

UTILISATION DE CAPTEURS OPTIQUES DE POSITION DANS QUATRE EXPÉRIENCES DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

B. CHÉRON, J. HAMEL et H. GILLES

CIRIL, UMR 6637

ISMRA

6, Boulevard Maréchal Juin, 14050 CAEN cedex

e-mail: cheron @ spalp255.ismra.fr

Résumé :

Le présent article décrit le principe et la mise en oeuvre de capteurs optiques de position et leur application à quatre expériences de physique fondamentale :

- mise en évidence de l'interaction gravitationnelle
- mesure de la pression de radiation
- analyse de la dispersion d'indice présentée par une vapeur dans un domaine de longueur d'onde englobant une transition atomique
- effet Goös-Hänchen ou .. la mise en défaut des lois de Descartes

Les expériences décrites ont été présentées dans le cadre d'un atelier, lors des Journées UDP à CAEN (23-26 octobre 1998).

1. Les capteurs optiques de position

Un capteur optique de position est destiné à la mesure de la position d'un spot lumineux sur une surface photosensible . On peut distinguer deux familles:

- les détecteurs matriciels constitués d'éléments photosensibles individuels répartis régulièrement soit sur une droite, soit sur une surface. Cette famille comprend les barettes et matrices de photodiodes ainsi que les dispositifs à transfert de charges qui diffèrent des précédents par le mode de détection du signal photoélectrique. Notons que cette famille correspond à des dispositifs dont l'utilisation principale est l'acquisition et l'analyse d'images (caméras vidéo ...) et non pas la détection de position. Dans cette dernière utilisation, la résolution du dispositif est, si on se restreint à un traitement élémentaire du signal, limitée par le pas du réseau.

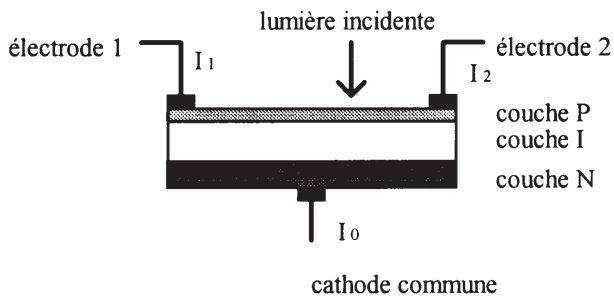


Figure 1: Structure du PSD à une dimension

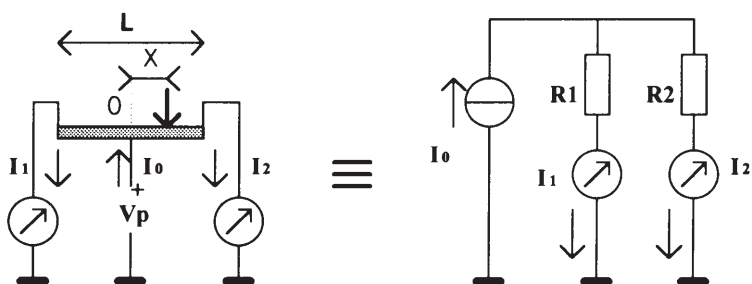


Figure 2: Schémas équivalents du PSD

- les dispositifs permettant la détection continue de la position d'un spot. Ils sont communément appelés "PSD" (Position Sensitive Detector).

Dans toute la suite, nous décrirons et utiliserons exclusivement ces derniers dispositifs.

2. Le "PSD"

1. Structure (figure 1)

Un PSD à une dimension est constitué par une photodiode généralement au silicium de structure PIN. La surface active est un rectangle dont le petit côté est voisin de 1mm et le grand côté varie entre 2 et 25 mm environ. Le dispositif possède deux électrodes (anodes) connectées aux extrémités de la couche P et une cathode commune.

2. Principe (figure 2)

Les paires électron-trou, créées par absorption de photons dans la zone d'impact du faisceau incident, sont ensuite collectées par les 2 anodes à travers la couche P. Le principe de la mesure de la position d'impact de la lumière repose sur la caractéristique électrique de cette couche P : sa résistivité est supposée homogène (la résistance interélectrodes est, selon les dimensions, typiquement comprise entre quelques k Ω et quelques centaines de k Ω). Dans ces conditions, le photo-courant total généré I_0 se divise en deux courants I_1 et I_2 qui traversent les résistances R_1 et R_2 entre le point d'impact et les anodes respectives. Le schéma équivalent du dispositif polarisé en inverse (V_p) et associé à deux ampèremètres idéaux est représenté sur la **figure 2**.

$$I_1 = I_0 \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2} \quad \text{et} \quad I_2 = I_0 \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_2}$$

$$\text{avec : } R_1 = (R_1 + R_2) \cdot \frac{0,5L + X}{L} \quad \text{et} \quad R_2 = (R_1 + R_2) \cdot \frac{0,5L - X}{L}$$

où X désigne la position du spot mesurée par rapport au milieu du PSD et L la longueur du PSD.

$$\text{On en déduit : } X = \frac{L}{2} \cdot \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}$$

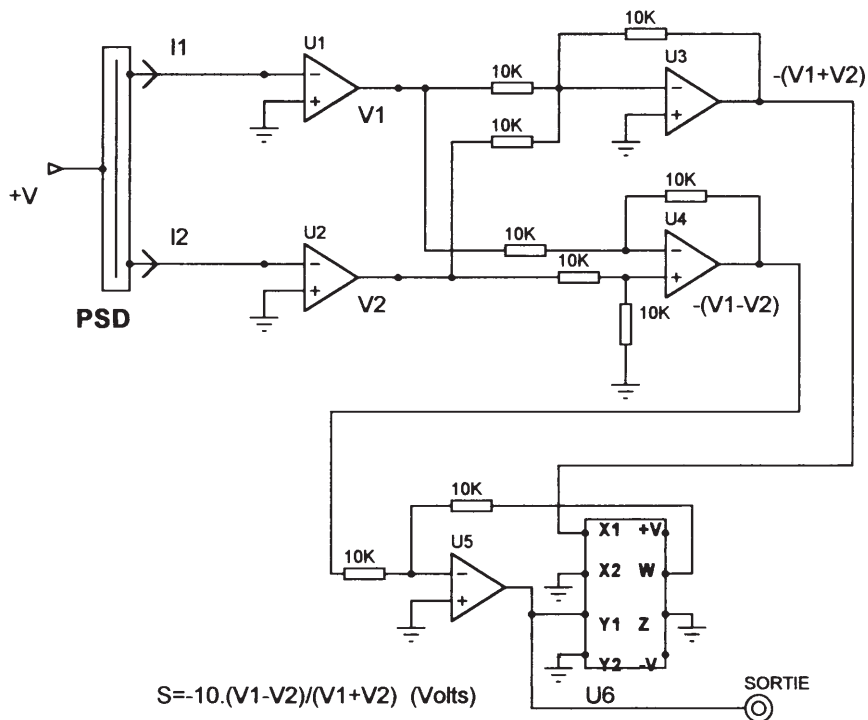
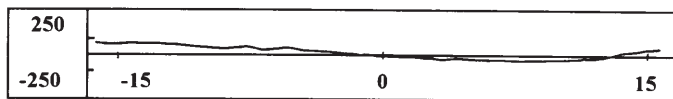


Figure 3: Electronique de traitement de signal du PSD

Erreur (μ m)



Distance (mm)

Figure 4: Linéarité du PSD

La position X est donc déterminée à partir de la mesure du rapport $(I_2 - I_1)/(I_2 + I_1)$ et le résultat est indépendant de la puissance du faisceau incident. Plus précisément, on mesure la position du barycentre de la répartition lumineuse sur la surface sensible.

3. Mise en oeuvre

La **figure 3** montre le dispositif électronique utilisé pour réaliser les opérations décrites précédemment. Les 2 amplificateurs opérationnels U_1 et U_2 sont montés en convertisseurs courant-tension et on obtient en sortie :

$$V_1 = -R_F \cdot I_1 \quad \text{et} \quad V_2 = -R_F \cdot I_2$$

R_F est la résistance de contre-réaction. U_3 et U_4 sont respectivement utilisés en sommateur et soustracteur. On réalise un circuit diviseur en associant, par contre-réaction, un amplificateur opérationnel U_5 et un multiplicateur analogique U_6 . Les circuits U_1 à U_5 sont des amplificateurs opérationnels courants (type TL081 ou équivalent). Nous avons utilisé un circuit multiplieur Analog Device type AD633JN. Son équation est de la forme :

$$W = \frac{(X_1 - X_2) \cdot (Y_1 - Y_2)}{10} + Z$$

où les tensions sont exprimées en volt.

On montre alors facilement que la tension S mesurée sur l'entrée Y_1 du multiplieur est :

$$S(\text{volt}) = -10 \cdot \frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2}$$

d'où :

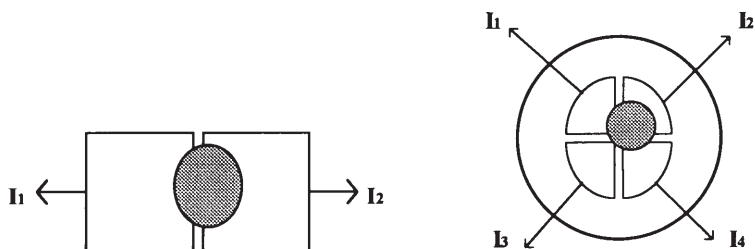
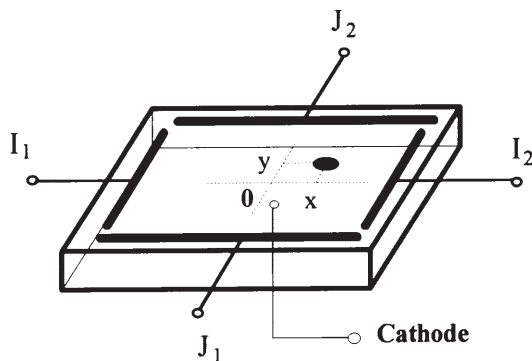
$$X = -\frac{S}{10} \cdot \frac{L}{2}$$

4. Caractéristiques et performances

La sensibilité spectrale du dispositif est caractéristique des photodétecteurs au silicium, et correspond à un domaine spectral s'étendant entre 320 nm et 1100 nm.

Les autres paramètres essentiels sont la linéarité et la résolution.

La **figure 4** montre la courbe représentant l'erreur de position pour un PSD de 30 mm de longueur (courbe fournie par le constructeur HAMAMATSU pour le modèle S1352). Ces performances ne sont atteintes que si le photo-courant total

**Photodiode à 2 éléments indépendants****Photodiode à quadrants****Figure 5:** Détecteurs de "zéro" ultra sensibles à éléments indépendants**Figure 6:** Structure d'un PSD à deux dimensions

I_0 est inférieur à une valeur qui, selon les modèles, se situe entre quelques μA et quelques centaines de μA .

La résolution, c'est-à-dire le plus petit déplacement du spot détectable, dépend de plusieurs paramètres, à savoir la longueur du PSD, la puissance et la stabilité du faisceau et le bruit de l'électronique de mesure. Une résolution de l'ordre de $1\text{ }\mu\text{m}$ est couramment atteinte quel que soit le dispositif.

Une résolution meilleure que 10 nm a été obtenue au laboratoire avec un PSD de 2 mm de longueur (HAMAMATSU modèle S3271) éclairé par un diode électroluminescente (PHILIPS modèle CQF24, longueur d'onde 800 nm). Le photo-courant total I_0 était voisin de $10\text{ }\mu\text{A}$.

Remarquons que le PSD peut également être mis en oeuvre avec un faisceau modulé en intensité. Selon les modèles, la bande passante varie entre quelques kHz et quelques centaines de kHz. Une détection accordée sur la fréquence de modulation permet alors, par exemple, de s'affranchir de la lumière ambiante.

Signalons enfin que la haute résolution atteinte par le PSD peut également être obtenue par les dispositifs constitués de 2 ou 4 photodiodes indépendantes (**figure 5**). Dans ce cas, le déplacement du spot est détecté à partir de la mesure du déséquilibre entre les intensités délivrées par les différents éléments. Ces dispositifs possèdent cependant une très faible dynamique et sont essentiellement utilisés comme détecteurs de zéro dans des systèmes asservis. C'est le cas du lecteur optique de disque compact qui utilise une photodiode à 4 quadrants pour asservir la position du faisceau de lecture.

5. PSD à 2 dimensions

Le principe du PSD linéaire peut être étendu à la mesure de la position d'un spot sur une surface. La structure du PSD à 2 dimensions est représentée sur la **figure 6**. La surface active est un carré de côté L . Deux paires d'électrodes (anodes) sont disposées sur les 4 côtés et la cathode commune est connectée à la couche N de la diode. Si X et Y désignent les coordonnées du point d'impact du faisceau et I_1, I_2, J_1 et J_2 les intensités mesurées sur les anodes correspondantes, on a :

$$X = \frac{L}{2} \cdot \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1} \quad \text{et} \quad Y = \frac{L}{2} \cdot \frac{J_2 - J_1}{J_2 + J_1}$$

6. Applications

Les applications englobent les mesures de position et de distance sans contact. Par exemple, certains dispositifs "auto focus" des caméras et appareils

photographiques utilisent un PSD linéaire qui détermine la distance du sujet par une méthode de triangulation.

Dans les expériences décrites ci-dessous, nous avons mis à profit la haute résolution du PSD linéaire pour la détection du déplacement d'un faisceau de l'ordre du μm .

3. Expériences mettant en oeuvre un PSD à une dimension

1. Mise en évidence de l'interaction gravitationnelle

La force d'attraction F entre 2 sphères homogènes de masse M_1 et M_2 et dont les centres sont distants de d est donnée par :

$$F = G \cdot \frac{M_1 \cdot M_2}{d^2}$$

où G est la constante gravitationnelle.

G a été mesurée pour la première fois par H. CAVENDISH en 1798 au moyen d'une balance de torsion. La méthode a été perfectionnée par BOYS qui a obtenu en 1895 la valeur $G = 6,663 \cdot 10^{-11}$ SI avec une précision remarquable (incertitude relative voisine de 10^{-3}). La précision n'a été améliorée que très récemment et la valeur admise [1] est égale à $(6,6726 \pm 0,0008) \cdot 10^{-11}$ SI.

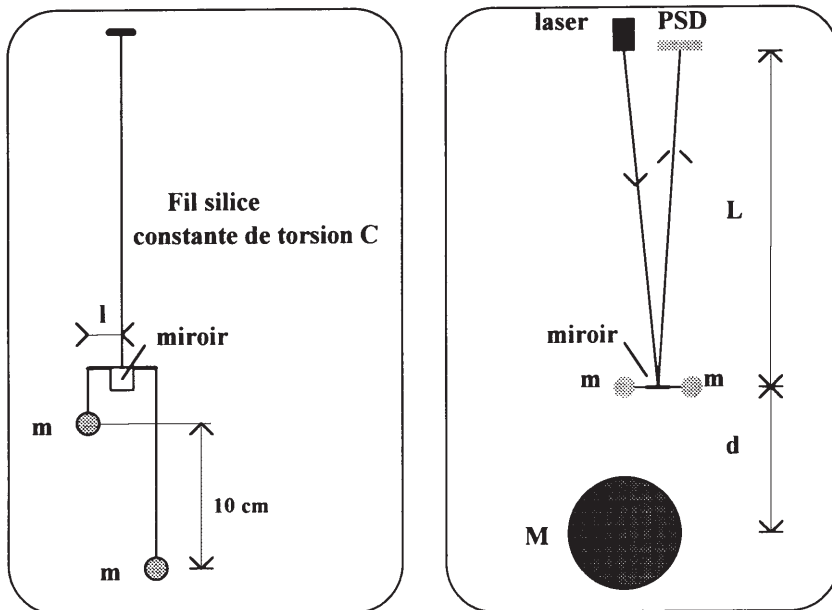


Figure 7: Dispositif expérimental pour la mise en évidence de l'interaction gravitationnelle : à gauche, pendule de torsion ; à droite, vue de dessus de l'ensemble.

Nous avons reproduit un dispositif analogue à celui de BOYS et représenté sur la **figure 7**. Notre but n'était évidemment pas d'améliorer la précision des mesures de BOYS, ni a fortiori celle des mesures les plus récentes, mais de réaliser une expérience de démonstration visible en public.

Les deux photographies montrent l'aspect général du dispositif et un détail du pendule de torsion. Ce dernier est constitué par un fil en silice de 30 cm de longueur. Il s'agit en fait d'une fibre optique nue de diamètre 125 μm qui supporte un fléau horizontal de longueur $2l = 25$ mm, aux extrémités duquel sont fixées par une liaison rigide 2 petites sphères de plomb de masse $m = 10$ g et décalées verticalement de 10 cm. Le miroir de mesure est fixé au centre du fléau. L'ensemble est suspendu à l'intérieur d'un profilé à section carrée en aluminium, hermétiquement clos et muni d'une fenêtre pour le passage du faisceau de mesure. Il est posé sur le sol du laboratoire et lesté de 16 kg de plomb. Une sphère de plomb de masse $M = 24$ kg, suspendue au plafond, peut être approchée à une distance minimum $d = 10,5$ cm de la masse supérieure du pendule et écartée de plus de 40 cm. Le dispositif de mesure de la rotation du pendule est une diode laser dont le faisceau collimaté se réfléchit sur le miroir et est détecté sur un PSD placé à une distance $L = 1,18$ m de celui-ci. Le boîtier du pendule et la grosse sphère de plomb sont reliés électriquement à la terre afin de s'affranchir des perturbations électrostatiques.

Le graphe (a) de la **figure 8** montre l'enregistrement des oscillations libres du pendule (le signal est filtré électroniquement par un filtre passe-bas de fréquence de coupure égale à 0,07 Hz). La période est de 9 s et le temps d'amortissement est très long (de l'ordre de 500 s). Le choix des paramètres du pendule a été guidé par un compromis entre une sensibilité élevée et une période d'oscillation raisonnable afin de limiter la durée des mesures. Le pendule est aléatoirement excité par des perturbations extérieures (vibrations du sol, courants d'air, perturbations thermiques).

Le graphe (b) montre le déplacement X_{mes} de la position d'équilibre lorsque la masse M est alternativement approchée à la distance minimum $d_{min} = 10,5$ cm et éloignée à la distance $d_{max} = 38$ cm.

On obtient : $X_{mes} = 14 \pm 2 \mu\text{m}$

La déviation théorique est donnée par :

$$X_{th} = \frac{2GMml\alpha}{d^2C}$$

où C est la constante de torsion du fil et α un facteur correctif dû à la présence de la masse inférieure du pendule.

C est déterminé à partir de la mesure de la période d'oscillation et du moment d'inertie du pendule ($C = 2.10^{-6}$ N.m/rad).

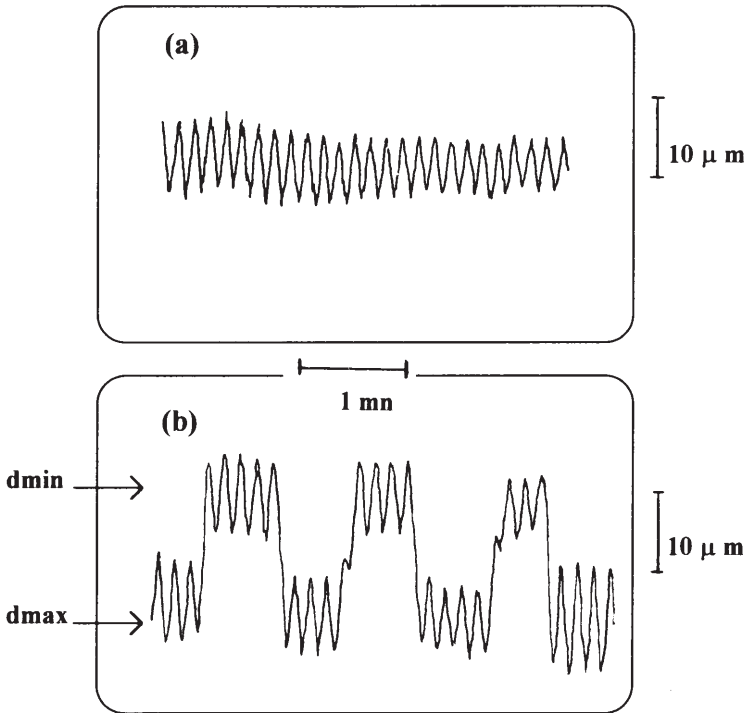


Figure 8: Rotation du pendule: (a) oscillations libres, (b) déplacement mesuré lorsque la masse M est alternativement approchée et éloignée de la masse m

Pour $d_{min} = 10,5$ cm, le facteur α est estimé à 0,73. A la distance d_{max} , la déviation théorique est négligeable, compte tenu de la valeur de $\alpha = 0,13$.

Finalement, on obtient :

$$X_{th} = 15,8 \mu\text{m}$$

en accord tout à fait raisonnable avec la valeur mesurée.

2. Pression de radiation

Un faisceau lumineux de puissance P en incidence normale sur une surface parfaitement réfléchissante, exerce sur celle-ci une force F normale donnée par :

$$F = 2P/c$$

où c est la vitesse de la lumière.

La force est divisée par 2 si la surface est totalement absorbante.

Le phénomène, décrit par la théorie électromagnétique de MAXWELL, est très simplement interprété dans le cadre du modèle corpusculaire de la lumière. Il est mis en évidence dans les moulinets à lumière ou radiomètres de CROOKES. Dans ces dispositifs, un moulinet d'axe vertical et dont les ailettes présentent une face noircie et une face brillante, est placé à l'intérieur d'une ampoule sous vide. Lorsque l'ensemble est éclairé uniformément, le moulinet se met en rotation dans le sens face brillante → face noircie des ailettes. Toutefois, si le vide n'est pas parfait dans l'ampoule, on observe une rotation en sens inverse. Ce phénomène est dû à la différence de température créée entre les 2 faces de chaque ailette par absorption du rayonnement : les forces exercées sur chaque face par les collisions avec les molécules de gaz résiduel ne se compensent plus [2].

Nous avons réalisé un dispositif permettant une mesure de cette force (figure 9). Il comporte un pendule de torsion dont le fléau horizontal supporte à

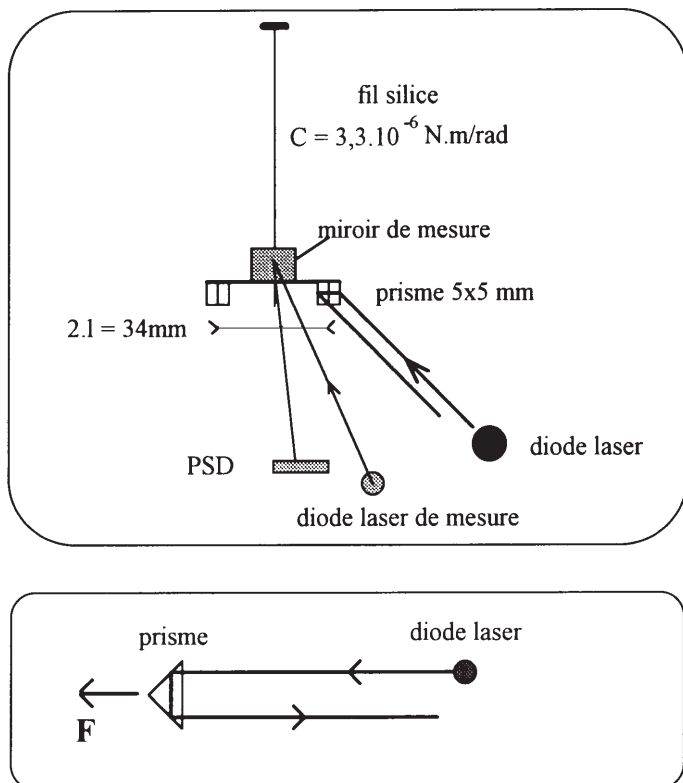


Figure 9: Dispositif de mesure de la pression de radiation

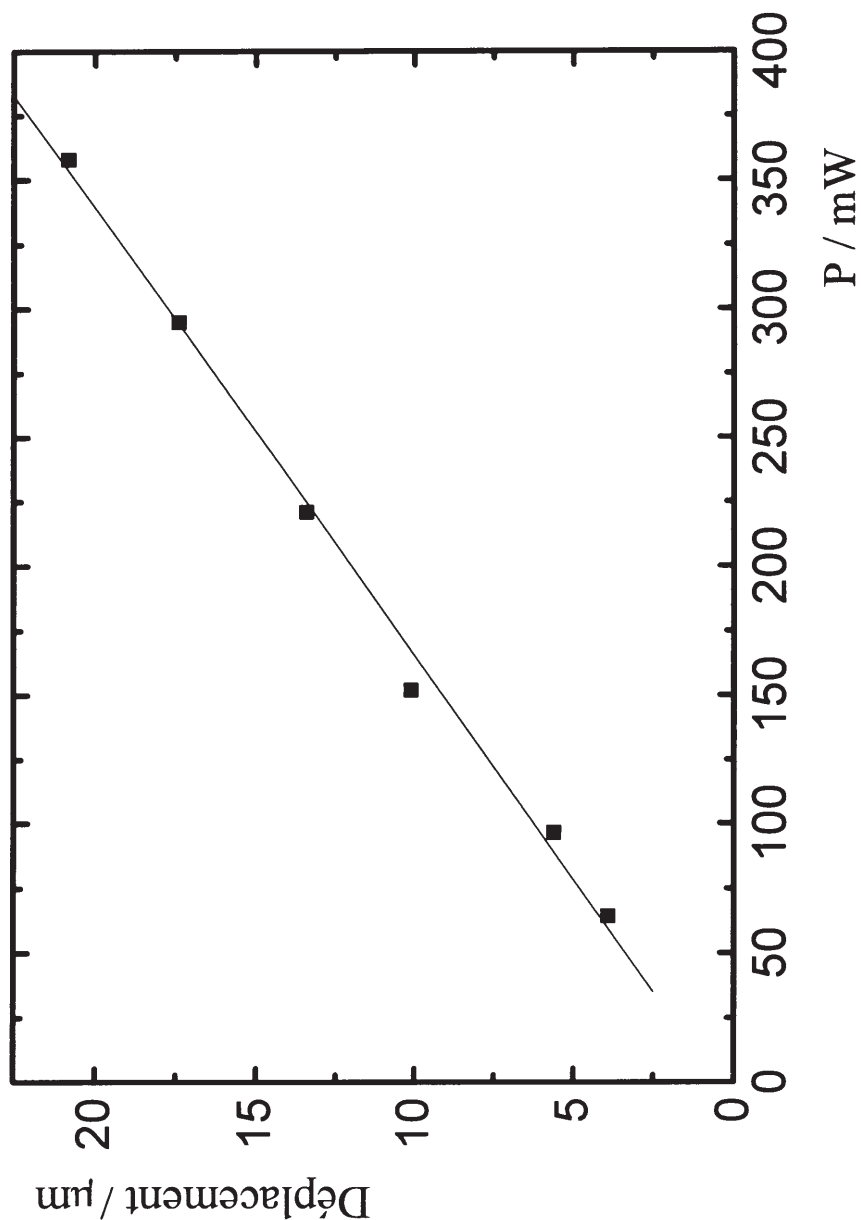


Figure 10: Déplacement du faisceau en fonction de la puissance optique P

chaque extrémité 2 prismes à réflexion totale. Le faisceau en incidence normale sur un des 2 prismes subit 2 réflexions totales et la force résultante est parallèle à sa direction. L'absorption étant négligeable, le phénomène thermique parasite décrit plus haut est pratiquement éliminé. Comme dans l'expérience précédente, le pendule est placé à l'intérieur d'un profilé hermétiquement clos.

La source de lumière est une diode laser (SDL modèle 2432, $\lambda = 800$ nm) de puissance maximum 500 mW et munie d'une optique de collimation.

Le dispositif de mesure de la rotation du pendule est identique à celui décrit dans l'expérience précédente.

L'ensemble du dispositif expérimental est fixé sur une table en marbre.

La **figure 10** montre la déviation X mesurée à 1 m du miroir, en fonction de la puissance incidente P sur le prisme. La valeur de la pente de la droite moyenne :

$$A_{mes} = (5,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \mu\text{m}/\text{mW}$$

est en accord raisonnable avec la valeur estimée à partir de la mesure des différents paramètres du dispositif :

$$A_{est} = (6,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-2} \mu\text{m}/\text{mW}$$

L'incertitude sur A_{mes} résulte d'une part de la dispersion des points expérimentaux, et d'autre part de l'estimation des erreurs systématiques sur les mesures du déplacement et de la puissance optique. En ce qui concerne A_{est} , l'incertitude est liée à la précision des mesures du bras de levier l et de la constante de torsion C .

3. Dispersion d'indice

Les indices de réfraction $n(\lambda)$ et d'extinction $\kappa(\lambda)$ d'un milieu quelconque présentent des variations importantes en fonction de la longueur d'onde au voisinage des raies ou des bandes d'absorption : on parle alors de dispersion anormale, ce qui est quelque peu abusif. Dans le cas d'un milieu dilué (gaz) constitué d'atomes à 2 niveaux d'énergie, on modélise cette dépendance en assimilant l'atome à un oscillateur harmonique amorti. On obtient alors, au voisinage de la longueur d'onde de résonance λ_0 :

$$n(\lambda) = 1 + A \cdot \frac{X}{1 + X^2}$$

$$\kappa(\lambda) = \frac{A}{1 + X^2}$$

$$\text{avec } X = \frac{2(\lambda - \lambda_0)}{\delta}$$

A est une quantité caractéristique de la transition et proportionnelle à la densité d'atomes et δ la largeur de la résonance [3].

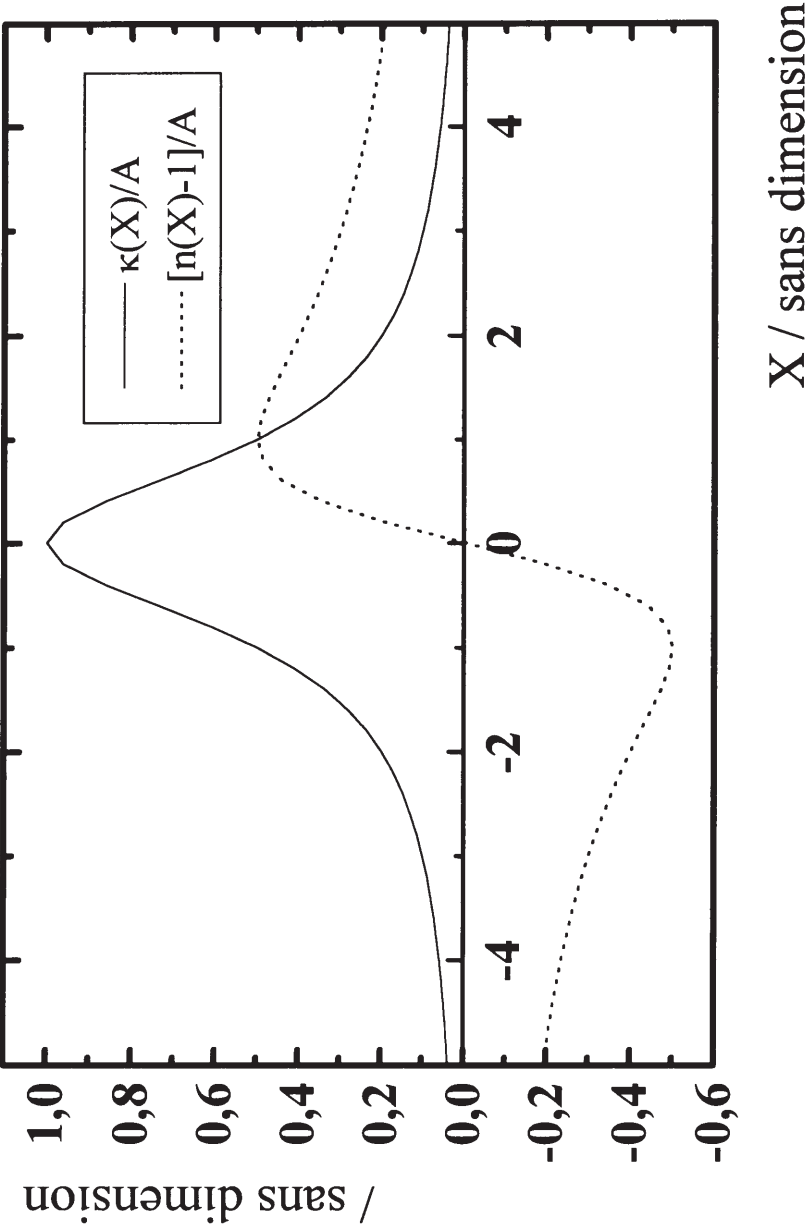


Figure 11: Dispersion $[(n-1)/A]$ et absorption $[\kappa/A]$ au voisinage d'une transition atomique

La **figure 11** représente l'allure des courbes $(n-1)$ et κ en fonction de la variable réduite X .

L'indice d'extinction κ est proportionnel au coefficient d'absorption K du milieu, défini par :

$$I(l, \lambda) = I_0 \cdot \exp[-K(\lambda) \cdot l]$$

où $I(l, \lambda)$ est l'intensité d'un faisceau de longueur d'onde λ après traversée du milieu d'épaisseur l et I_0 l'intensité à l'entrée. On a :

$$K = 4\pi\kappa/\lambda$$

L'indice de réfraction (très voisin de l'unité pour un gaz sous faible pression) peut être mesuré par une méthode interférométrique tant que l'absorption demeure suffisamment faible. Nous avons mis en oeuvre une méthode très simple, basée sur la réfraction : on mesure à l'aide d'un PSD, la déviation d'un faisceau à la traversée d'un prisme contenant le gaz.

La mesure nécessite une source lumineuse de très faible largeur spectrale (très inférieure à la largeur de la transition) et accordable en longueur d'onde. Les diodes laser répondent à ces critères. Les modèles commercialisés à ce jour couvrent le domaine [600 nm - 1500 nm] et sont accordables sur une plage de quelques nanomètres en contrôlant soit le courant de commande, soit la température de la jonction.

Nous avons effectué cette mesure sur de l'hélium 4 à température ambiante, sous une pression de 200 Pa (soit 1,5 Torr) et au voisinage des transitions $2^3S_1-2^3P_{0,1,2}$ ($\lambda = 1083$ nm). La **figure 12** montre la structure des premiers niveaux d'énergie de l'atome d'hélium. La raie de résonance, qui correspond à la transition $1^1S_0-2^1P_1$, se situe dans le domaine UV lointain ($\lambda = 58,5$ nm). Les niveaux 2^1S_0 et 2^3S_1 qui ne sont reliés à aucun niveau inférieur par transition radiative, sont appelés niveaux métastables. En l'absence de toute perturbation, ces niveaux ne sont pas peuplés et l'absorption ainsi que la dispersion de l'hélium au voisinage des transitions $2^3S_1-2^3P_{0,1,2}$ sont négligeables. La valeur tabulée de l'indice de réfraction de l'hélium (ramené à une pression de 200 Pa) est, dans le domaine visible, égal à $1 + 7 \cdot 10^{-8}$. Cependant, si on soumet le gaz à une décharge électrique haute fréquence convenable, on obtient un peuplement appréciable des niveaux métastables, qui peut atteindre une fraction égale à 10^{-6} de la population du niveau fondamental. C'est dans ces conditions que l'on a réalisé la mesure de la dispersion.

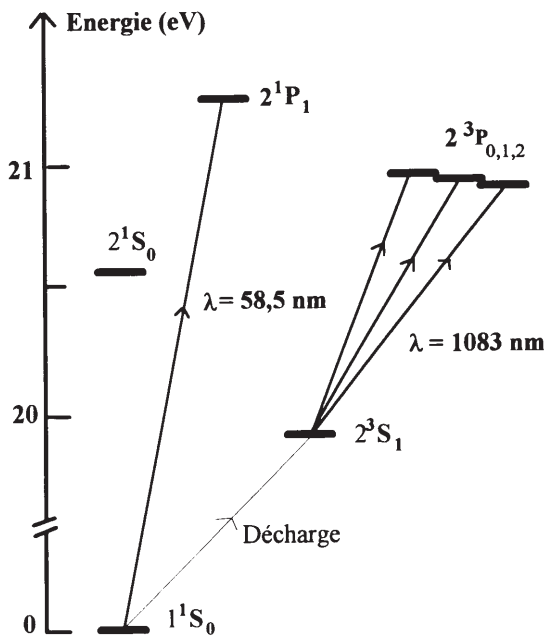


Figure 12: Schéma des premiers niveaux électroniques de l'atome d'hélium 4

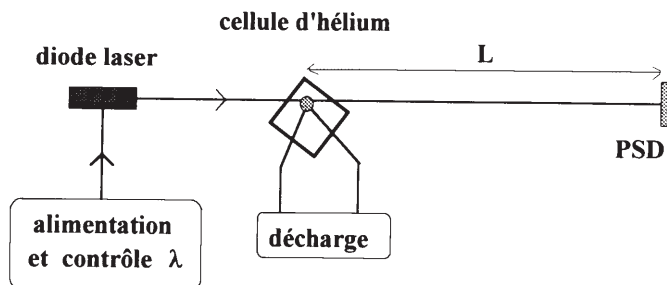


Figure 13: Dispositif expérimental pour l'étude de la dispersion

Le schéma du dispositif est représenté sur la **figure 13**. L'hélium est contenu dans une cellule cubique de 3 cm d'arête. La décharge est créée à l'aide de 2 électrodes métalliques collées sur les faces externes de la cellule et soumises à une tension de fréquence 27 MHz (Puissance ≈ 1 W). La source lumineuse est une diode laser monomode (SDL modèle 6702 H1) de 50 mW de puissance et de largeur spectrale inférieure à 2.10^{-5} nm (la largeur spectrale des transitions étudiées est égale à 7.10^{-3} nm). Pour une intensité du courant de commande donnée, elle est accordable sur une plage de 1,6 nm au voisinage de la longueur d'onde de 1083 nm, lorsque la température de la jonction est fixée dans le domaine $[6^{\circ}\text{C} - 26^{\circ}\text{C}]$. Le contrôle de la température est assuré par un module à effet Peltier intégré dans le boîtier de la diode laser.

Le faisceau collimaté issu de la diode laser traverse 2 faces contigües de la cellule et sa déviation est mesurée par un PSD.

L'expérience est contrôlée par un micro-ordinateur muni d'une carte d'entrées et sorties analogiques programmée avec le logiciel LabVIEW. Le programme assure la commande de la température et réalise l'acquisition et le traitement des signaux issus du PSD. On obtient ainsi le taux d'absorption et la variation de l'indice en fonction de la longueur d'onde. Pour un angle d'incidence sur le prisme égal à 45° , et compte tenu de la valeur très proche de 1 des indices de l'air et de l'hélium, à une variation Δn de l'indice de l'hélium correspond une déviation angulaire ΔD telle que :

$$\Delta D \approx 2. \Delta n$$

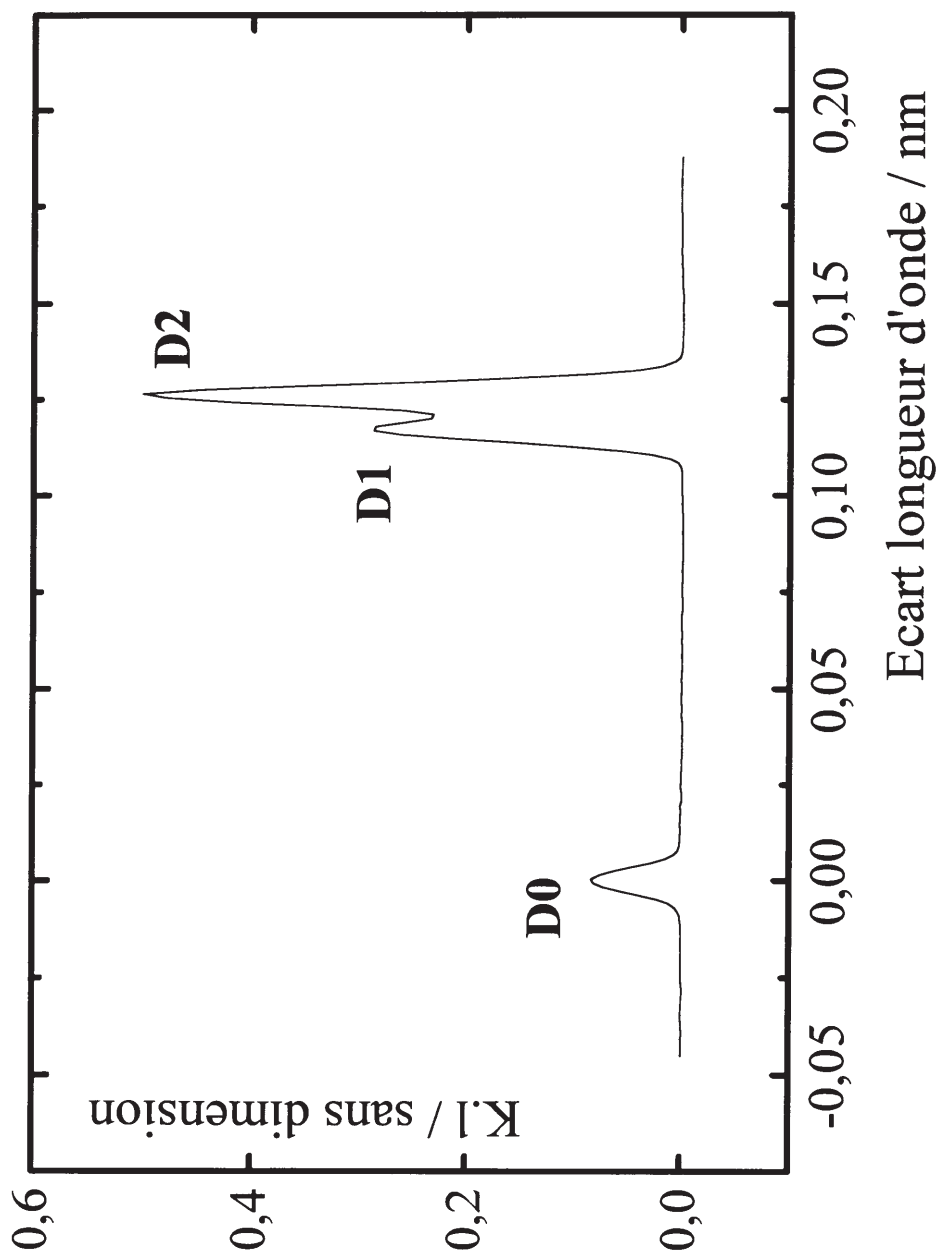


Figure 14: Enregistrement de l'absorption [produit $K.l$] de l'hélium 4 en fonction de la longueur d'onde

La **figure 14** montre la courbe représentant le produit $K.l$ en fonction de la longueur d'onde. On observe les 3 pics d'absorption correspondant aux 3 transitions : l'origine des longueurs d'onde est fixée sur la transition $2^3S_1-2^3P_0$ (notée D0) et les transitions $2^3S_1-2^3P_1$ (notée D1) et $2^3S_1-2^3P_2$ (notée D2) se recouvrent partiellement. Notons que les raies sont élargies par effet Doppler : le profil d'absorption est le résultat de la convolution du profil représenté par la courbe $\kappa(\lambda)$ (**figure 11**) de largeur $4,7.10^{-6}$ nm, par une gaussienne caractéristique de la distribution de vitesses des atomes d'hélium dans la cellule et de largeur très supérieure ($6,6.10^{-3}$ nm). Le résultat est une courbe dont la forme est sensiblement une gaussienne de largeur à peine supérieure à celle de la distribution des vitesses.

La **figure 15** montre les courbes expérimentale et théorique représentant la variation de l'indice avec la longueur d'onde. La courbe théorique a été calculée en ajustant les valeurs théorique et expérimentale de l'amplitude maximum de variation de l'indice ($\Delta n \approx 11.10^{-6}$) : un calcul "ab initio" suppose en effet la connaissance précise de la densité d'atomes métastables et de leur répartition spatiale dans la cellule.

On peut faire deux commentaires sur ces résultats :

- (i) si l'absorption tend rapidement vers 0 dès que l'on s'écarte du centre des transitions (profil gaussien), il en va tout autrement de la dispersion. Conformément à la théorie générale de la dispersion, la quantité $(n-1)$ se comporte en $1/(\lambda-\lambda_0)$ si l'on s'écarte d'une quantité supérieure à quelques largeurs à mi-hauteur du centre d'une transition (longueur d'onde λ_0) ;
- (ii) du côté "violet" des transitions, l'indice mesuré est inférieur à 1, ce qui correspond, dans la vapeur atomique, à une vitesse de propagation (vitesse de phase) supérieure à la vitesse de la lumière dans le vide.

Signalons enfin que cette expérience pourrait être transposée au cas de la dispersion d'une vapeur de rubidium au voisinage de la raie de résonance $6^2S_{1/2}-6^2P_{3/2}$ ($\lambda = 780$ nm). Sur un plan pratique, le dispositif ne nécessite pas de décharge haute fréquence et peut fonctionner à température ambiante. De plus, la source lumineuse requise existe sous forme de diode laser commerciale relativement bon marché (quelques centaines de francs).

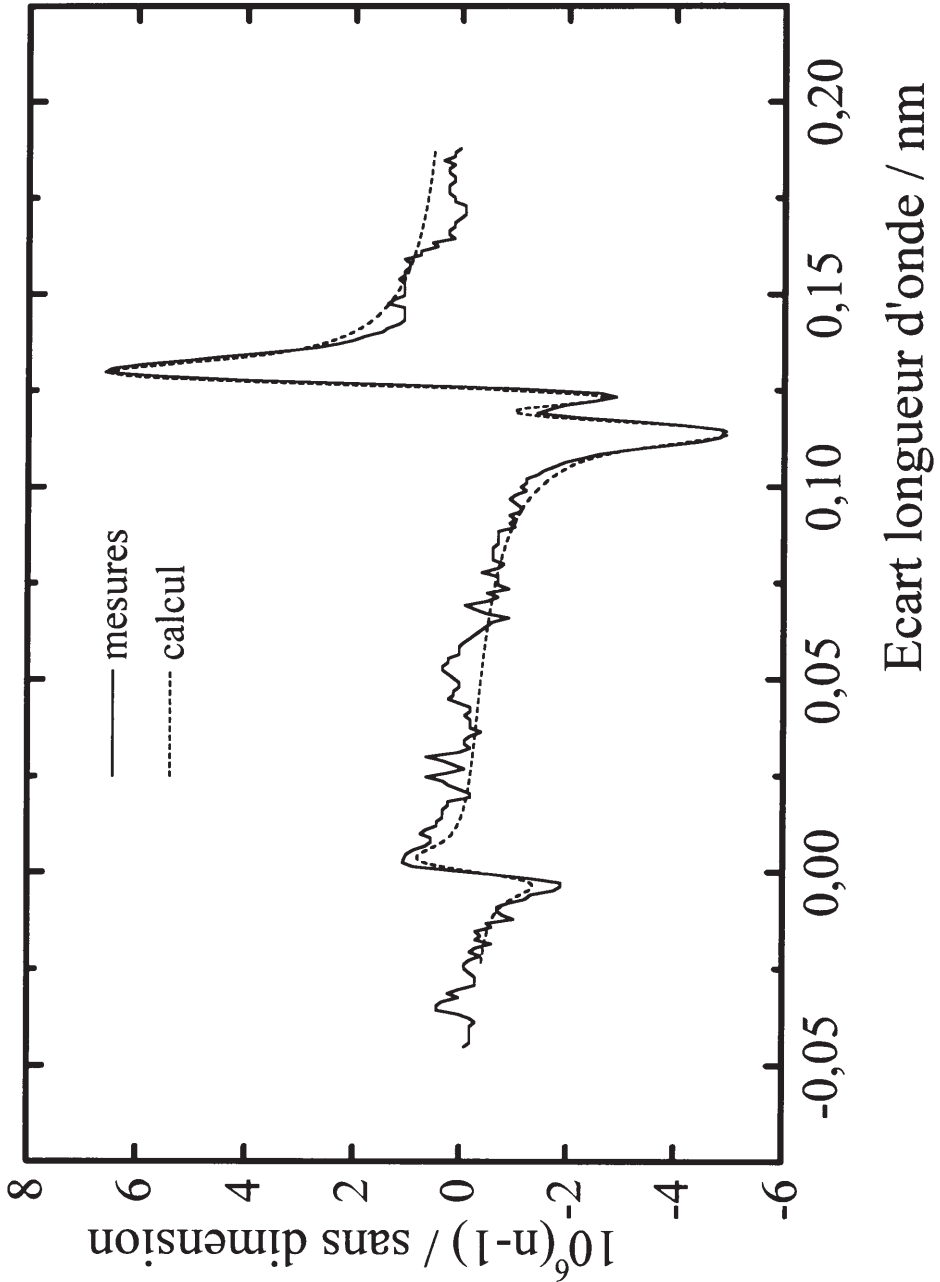


Figure 15 : Dispersion de l'hélium 4 en fonction de la longueur d'onde : mesures (—) et calcul (.....)

4.Effet Goös-Hänchen ou...la mise en défaut des lois de Descartes

En optique géométrique, les lois de Descartes affirment que dans les conditions de réflexion totale entre deux milieux diélectriques d'indices n_1 et n_2 ($n_2 < n_1$), un rayon lumineux subit la réflexion comme sur un miroir parfait, c'est-à-dire qu'il repart rigoureusement à partir de son point d'impact sur le dioptre (**figure 16a**). Déjà, NEWTON suppose que le rayon incident peut pénétrer légèrement dans le milieu d'indice le moins élevé, pour ressortir un peu plus loin (**fig 16 b**) ! En 1947, GOÖS et HÄNCHEN mettent en évidence cet effet dont l'origine est liée à l'existence d'une onde évanesciente dans le milieu d'indice le plus faible. L'observation du déplacement du rayon lumineux est délicate, car il est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du faisceau utilisé. Différentes méthodes ont été proposées : en multipliant le nombre de réflexions pour amplifier l'effet, en travaillant dans le domaine des ondes centimétriques ou en plaçant le dioptre dans la cavité d'un laser [4,5,6,7,8].

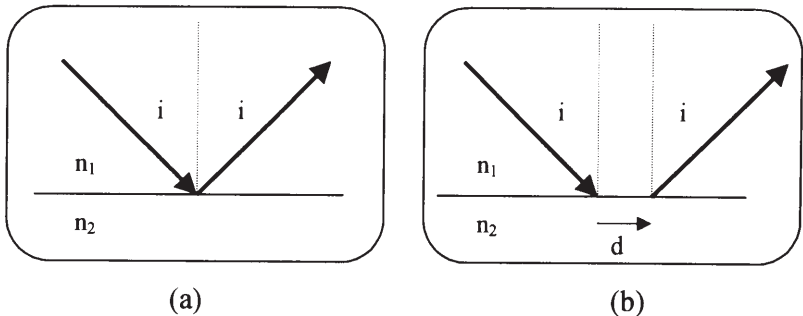


Figure 16: (a) la réflexion totale d'après Descartes, (b) le déplacement Goös-Hänchen

L'utilisation d'un PSD, facile à mettre en œuvre et très sensible, nous a permis une mesure directe du déplacement Goös-Hänchen.

Le déplacement Goös-Hänchen est un effet géométrique qui se rapporte, évidemment, au concept de faisceau lumineux. Son origine provient de la nature ondulatoire de la lumière. Pour le modéliser, on décrit un pinceau de lumière en effectuant une superposition d'ondes planes avec différentes directions de propagation, encore appelées fréquences spatiales (synthèse de Fourier). En leur appliquant les formules de Fresnel, qui décrivent les phénomènes de réflexion et

de transmission à la surface de séparation entre les deux milieux diélectriques, on trouve les expressions du déplacement d'un rayon lumineux pour deux polarisations particulières de la lumière : polarisation parallèle au plan d'incidence (ou mode TM) et polarisation perpendiculaire au plan d'incidence (ou mode TE) :

$$d_{TE} = \frac{\lambda_0 \tan i}{\pi \sqrt{n_1^2 \sin^2 i - n_2^2}}$$

$$d_{TM} = \frac{n_2^2 \lambda_0 \tan i}{\pi (n_1^2 - (n_2^2 + n_1^2) \cos^2 i) \sqrt{n_1^2 \sin^2 i - n_2^2}}$$

Pour réaliser l'expérience (**figure 17**), on détecte la position du rayon lumineux réfléchi sur une même surface plane, dans 2 situations successives :

- 1. Dioptré séparant 2 milieux diélectriques (verre/air)
- 2. Miroir métallique (mercure)

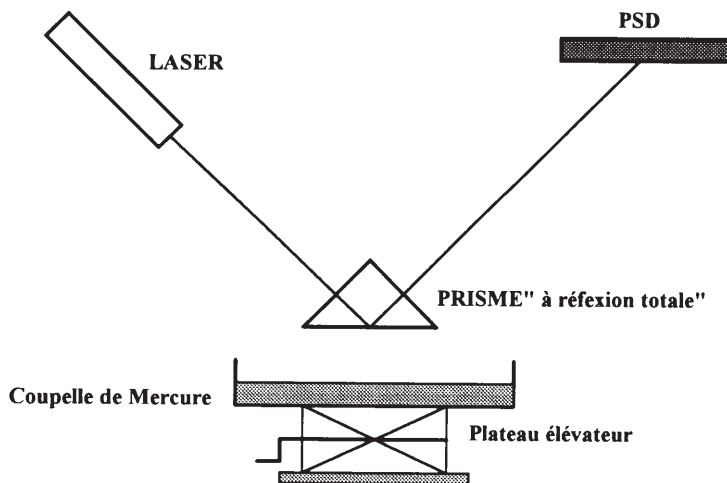


Figure 17: Dispositif expérimental pour l'étude du déplacement Goös-Hänchen

Le faisceau provient d'une diode laser collimatée de quelques milliwatts, alimentée légèrement au dessus du seuil.

La réflexion totale se produit dans un prisme en verre (prisme à réflexion totale). Le dioptré est en position horizontale et du mercure contenu dans une

coupelle située sur un plateau élévateur peut venir le recouvrir sans modifier sa position ; la réflexion de la lumière devient alors une réflexion métallique qui, dans le cas d'un miroir parfait ne subit aucun décalage et obéit bien aux lois de Descartes !

La position du faisceau réfléchi est déterminée à l'aide d'un PSD comme dans les expériences précédentes.

Les **figures 18** (mode TM) et **19** (mode TE) présentent les résultats obtenus. Les courbes tracées sont théoriques et les points expérimentaux. Qualitativement, l'effet est bien observé. Des améliorations doivent être apportées pour améliorer la précision des mesures. En particulier, il faut veiller avec un soin extrême à la propreté du dioptre sur lequel se produit la réflexion totale et surtout à celle du mercure. Signalons aussi que les 3 mesures correspondant à une incidence voisine de 80° n'ont pas pu être obtenues avec le prisme. Nous les avons effectuées avec un cube, mal adapté, uniquement pour vérifier expérimentalement que le décalage croît lorsqu'on s'approche de l'incidence rasante.

Toutes les études expérimentales antérieures sur le déplacement Goös-Hänchen utilisent des dispositifs assez compliqués pour amplifier l'effet. L'utilisation d'un PSD permet une mise en évidence du déplacement de manière simple et directe. Il sera intéressant, prochainement, de montrer l'existence pour un faisceau de lumière polarisé circulairement, d'un déplacement transversal prédit par la théorie ...

4. Conclusion

Les capteurs optiques de position sont des dispositifs à la fois extrêmement sensibles et d'une grande facilité de mise en œuvre lorsqu'ils associés à des sources lumineuses telles que les diodes électroluminescentes et les diodes laser. Nous avons montré que les PSD, développés tout d'abord pour des applications industrielles (télémétrie par triangulation), trouvent également des applications pédagogiques relatives à des expériences historiques ou contemporaines qui sont rarement l'objet de réalisations démonstratives. Sur un plan plus général, ces applications pourraient être étendues à la mesure de très faibles déformations (dilatométrie...) ou de vibrations (sismologie ...).

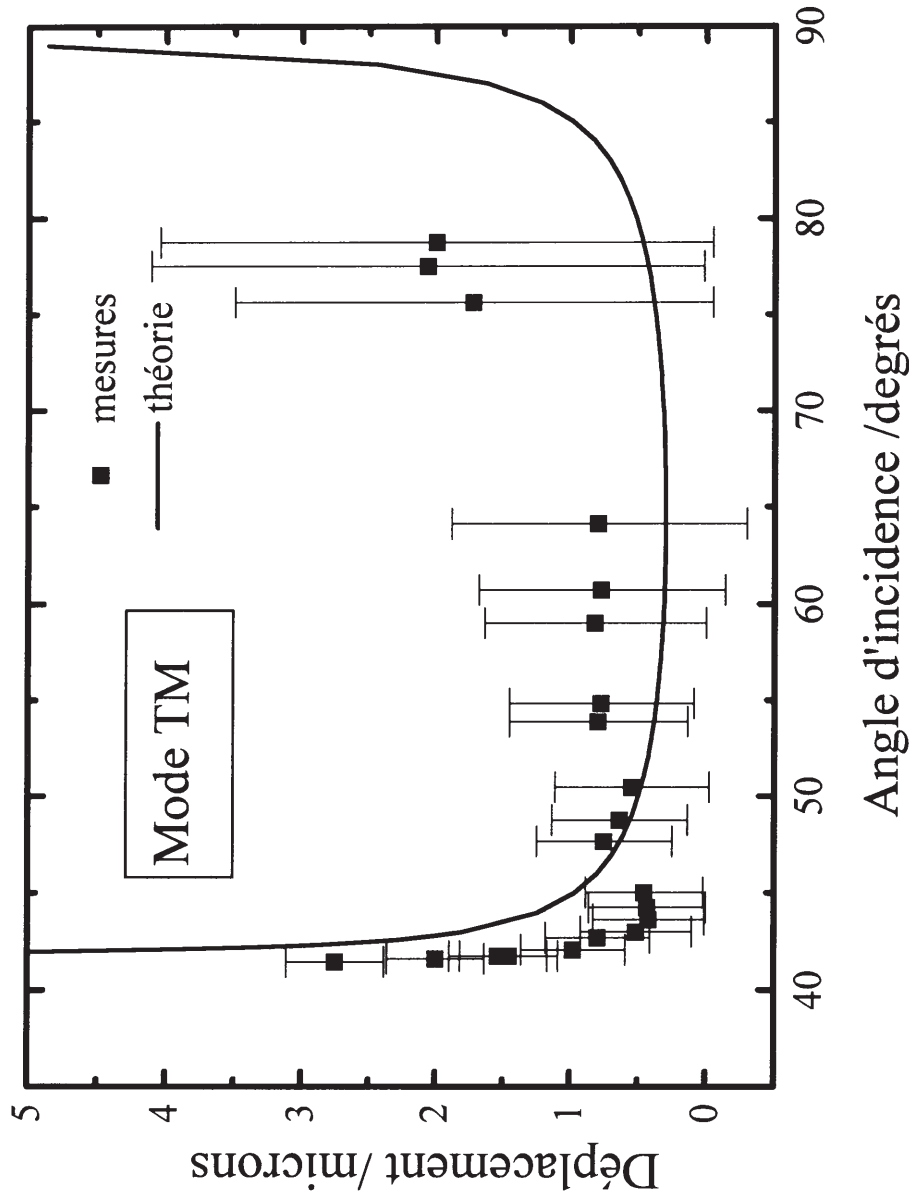


Figure 18: Décalage Goös-Hänchen (mode TM) en fonction de l'angle d'incidence

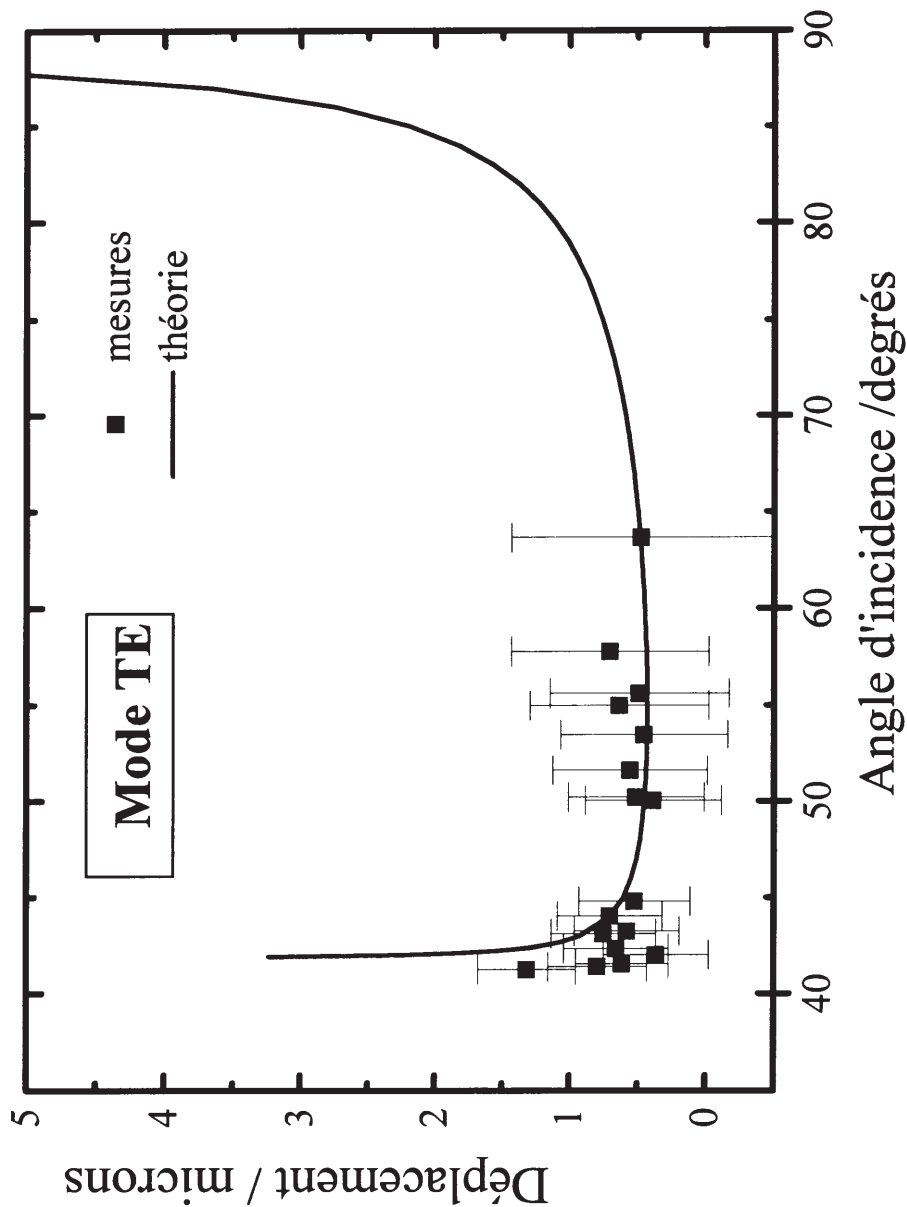


Figure 19: Décalage Goös-Hänchen (mode TE) en fonction de l'angle d'incidence

BIBLIOGRAPHIE

[1] E.R. COHEN and B.N. TAYLOR, *Committee on Data For Sciences and Technology*, CODATA, Bulletin n° 63, 1986

[2] J.M. LAUGIER et R. FAURE, « Le radiomètre de Crookes et la pression de radiations », Bull. Un. Phys. **92** n° 807, 1499-1502, octobre 1998

[3] B. CAGNAC et J.C. PEBAY-PEYROULA, *Physique atomique*, tome 2, Dunod, Paris, 1975

[4] R.H. RENARD, « Total reflexion : a new evaluation of the Goös-Hänchen shift », J.Opt.Soc.Am., **54**, 1190, 1964

[5] J. RICARD, « Détermination du déplacement d'un faisceau lumineux par réflexion totale au moyen de la méthode différentielle ou de la phase stationnaire », Nouv. Rev. Opt., **7**, 1, 1976

[6] J.P. HUGONIN et R. PETIT, « Étude générale des déplacements à la réflexion totale », Nouv. Rev. Opt., **8**, 73, 1977

[7] Y. LEVY et C. IMBERT, « Amplification des déplacements à la réflexion totale », Opt. Comm., **13**, 43, 1975

[8] L. DUTRIAUX, A. LE FLOCH et F. BRETENAKER, « Measurement of the transverse displacement at total reflexion by helicoïdal eigenstates », Europhys. Lett., **24**, 345, 1993

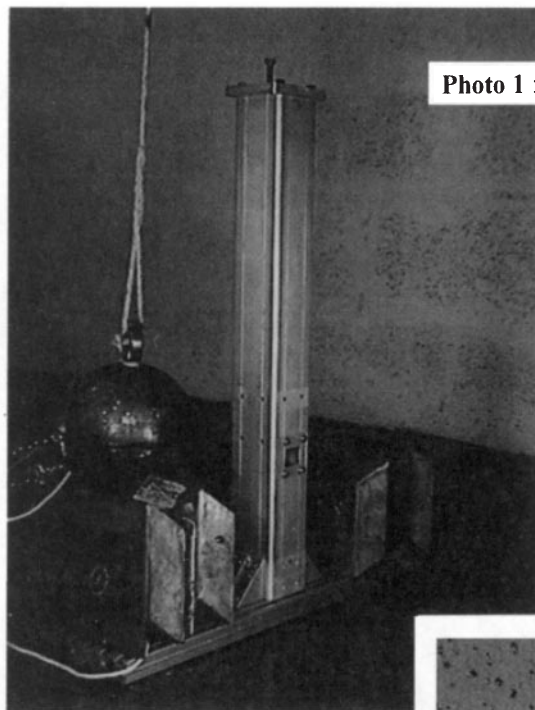


Photo 1 : Dispositif expérimental

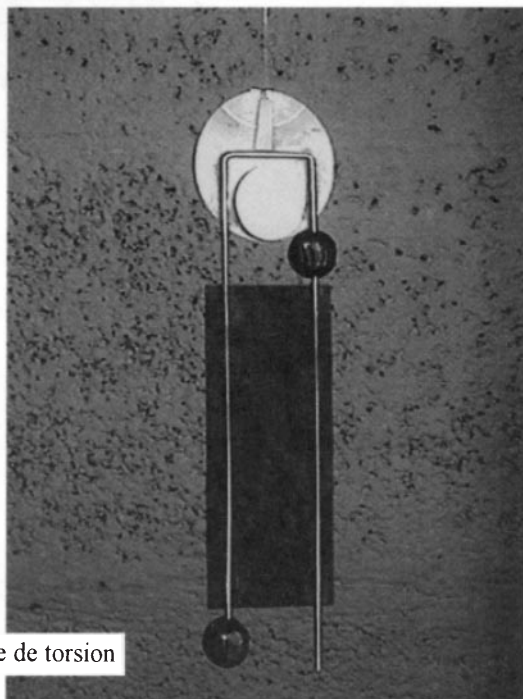


Photo 2 : Détail du pendule de torsion