIDAQ (plus rapide que la carte d'acquisition de Synchronie) les tensions aux bornes des condensateurs au cours d'un cycle de diffusion de charge. Par raison de symétrie, on peut se restreindre à ne mesurer que les tensions des condensateurs 10 à 18.

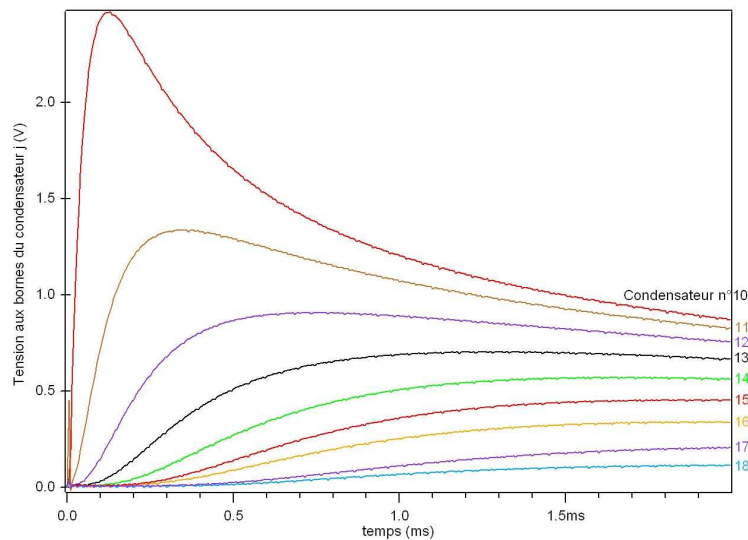


FIG. 7 – Évolution de la tension aux bornes des condensateurs voisins au condensateur source, le 9 dans l'expérience.

A partir des données précédentes on peut tracer, à différents instants, le profil de tension le long de la ligne de condensateurs, et donc de répartition de charges. On prolonge le profil pour les condensateurs 0 à 8 par symétrie. Conformément à la théorie, si on note  $U$  la tension,  $j$  la position du  $j$ -ème condensateur sur la ligne et  $t$  le temps, chaque profil de tension  $U(j,t)$  est ajustable par une gaussienne :

$$U(j,t) \propto \frac{1}{\sqrt{Dt}} \exp - \frac{j^2}{\sigma(t)^2}$$

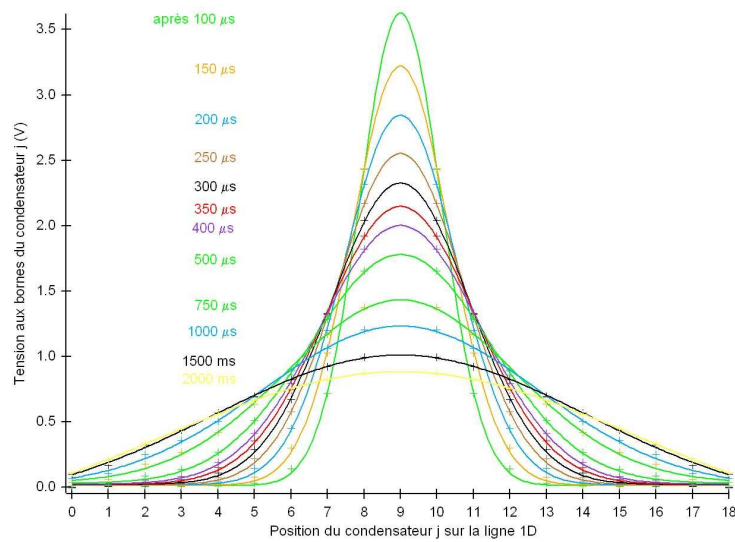


FIG. 8 – Profils de tension aux bornes des condensateurs pour différents instants après l’injection. Les points expérimentaux sont marqués par des croix, les courbes continues des ajustements par des gaussiennes.

Au-delà de  $500\ \mu\text{s}$  les condensateurs en bout de ligne commencent à être notablement chargés. On ne peut plus ignorer les effets de bords. La ligne n’est plus assimilable à un milieu infini 1D.

- La largeur  $\sigma(t)$  du profil augmente avec le temps. Pour des temps courts (tant que la ligne est assimilable à un milieu infini) la théorie prédit une évolution en racine carrée du temps. L’ajustement en bleu par cette loi montre un bon accord entre théorie et expérience. La présence de deux puits<sup>4</sup> en bout de ligne modifie l’évolution du profil pour les temps longs.

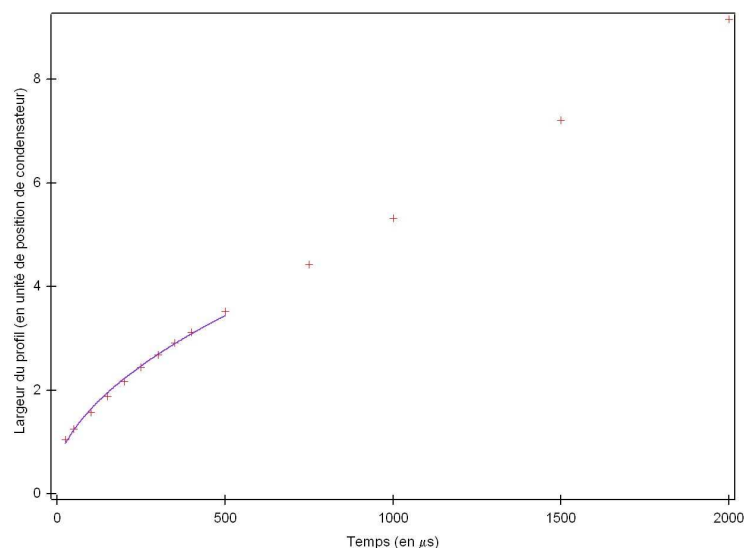


FIG. 9 – Évolution de la largeur des profils de répartition de charges au cours du temps.

<sup>4</sup> On a placé en court-circuit les deux derniers condensateurs. Ils peuvent recevoir les charges diffusées par les autres condensateurs, mais ils n’en diffusent pas.

- L'amplitude de la gaussienne décroît avec le temps. L'accord avec l'ajustement en bleu par la courbe théorique en  $t^{-1/2}$  est excellent, y compris pour des temps "longs". Ceci peut paraître un peu étonnant, mais... Pour que le condensateur du centre ressente l'effet des bords, il faut attendre un temps  $\tau$  correspondant à la diffusion des charges sur un aller-retour depuis le condensateur 9 soit le double du trajet pour aller du condensateur 9 au bord. S'il faut  $500\ \mu\text{s}$  pour que les condensateurs du bord commencent à se charger notablement, on peut estimer que  $\tau$  vaut environ 4 fois ce temps, soit 2 ms.

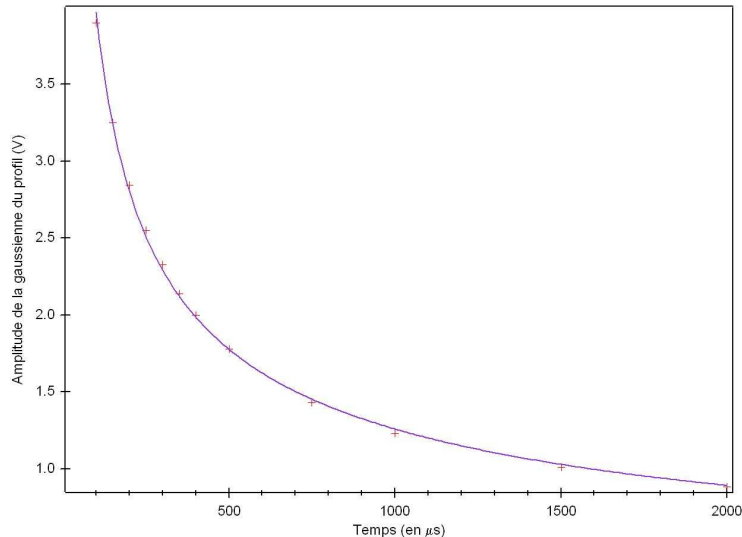


FIG. 10 – Évolution de la l'amplitude des profils de répartition de charges au cours du temps.

## IV) Thermodynamique

### 1) Expérience de Joule

Cette expérience illustre l'équivalence entre chaleur et travail en permettant une étude quantitative d'un phénomène dissipatif. Voir notice N175.

### 2) Dilatation thermique d'un métal

Un barreau de cuivre est posé sur un support. On peut le chauffer et mesurer ainsi sa dilatation thermique. Notice N129.

### 3) Moteur Stirling

On dispose d'un moteur Stirling. Notice N12.

### 4) Bruit thermique aux bornes d'une résistance (facultatif)

#### Bibliographie :

– Notice 580 de l'appareil.

Une résistance présente un bruit thermique à ses bornes (aussi appelé bruit de Nyquist). En effet, du fait des fluctuations du gaz électronique dans une résistance, il apparaît une tension aléatoire (de valeur moyenne évidemment nulle) que l'on appelle bruit de la résistance. Ce bruit a une densité spectrale uniforme  $4k_B T R$  (en volts carrés par hertz), où  $R$  est la résistance,  $T$  la température et  $k_B$  la constante de Boltzmann. L'amplitude de ce bruit est très faible :

$$\sqrt{\langle V^2 \rangle} = \sqrt{4k_B T R} \sqrt{\Delta f} \sim 10 \mu\text{V}$$

pour une bande passante  $\Delta f$  de 10 kHz et une résistance de l'ordre de  $\sim \text{M}\Omega$ . Si on utilise un amplificateur de gain  $G(f)$  à la fréquence  $f$ , alors la tension en sortie est :

$$\langle V^2 \rangle = 4k_B T R \int G^2(f) df$$

en volts carrés. Pour toute situation expérimentale il faut à cette expression rajouter le bruit du reste de l'appareillage (ampli, câble reliant les appareils, etc...). Or celui-ci ne dépend pas de la température de la résistance et est décorrélé du bruit de Nyquist. Le bruit total est donc donné par :  $\langle V^2 \rangle = 4k_B T R \int G^2(f) df + V_{\text{reste}}^2$ . En mesurant le bruit de la résistance pour deux températures  $T_1$  et  $T_2$ , la différence des tensions mesurées est donc :  $\langle V^2 \rangle(T_1) - \langle V^2 \rangle(T_2) = 4k_B(T_1 - T_2)R \int G^2(f) df$ . Ceci permet donc, connaissant la constante de Boltzmann, de mesurer simplement avec un voltmètre RMS un écart de température.

Pour mesurer un faible bruit il ne faut pas amplifier les autres bruits présents dans le système. Pour cela, il faut d'une part alimenter le système par des piles qui sont beaucoup moins bruyantes qu'une alimentation standard reliée au secteur. D'autre part, il faut qu'au moins le premier étage de l'amplification soit basé sur un ampli qui ait un très faible bruit. Celui que l'on a pris a un bruit de  $2,9 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Vérifier que cette valeur est négligeable devant le bruit thermique.

Pour le schéma de l'ampli, voir la notice. La valeur de la bande passante donnée dans la notice a été déterminée en faisant un diagramme de Bode tout simple auquel on a retiré la valeur de la tension à haute fréquence de manière à retirer le bruit de l'ampli.

La résistance est tout à fait quelconque (à couche métallique). Elle est dans l'embout en cuivre au bout de la pointe.

### Expérience :

- Réaliser un diagramme de Bode de l'ensemble de la chaîne d'amplification pour déterminer  $G(f)$  (utiliser le diagramme de Bode déjà réalisé dans la notice pour évaluer les ordres de grandeur attendus).
- Intégrer numériquement  $G(f)$  pour obtenir  $\int G^2(f) df$ .
- Faire (au moins) 2 mesures à 2 températures différentes (par exemple ambiante et azote liquide) **et vérifier que la valeur de la résistance est la même quelle que soit la température !**

## V) Électromagnétisme

### 1) Conductivité à très basse fréquence : écrantage d'un champ magnétique

#### Références

- Notice 95

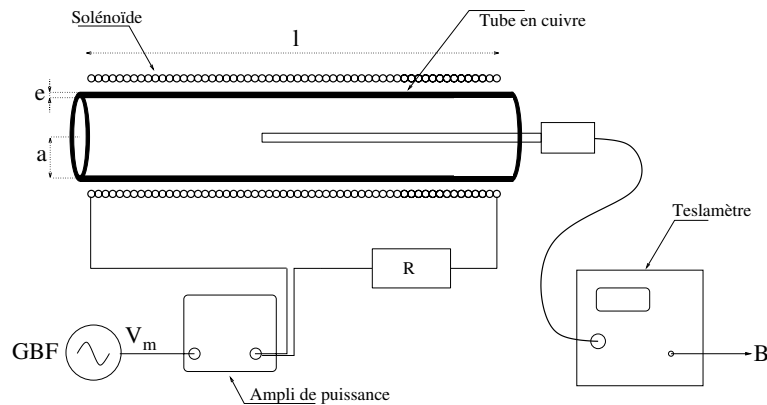
– American Journal of Physics, vol 73, p. 206 (2005)

La mise en mouvement par une onde électromagnétique des électrons libres d'un conducteur métallique permet d'atténuer un champ magnétique (effet de blindage électromagnétique). On s'intéresse ici à la dépendance en fréquence de l'écrantage du champ électromagnétique par un tube mince cylindrique de cuivre. Le champ magnétique est créé par un solénoïde long.

Un conducteur parfait écran toujours totalement le champ magnétique et ce quelle que soit la fréquence. Pour un conducteur présentant une conductivité finie, son comportement est résistif à très basse fréquence où il n'écran plus le champ électromagnétique. Pour le tube, on observe une transition entre ces deux régimes d'impédance, l'un résistif l'autre inductif, ce qui conditionne l'efficacité de l'écrantage en fonction de la fréquence de modulation du champ magnétique.

On peut mesurer la fréquence de coupure et, connaissant la géométrie du tube, en déduire la conductivité électrique  $\sigma$  du métal.

Le schéma de l'expérience est le suivant :



On utilise un solénoïde long de la marque JEULIN, alimenté par un générateur BF ( $V_m$ ) suivi d'un amplificateur de puissance induisant un courant oscillant. La mesure magnétique se fait au moyen d'un teslamètre de la marque PHYWE, avec la sonde longitudinale. Cet appareil possède une sortie analogique reproduisant la tension de Hall mesurée. On veillera à l'utiliser en mode AC. Le tube métallique, en cuivre cu-b de plomberie, peut être maintenu en place au moyen de deux bagues en téflon, son épaisseur moyenne est de  $e = 1$  mm et le rayon moyen est  $a = 11$  mm.

On peut montrer que le tube métallique se comporte comme un conducteur de résistance effective  $R = \frac{1}{\sigma} \frac{2\pi a}{le}$  et d'inductance propre  $L = \mu_0 \frac{\pi a^2}{l}$ . Ainsi le champ magnétique total  $B_e$  mesuré au centre en présence du tube est relié au champ  $B_o$  mesuré en l'absence du tube par :

$$B_e = B_o \frac{1}{1+if/f_c} \text{ avec } f_c = \frac{1}{\mu_0 \pi a e \sigma}$$

## Mesures

Observer d'abord qualitativement l'effet d'écrantage à 1 kHz en insérant et retirant le tube métallique. On veillera à éviter la saturation des différents appareils. Pour augmenter le rapport signal à bruit, on peut moyenner, utiliser la limitation de bande passante de l'oscilloscope, etc. . .

La mesure quantitative est obtenue à l'aide du programme BODE sous IGOR<sup>5</sup>. On mesure d'abord la fonction de transfert {tension de modulation  $V_m$  – champ magnétique} en l'absence de

<sup>5</sup> On peut aussi utiliser des oscilloscopes numériques HP, effectuer une FFT et se lancer dans une acquisition point par point. Dans ce cas utiliser le mode FLAT TOP. On rappelle que le niveau affiché à l'écran est égal au logarithme en base 10 de la puissance du signal :  $P_{dB} = 10 \log(V^2)$ . On acquiert une série de mesures avec, puis sans tube métallique et on compare ensuite les amplitudes obtenues.

tube. On pourra aller de 10 Hz à 6 kHz. Cette fonction de transfert n'est pas plate parce que le solénoïde possède une impédance variable et que la sonde et le teslamètre ont leur propre dynamique. Ensuite on réalise une deuxième acquisition, cette fois en rajoutant le tube de cuivre. On calcule alors <sup>6</sup> le rapport des champs magnétiques  $B_e/B_o$ . Noter que puisqu'on effectue le rapport des champs magnétiques, on n'est pas limité par la réponse système.

Calculer la fréquence de coupure par un ajustement des données expérimentales et en déduire la conductivité. La valeur tabulée pour du cuivre pur est de  $5,92 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ . Calculer l'épaisseur de peau correspondant à la fréquence de coupure obtenue. Conclure.

La valeur obtenue diffère de la valeur tabulée pour le cuivre pur. Pour vérifier que notre mesure est cohérente, on peut mesurer directement la résistance longitudinale du tube au moyen d'un montage à quatre points et en déduire la conductivité.

## 2) Production de champ magnétique

Certains étudiants rêvent de créer un champ magnétique tournant, et d'étudier un moteur asynchrone. Deux montages sont proposés à la prépa. Un premier "artisanal" ne permettant pas de mesures significatives. Le second, création des laboratoires Leybold, permet des mesures quantitatives.

### a) Montage "artisanal"

#### Configuration

- Alimentation triphasée pouvant débiter 26 V entre phase et neutre, ou 46 V entre deux phases ;
- Trois bobines Leybold de 1000 tours pouvant supporter 1,5 A ;
- Une cage d'écureuil utilisée comme rotor pour visualiser le champ tournant.

### b) Montage plus "professionnel"

#### Configuration

- Kit complet à utiliser avec l'alimentation précédente ;
- Un rhéostat.

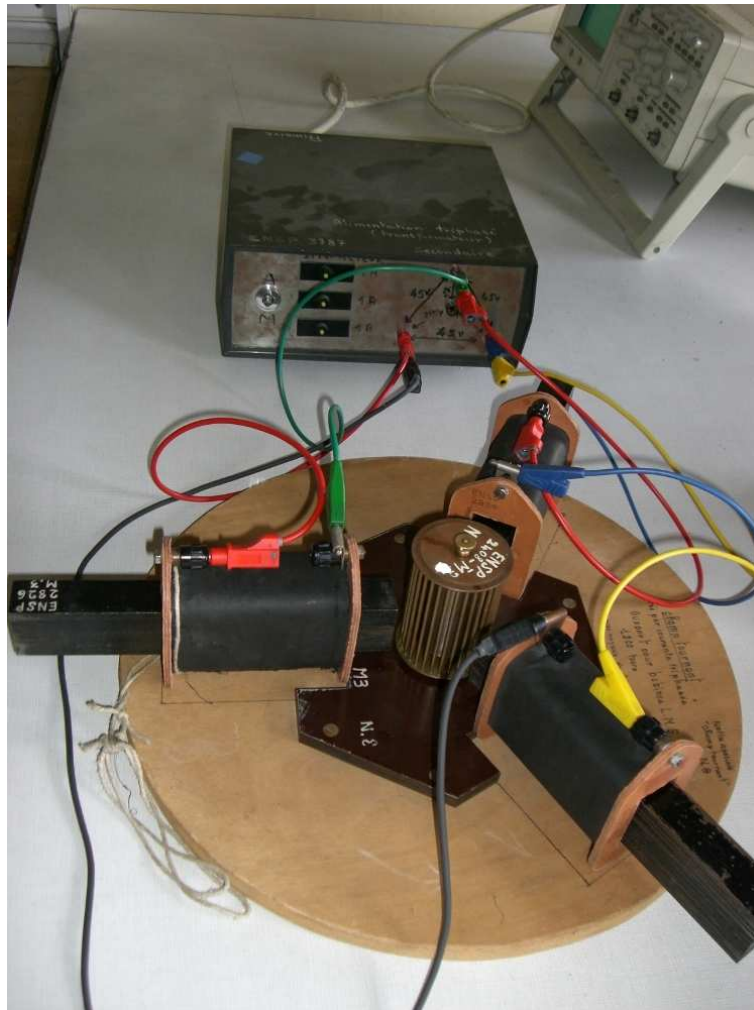
Il est possible de mesurer la vitesse de rotation du rotor avec un tachymètre numérique. En faisant varier la résistance du rhéostat en série avec le rotor, on fait varier le courant dans le rotor et donc la vitesse de rotation de celui-ci.

## 3) Variation du champ sur l'axe des bobines

Avec le matériel proposé, il est plus aisé de mesurer le champ le long de l'axe en déplaçant la bobine (dont la position est repérée sur la règle tracée sur le dispositif) qu'en déplaçant la sonde à effet Hall.

<sup>6</sup>En toute rigueur, il convient de vérifier que l'intensité parcourant le solénoïde est inchangée entre les deux expériences et donc d'acquiescer et comparer les fonctions de transfert { tension de modulation-intensité } avec et sans le tube. En pratique cela modifie peu le résultat final car il y a peu de variation jusqu'à la fréquence de coupure.





22 mai 2019 Préparation à l'agrégation ENS-MONTROUGE

This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits distribution, and reproduction in any medium, provided the original author and source are credited. This license does not permit commercial exploitation or the creation of derivative works without specific permission.





## 4) Électroaimant

### a) $1/B$ en fonction de $e$

Pour mesurer  $e$ , il est pratique d'utiliser un pied à coulisse plutôt que le papier millimétré collé à droite de l'électroaimant. Comme le pied à coulisse ne rentre pas dans l'entrefer, on procède comme suit : faire  $e = 0$ , mesurer la distance entre les plaques au bord des bobines, puis changer  $e$  et mesurer la nouvelle distance.

## 5) Magnétorésistance

Il est possible d'étudier la magnétorésistance d'un échantillon de Germanium (plaquette de semi-conducteur), c'est-à-dire la résistance  $R$  de l'échantillon en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'échantillon grâce à l'électroaimant.

On appelle magnétorésistance la variation de résistance d'un échantillon sous l'effet d'un champ magnétique. La magnétorésistance est généralement positive ( $R$  augmente avec  $B$ ), et quadratique en  $B$  à faible champ.

Ce phénomène est, comme l'effet Hall, dû à la force de Lorentz, qui dévie les électrons. Par un effet géométrique (alternance de zones conductrices et semiconductrices), on empêche l'effet Hall permanent de s'établir : la trajectoire des électrons reste incurvée donc la résistance augmente.

Cet effet est nommé magnétorésistance balistique lorsqu'il ne fait intervenir que la force de Lorentz sur les porteurs de charge.

La contribution pour des électrons et des trous a la même forme :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{e\tau}{m^*} B^2$$

où  $\tau$  est le temps de relaxation et  $m^*$  la masse effective.

### Réalisation de l'expérience

On propose de mettre en évidence le phénomène de magnétorésistance transverse ( $\vec{j} \perp \vec{B}$ ) sur une "magnétorésistance" constituée d'InSb contenant du NiSb.

- Faire la mesure avec un ohmmètre.
- Placer la magnétorésistance dans l'entrefer d'un électro-aimant. Montrer que la résistance augmente avec le champ magnétique et tracer la courbe  $R = f(B^2)$ .