

Refroidir un miroir avec la lumière

La lumière est souvent utilisée pour mesurer avec une très grande précision des longueurs, en déterminant la distance entre deux miroirs sur lesquels se réfléchit un faisceau lumineux. Certaines de ces mesures, motivées par les projets de détection interférométrique des ondes gravitationnelles, ont atteint une telle sensibilité qu'elles sont limitées par l'agitation thermique des miroirs. L'utilisation d'une cavité optique de grande finesse rend possible l'observation de ce bruit avec une sensibilité de l'ordre du milliardième d'ångström et permet de refroidir un miroir en utilisant la pression de radiation d'un faisceau lumineux.

Les mesures de distance sont souvent réalisées par télémétrie optique, en mesurant le temps de parcours d'une impulsion lumineuse. De telles techniques sont limitées par les temps de réponse des détecteurs puisque une imprécision de 1 ps correspond à une erreur de 0,3 mm environ. Il est cependant possible d'aller plus loin en mesurant une différence de chemin optique par rapport à une distance de référence. A l'heure actuelle, ces dispositifs interférométriques, basés sur des interféromètres de Michelson (interférences à deux ondes) ou des cavités Fabry-Perot (interférences à ondes multiples) sont utilisés aussi bien en physique fondamentale qu'en physique appliquée, pour le contrôle des vibrations par exemple. S'ils sont peu adaptés à des mesures de longueur absolue, la figure d'interférences se reproduisant à l'identique à chaque fois que la différence de chemin optique augmente d'une longueur d'onde, ils permettent en revanche de mesurer des variations de longueur avec une sensibilité inégalée.

ONDES GRAVITATIONNELLES ET INTERFÉROMÉTRIE LASER

Ces techniques interférométriques sont sans conteste poussées jusqu'à leurs extrêmes limites dans le cadre de la détection des ondes gravita-

tionnelles (*Images de la Physique* 1984). Les ondes gravitationnelles sont des perturbations de la métrique de l'espace-temps émises, d'après la relativité générale, par des masses accélérées. Elles se propagent dans toutes les directions à la vitesse de la lumière, de façon analogue aux ondes électromagnétiques rayonnées par des charges en mouvement. Elles ont déjà été mises en évidence indirectement à travers l'accélération du mouvement orbital du pulsar binaire PSR 1913 – 16, travail pour lequel Hulse et Taylor ont reçu le prix Nobel de physique en 1993.

Les ondes gravitationnelles pourraient être mises en évidence de façon directe par leur action sur deux masses test : l'effet prédominant est un effet de marée qui écarterait les deux masses d'une quantité ΔL proportionnelle à leur distance au repos L . Mais l'amplitude $h = \Delta L/L$ de l'onde au niveau de la Terre n'est que de 10^{-23} pour des événements astrophysiques suffisamment fréquents, c'est-à-dire quelques événements par an. Deux types de dispositifs devraient néanmoins permettre d'observer prochainement une onde gravitationnelle.

Le premier, appelé *barre de Weber*, est constitué d'un cylindre métallique dont les résonances mécaniques pourraient être excitées par le passage d'une onde gravitationnelle. Le mouvement de la barre est détecté par un système électromécanique constitué d'un dispositif capacitif et d'amplificateurs à très faible bruit. Du fait du caractère résonnant de la réponse mécanique, les fré-

quences où ces détecteurs sont sensibles à une onde gravitationnelle se limitent à une plage de quelques hertz autour de la résonance, qui se situe vers le kilohertz. Cela devrait néanmoins suffire pour détecter l'onde produite par des événements astrophysiques comme la coalescence d'un système d'étoiles binaires, car la fréquence de l'onde évolue continûment de quelques hertz à quelques kilohertz.

Le second dispositif développé pour observer les ondes gravitationnelles est un détecteur large bande qui s'apparente à un interféromètre de Michelson : la nature quadropolaire d'une onde gravitationnelle entraîne un déplacement opposé dans les deux bras orthogonaux, ce qui modifie la figure d'interférences en sortie de l'interféromètre. Pour atteindre une sensibilité suffisante, il faut des bras de l'ordre du kilomètre, une puissance lumineuse importante et il faut minimiser tous les bruits qui peuvent apparaître dans le dispositif.

L'un des points délicats à résoudre est le bruit de position des miroirs : tout déplacement va se traduire par une variation de longueur des bras de l'interféromètre, qui pourrait être interprétée comme un signal gravitationnel. On doit ainsi réduire le bruit de position à un niveau inférieur à 10^{-19} m/ $\sqrt{\text{Hz}}$. L'unité en m/ $\sqrt{\text{Hz}}$ est liée au fait que le bruit n'est pas défini à une fréquence particulière mais qu'il est réparti continûment sur toute une plage de fréquences. Lorsqu'on effectue une mesure, on est sensible à une puissance de bruit proportion-

nelle à la bande passante de la mesure, donc d'autant plus faible que la bande est étroite. Un niveau de bruit de $10^{-19} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ correspond ainsi à des déplacements d'un milliardième d'ångström pour une bande d'analyse de 1 hertz.

De nombreux efforts ont été menés pour réduire ce bruit de position. Ainsi, les miroirs sont suspendus à des dispositifs mécaniques complexes de façon à les isoler du

bruit sismique terrestre. La sensibilité de l'interféromètre est en fin de compte essentiellement limitée par l'agitation thermique des miroirs aux fréquences d'analyse basses, et par le bruit quantique de la lumière à plus haute fréquence (encadré 1). L'observation du bruit thermique des miroirs et des effets quantiques de la lumière est donc particulièrement importante pour caractériser les limites des détecteurs actuels, mais

aussi pour arriver à dépasser ces limites dans les futures antennes gravitationnelles.

MESURE ULTRA-SENSIBLE DE DÉPLACEMENTS

On peut détecter de très faibles déplacements des miroirs en utilisant une cavité Fabry-Perot à une seule entrée-sortie, composée d'un miroir d'entrée ayant une transmission non

Encadré 1

LES DÉTECTEURS INTERFÉROMÉTRIQUES D'ONDES GRAVITATIONNELLES

L'effet d'une onde gravitationnelle est équivalent à une modification d'indice du vide, de signe opposé dans les deux bras orthogonaux, qui va modifier le système de franges à la sortie de l'interféromètre. Pour atteindre la sensibilité requise (de l'ordre de $10^{-19} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$), le schéma de fonctionnement est modifié par rapport au schéma historique utilisé par Michelson. Ainsi, des cavités Fabry-Perot sont insérées dans chacun des bras de façon à augmenter leur longueur effective. Un miroir de recyclage placé avant la lame séparatrice permet également d'augmenter la puissance lumineuse dans l'interféromètre, et donc d'améliorer la sensibilité par rapport à la limite liée au bruit quantique de la lumière.

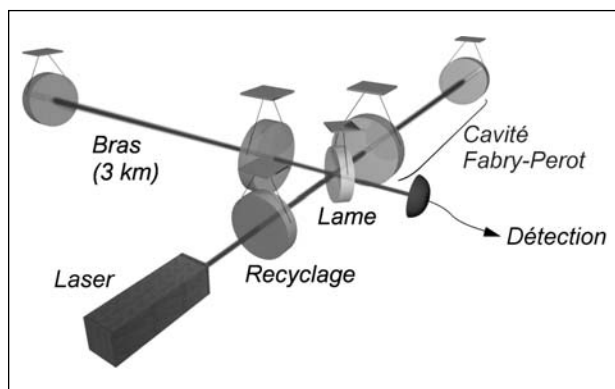


Figure 1 - Schéma d'un interféromètre gravitationnel.

Un certain nombre de prototypes d'interféromètres, avec des bras d'une dizaine de mètres, ont été construits en Europe et aux États-Unis à partir des années 70. A la fin des années 80, les progrès technologiques ont été jugés suffisants pour lancer la construction d'interféromètres de grande taille. Aujourd'hui, quatre grands interféromètres, dont les projets franco-italien VIRGO et américain LIGO, sont en cours

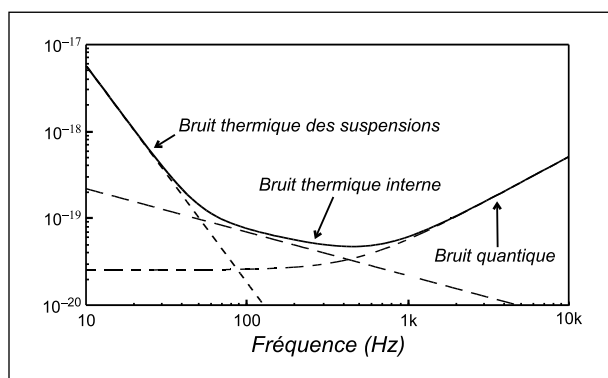


Figure 2 - Sensibilité attendue pour l'interféromètre VIRGO.

de construction et devraient être opérationnels d'ici l'année prochaine. Des interféromètres de seconde génération, utilisant des lasers plus puissants et des miroirs plus lourds et de meilleure qualité, ainsi qu'un interféromètre spatial (projet international LISA) sont déjà prévus à l'horizon 2010. Le schéma retenu pour VIRGO, en construction près de Pise, est celui présenté sur la figure 1 : les bras ont 3 km de long et les cavités Fabry-Perot ont une finesse de 50. Le recyclage de la lumière permet d'obtenir 15 kW de puissance lumineuse dans chacun des bras à partir d'un laser continu de 20 W. Les éléments optiques de l'interféromètre sont tenus par des systèmes pendulaires à étages multiples qui permettent de s'affranchir du bruit sismique pour des fréquences d'analyse du signal supérieures à 10 Hz. Le bruit thermique de ces suspensions limite la sensibilité attendue à basse fréquence, jusqu'à 50 Hz. Le bruit thermique des modes acoustiques internes des miroirs (qui ont des fréquences de résonance supérieures à 5 kHz) est prédominant dans la gamme intermédiaire, jusqu'à quelques centaines de hertz. Enfin, le bruit quantique de la lumière limite la sensibilité à plus haute fréquence.

nulle et d'un miroir arrière totalement réfléchissant (figure 1).

Du fait des réflexions multiples de la lumière dans la cavité, l'intensité du champ intracavité présente des maxima lorsque la cavité est résonnante avec la fréquence du champ laser incident, c'est-à-dire lorsque la longueur L de la cavité est un multiple demi-entier de la longueur d'onde optique λ . La largeur de cette résonance est reliée à la finesse \mathcal{F} de la cavité, qui dépend de la transmission du coupleur d'entrée et des pertes des miroirs. Comme le montre la figure 1, cela se traduit aussi par une variation très rapide de la phase du champ réfléchi en fonction de la longueur. La pente de la courbe est maximale à résonance où un déplacement δL d'un miroir entraîne une variation $\delta\varphi_L$ de la phase du faisceau réfléchi égale à

$$\delta\varphi_L \simeq 8\mathcal{F} \frac{\delta L}{\lambda} \quad (1)$$

Le déplacement du miroir est donc amplifié par la finesse de la cavité et on peut espérer détecter des déplacements correspondant à une très petite fraction de la longueur d'onde

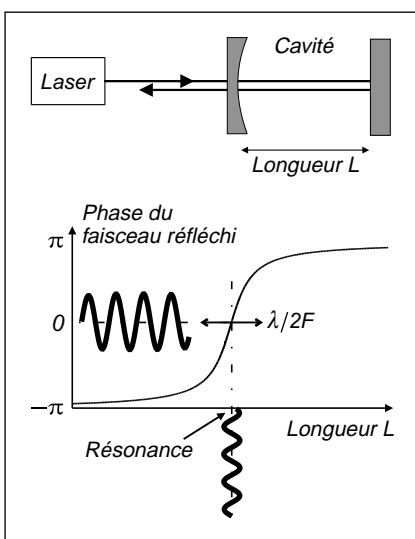


Figure 1 - Avec une cavité optique à une seule entrée-sortie et de finesse \mathcal{F} , la phase du faisceau laser réfléchi varie de 2π lorsque la longueur de la cavité change de $\lambda/2\mathcal{F}$ de part et d'autre de la résonance. Cela peut être mis à profit pour détecter un petit déplacement d'un miroir de la cavité.

optique, à condition d'utiliser une cavité de grande finesse.

Pour déterminer la sensibilité d'un tel dispositif, il faut bien sûr comparer ce signal aux différents bruits dont l'expression (1) permet de comprendre l'origine : il peut s'agir de variations de longueur de la cavité liées à des déplacements non contrôlés des miroirs, de variations de la longueur d'onde optique λ dues au fonctionnement de la source laser, ou encore d'un bruit de phase $\delta\varphi$ intrinsèque au faisceau. On se trouve en fait confronté aux mêmes sources de bruit que dans un interféromètre gravitationnel, ce qui rend ce dispositif intéressant pour étudier ces bruits, tout en restant à l'échelle d'une expérience de laboratoire.

BRUITS THERMIQUES ET QUANTIQUES

Les déplacements des miroirs résultent d'un grand nombre de degrés de liberté : les mouvements d'ensemble du miroir liés à son dispositif de fixation (par exemple, les modes pendulaires des suspensions dans un interféromètre gravitationnel), mais aussi les modes acoustiques internes des substrats des miroirs qui en déforment la surface. Ces différents degrés de liberté sont excités notamment par l'agitation sismique et l'agitation thermique à température ambiante. Pour mesurer avec une cavité le bruit thermique des miroirs, il est donc nécessaire de réduire l'effet des vibrations sismiques, particulièrement important à basse fréquence : notre expérience travaille à des fréquences suffisamment élevées pour s'en affranchir.

La sensibilité peut également être limitée par les fluctuations de la longueur d'onde optique λ . Une variation $\delta\nu$ de la fréquence optique ν du laser est en effet équivalente à un déplacement $L\delta\nu/\nu$ du miroir. L'effet du bruit de fréquence est donc proportionnel à la longueur de la cavité, ce qui impose d'utiliser une cavité courte. Notons que l'influence du bruit de fréquence est différente dans

un interféromètre, car la perturbation est identique dans les deux bras. Ainsi, l'effet n'est heureusement pas proportionnel à la longueur des bras, mais à la dissymétrie entre eux.

Une fois ces bruits classiques rendus négligeables, la sensibilité est limitée par les fluctuations quantiques de la lumière. Le signal lié au déplacement du miroir est en effet superposé au bruit quantique de phase du faisceau réfléchi. Comme l'explique l'encadré 2, ce bruit est inversement proportionnel à l'intensité du faisceau, et le plus petit déplacement mesurable s'écrit sous la forme

$$\delta L_{shot} = \frac{\lambda}{16\mathcal{F}} \frac{1}{\sqrt{\bar{I}}} \quad (2)$$

où \bar{I} est la valeur moyenne de l'intensité incidente (exprimée en photons par seconde). Le plus petit déplacement mesurable diminue donc quand on augmente la finesse de la cavité ou l'intensité du laser. Pour des paramètres expérimentaux réalistes (finesse \mathcal{F} de la cavité de 10^5 , puissance incidente de 1 mW à une longueur d'onde $\lambda \simeq 1 \mu\text{m}$), on peut obtenir une sensibilité de l'ordre de $10^{-20} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$.

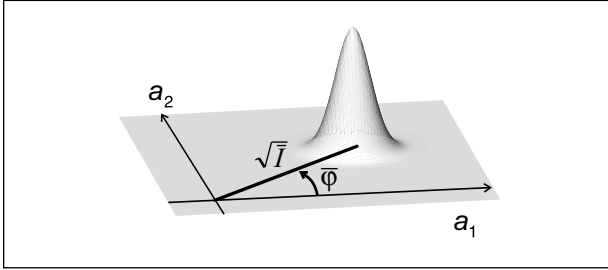
Cette sensibilité semble pouvoir être augmentée indéfiniment, en augmentant l'intensité incidente. Mais un faisceau laser présente également des fluctuations quantiques d'intensité qui vont créer un déplacement supplémentaire, à travers la force de pression de radiation qu'exerce le faisceau sur le miroir. Pour une faible puissance incidente, ce déplacement est négligeable, mais il augmente avec l'intensité du faisceau et devient prépondérant à forte puissance : le mouvement du miroir reflète alors les fluctuations d'intensité du faisceau, et non plus le déplacement intrinsèque que l'on cherche à mesurer.

Les mêmes bruits existent dans un interféromètre. Si les effets quantiques de la pression de radiation sont négligeables dans les antennes actuelles, il n'est pas exclu qu'ils de-

Encadré 2

DESCRIPTION QUANTIQUE DE LA LUMIÈRE

Le champ électromagnétique peut se décomposer en une somme de modes équivalents à des oscillateurs harmoniques indépendants. Pour un mode particulier, les quadratures du champ (parties réelle et imaginaire) sont décrites par deux opérateurs a_1 et a_2 , analogues pour le champ des observables de position x et d'impulsion p d'un oscillateur harmonique matériel. Comme eux, a_1 et a_2 ne commutent pas, et leur dispersions vérifient une inégalité de Heisenberg qui traduit l'existence de fluctuations quantiques du champ.



Pour un état cohérent, qui modélise assez bien l'état du champ à la sortie d'un laser, le champ n'est pas décrit comme un point dans l'espace des phases $\{a_1, a_2\}$, mais par une distribution gaussienne centrée sur sa valeur classique et de largeur égale à la dispersion sur les quadratures. Cette distribution a une symétrie cylindrique et une aire constante égale à 1. Elle détermine les fluctuations quantiques sur l'intensité I (le long de la direction du champ moyen) et sur la phase φ . Ces dernières correspondent à l'angle sous lequel on voit la distribution depuis l'origine du plan :

$$\delta\varphi \simeq \frac{1}{2\sqrt{I}} \quad (3)$$

où \bar{I} est l'intensité moyenne du champ, exprimée en photons par seconde.

Les fluctuations de phase diminuent quand on augmente l'intensité et que la distribution s'écarte de l'origine. Pour un faisceau laser de 1 mW à une longueur d'onde de 1 μm , on trouve $\bar{I} \simeq 5 \times 10^{15} \text{s}^{-1}$, ce qui explique que les fluctuations quantiques de phase ne jouent un rôle que dans certaines expériences de très grande sensibilité.

viennent prépondérants dans les générations futures. La sensibilité optimale résulte alors d'un compromis entre le bruit de phase et le bruit de pression de radiation, compromis atteint pour une valeur précise de l'intensité. Cette *limite quantique standard*, prédite théoriquement dès les années 70, est à l'origine des premiers travaux sur les états comprimés de la lumière. Elle n'a cependant jamais été mise en évidence expérimentalement.

Une cavité de grande finesse devrait permettre d'observer cette limite. Il faut pour cela réduire tous les bruits classiques, notamment le bruit d'agitation thermique des miroirs. Cela impose bien sûr de travailler à basse température, mais aussi d'adapter les propriétés mécaniques du miroir, comme les facteurs de qualité mécanique qui doivent être aussi élevés que possible.

L'observation de petits déplacements dans notre montage expérimental répond en fait à un double

objectif : évaluer à température ambiante le bruit thermique des miroirs et mettre en évidence à basse température les effets quantiques de la pression de radiation.

BRUIT THERMIQUE INTERNE D'UN MIROIR

S'il est relativement facile de comprendre comment le mouvement d'ensemble d'un miroir agit sur la lumière en modifiant la longueur de la cavité, le problème est plus délicat pour les modes acoustiques internes. On peut montrer que chaque mode a un effet équivalent à un déplacement global, proportionnel à l'amplitude d'excitation du mode, le coefficient de proportionnalité dépendant du recouvrement spatial entre le mode acoustique et le mode optique du faisceau lumineux. Le bruit thermique du miroir apparaît ainsi comme la résultante de l'excitation thermique de chaque mode, pondérée par leur adaptation spatiale avec la lumière.

Chaque mode correspond à un oscillateur harmonique, et son bruit thermique peut se déduire du théorème fluctuations-dissipation qui relie le bruit à l'amortissement de l'oscillateur : l'agitation thermique apparaît comme la réponse de l'oscillateur à une force aléatoire, appelée force de Langevin. Les fluctuations de position $\delta x [\Omega]$ à la fréquence Ω s'écrivent ainsi

$$\delta x [\Omega] = \chi [\Omega] F_T [\Omega] \quad (4)$$

où $F_T [\Omega]$ est la force de Langevin caractérisant le couplage avec un bain thermique à la température T , et $\chi [\Omega]$ est la susceptibilité mécanique de l'oscillateur. Si l'on suppose que l'amortissement est visqueux, la susceptibilité s'écrit

$$\chi [\Omega] = \frac{1}{M(\Omega_M^2 - \Omega^2 - i\Gamma\Omega)} \quad (5)$$

où M , Ω_M et Γ sont respectivement la masse, la fréquence de résonance et l'amortissement de l'oscillateur.

Le théorème fluctuations-dissipation relie le spectre $S_T [\Omega]$ de la force de Langevin à la partie dissipative de la susceptibilité : dans le cas d'un amortissement visqueux, ce spectre est indépendant de la fréquence et s'écrit simplement

$$S_T [\Omega] = 2M\Gamma k_B T \quad (6)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T la température. Le bruit thermique du mode acoustique a alors la forme d'une lorentzienne centrée à la fréquence Ω_M et de largeur Γ , et la variance Δx_T du mouvement d'agitation thermique vérifie le théorème d'équipartition de l'énergie

$$\frac{1}{2} M \Omega_M^2 \Delta x_T^2 = \frac{1}{2} k_B T \quad (7)$$

Notons cependant que l'amortissement des modes acoustiques internes n'est pas nécessairement visqueux. En fait, les mécanismes de dissipation thermique dans le substrat sont assez mal connus et cela rend difficile l'estimation précise de l'influence du bruit thermique dans un appareil de mesure tel qu'un interféromètre.

Nous avons utilisé le montage expérimental décrit dans l'encadré 3 pour observer le bruit thermique d'une cavité formée de deux miroirs de géométrie cylindrique, de petite dimension (diamètre 25,4 mm, épaisseur 6,35 mm). Le spectre de bruit apparaît sous la forme d'une succession de pics, chaque pic correspondant à un mode acoustique (figure 2).

Ce spectre représente assez bien ce qui est attendu pour un interféromètre gravitationnel, à un facteur d'échelle près puisque nos miroirs ont une taille environ dix fois plus petite que ceux utilisés dans les interféromètres. On trouve ainsi une fréquence de résonance fondamentale voisine de 72 kHz, alors que l'on s'attend à une fréquence de l'ordre de quelques kilohertz pour les interféromètres.

La comparaison peut être poussée plus loin en utilisant les programmes

de calcul numérique développés pour évaluer le bruit thermique dans les interféromètres gravitationnels, en particulier par le groupe VIRGO. Nous avons retrouvé tous les modes acoustiques attendus, les fréquences de résonance observées expérimentalement étant en excellent accord avec celles calculées numériquement. Ce résultat valide ainsi les modèles théoriques utilisés pour les miroirs des interféromètres.

Nous nous sommes aussi intéressés à un miroir déposé sur un substrat de géométrie plan-convexe de faible épaisseur (1,5 mm). La figure 3 montre le spectre de bruit obtenu sur une plage de fréquence étroite autour de la fréquence de résonance fondamentale, située vers 1,8 MHz. Comme attendu, ce spectre a une forme lorentzienne centrée sur la fréquence de résonance.

Il est instructif de comparer cette courbe à la réponse mécanique du miroir (courbe du bas), obtenue en appliquant une force extérieure sur le miroir à l'aide de la pression de radiation d'un faisceau laser auxiliaire (encadré 3). On peut déduire de cette réponse mécanique et du théorème fluctuations-dissipation le spectre de bruit thermique attendu à température ambiante. Comme le montre la figure 3, ce spectre est en excellent accord avec celui obtenu expérimentalement.

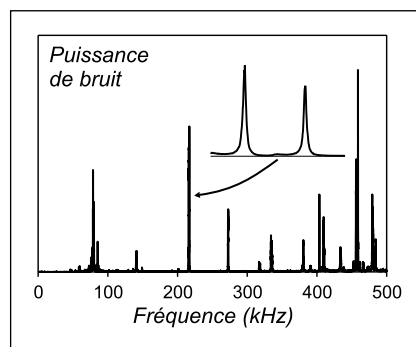


Figure 2 - Observation du bruit thermique de miroirs cylindriques, pour des fréquences comprises entre 0 et 500 kHz. Le mouvement brownien apparaît comme une succession de pics thermiques, chaque pic étant constitué de deux résonances distinctes associées aux deux miroirs de la cavité.

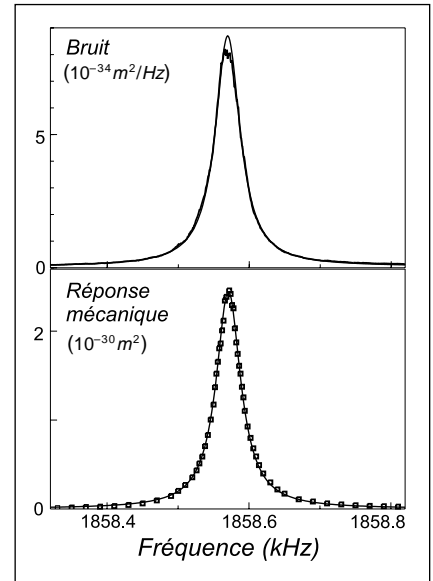


Figure 3 - Observation du bruit thermique d'un miroir plan-convexe, autour de la fréquence de résonance fondamentale (courbe du haut). La courbe en trait fin est l'estimation théorique du bruit thermique, déduite de la réponse mécanique du miroir (courbe du bas) et du théorème fluctuations-dissipation.

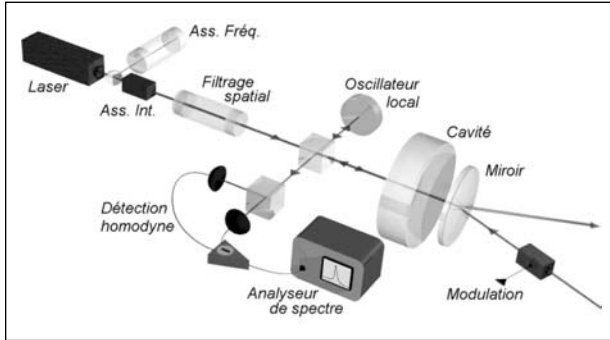
Le bruit thermique correspond à de très petits déplacements, puisque même au sommet de la résonance, le mouvement n'est que de l'ordre de $10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$. La sensibilité de notre dispositif est limitée par le bruit quantique de la lumière, à une valeur en accord avec l'expression théorique (2) : le plus petit déplacement observable est égal à $2 \times 10^{-19} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$.

REFROIDISSEMENT LASER D'UN MIROIR

Notre dispositif permet de mesurer le bruit thermique du miroir et d'agir sur le mouvement du miroir par excitation optique, grâce à la pression de radiation d'un faisceau laser auxiliaire. On peut alors réduire le bruit thermique du miroir en utilisant un asservissement qui pilote la pression de radiation du faisceau auxiliaire à partir du signal mesuré sur le faisceau réfléchi par la cavité. Pour un gain approprié de l'électronique de contrôle, la force de pression de radiation appliquée au miroir est proportionnelle à la vitesse du miroir. On ajoute ainsi une force de friction

Encadré 3

DESCRIPTION DU MONTAGE EXPÉRIMENTAL



Le montage expérimental que nous avons développé est essentiellement composé de quatre éléments : une cavité à miroir mobile, une source laser, un système de détection du bruit de phase du faisceau réfléchi et un dispositif d'excitation optique du miroir.

– **La cavité optique** que nous utilisons a une grande finesse ($\mathcal{F} \simeq 50\,000, 300\,000$ à terme), de façon à augmenter la sensibilité de notre montage aux déplacements du miroir. Elle est par ailleurs rigide pour minimiser les vibrations parasites, et courte ($L \simeq 1\text{ mm}$) pour garder une bande passante de l'ordre de quelques megahertz et limiter l'effet du bruit de fréquence de la source laser.

– **Le laser** doit présenter des performances exceptionnelles en termes de stabilité de fréquence et d'intensité, et de pureté spatiale du faisceau. Nous utilisons un laser titane-saphir

construit au laboratoire, qui délivre une puissance de l'ordre du watt à une longueur d'onde voisine de 810 nm. Ce laser est asservi en fréquence sur une cavité de référence ultra-stable. Un asservissement d'intensité et une cavité de filtrage spatial permettent alors de disposer au niveau de la cavité d'un faisceau présentant toutes les qualités requises.

– **La détection du bruit de phase** du faisceau réfléchi par la cavité est réalisée à l'aide d'une détection homodyne : celle-ci mesure le battement entre le faisceau réfléchi et un faisceau, appelé oscillateur local, qui sert de référence de phase. Un ensemble de cubes polariseurs et de lames quart d'onde (non représentées sur la figure) permet d'extraire l'oscillateur local depuis le faisceau incident, puis de recombinaison l'oscillateur local et le faisceau réfléchi par la cavité sur deux photodiodes à haut rendement quantique. La phase de référence est asservie à quelques millièmes de radian près en contrôlant la longueur du bras de l'oscillateur local. Cela permet de mesurer précisément le bruit de phase du faisceau réfléchi.

– **Le dispositif d'excitation optique** du mouvement du miroir utilise la pression de radiation d'un faisceau de forte puissance (500 mW), lui aussi issu du laser titane-saphir. Le faisceau est modulé en intensité grâce à un modulateur acousto-optique, qui peut être piloté par un générateur haute fréquence (pour la caractérisation de la réponse mécanique du miroir) ou par le signal issu de la détection homodyne (pour l'expérience de refroidissement du miroir par le faisceau).

sur le miroir, mais sans ajouter de bruit. A la différence d'un amortissement passif, ce processus de *friction froide* a pour effet de refroidir le miroir.

La force additionnelle modifie l'amortissement du miroir et donc la susceptibilité mécanique χ [Ω] (équation 5) : l'amortissement propre Γ du miroir est augmenté par l'amortissement Γ_{rad} induit par le faisceau laser auxiliaire. Le mouvement du miroir est donc équivalent à celui d'un miroir ayant un amortissement $\Gamma + \Gamma_{rad}$, mais les fluctuations de la force de Langevin ne sont pas modifiées (équation 6). D'après le théorème fluctuations-dissipation, cela correspond à un équilibre thermodynamique à une température ef-

fective plus basse, inversement proportionnelle à l'amortissement total.

Nous avons fait la démonstration expérimentale de ce mécanisme de friction froide, en utilisant un dispositif électronique qui dérive le signal mesuré sur le faisceau réfléchi et permet d'ajuster le gain de l'asservissement. Le signal résultant, directement proportionnel à la vitesse du miroir, module l'intensité du faisceau auxiliaire de façon à appliquer la force de pression de radiation adéquate. La figure 4 présente les spectres de bruit observés en l'absence de contre-réaction (spectre similaire à celui présenté sur la figure 3), et pour des gains croissants de la boucle d'asservissement. On observe une importante réduction du pic de

bruit thermique, alors que sa largeur, proportionnelle à l'amortissement, est augmentée. La température du

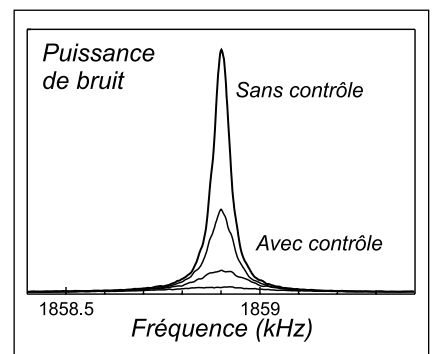


Figure 4 - Spectres de bruit obtenus avec l'asservissement, pour des gains croissants. Le pic de bruit thermique du mode fondamental du miroir plan-convexe est fortement atténué, tout en étant élargi. La température, proportionnelle à l'aire de la courbe, est réduite.

miroir est reliée à la variance du bruit de position (équation 7), donc à l'aire du spectre. Nous avons ainsi obtenu des facteurs de réduction de la température supérieurs à 10.

Un autre aspect intéressant est le comportement transitoire du refroidissement. De manière générale, le comportement impulsif d'un oscillateur harmonique est décrit par une évolution exponentielle, avec une constante de temps inversement proportionnelle à l'amortissement. On retrouve ce comportement lorsque l'asservissement est appliqué ou arrêté soudainement, mais les constantes de temps mises en jeu sont très différentes puisqu'elles sont reliées à l'amortissement propre Γ lorsque l'asservissement est stoppé, et à l'amortissement total $\Gamma + \Gamma_{rad}$ lorsque l'asservissement est appliqué. Nous avons ainsi observé que le régime refroidi s'établit beaucoup plus vite que le retour à la température ambiante.

PERSPECTIVES

L'interférométrie optique alliée à l'état de l'art en matière de sources laser, de miroirs et de détecteurs permet aujourd'hui de mesurer des déplacements à l'échelle du milliardiè-

me d'ångström, sensibilité requise pour les projets de détection des ondes gravitationnelles. Une expérience de laboratoire utilisant de tels miroirs dans un environnement cryogénique devrait permettre prochainement de gagner encore 1 ou 2 ordre(s) de grandeur et de mettre en évidence les effets quantiques de la pression de radiation tels que l'existence d'une *limite quantique standard*.

Le contrôle du bruit thermique est sans doute l'un des points importants pour les futures antennes gravitationnelles, qu'il s'agisse d'employer de nouveaux matériaux pour les miroirs et leurs suspensions, ou d'utiliser des méthodes actives comme celle présentée plus haut. On pourrait par exemple mesurer le bruit thermique d'un miroir de l'interféromètre à l'aide d'une cavité de grande finesse qui réaliserait une mesure locale de position et serait insensible au passage d'une onde gravitationnelle. Cela permettrait de contrôler le bruit thermique du miroir sans modifier la réponse de l'interféromètre au passage d'une onde gravitationnelle. On peut également songer à tirer profit des temps d'évolution différents lorsque l'asservissement est appliqué ou stoppé, pour réaliser un refroidissement cyclique qui refroidirait rapide-

ment le miroir et laisserait l'interféromètre libre mais refroidi sur de longues périodes.

POUR EN SAVOIR PLUS

« **La détection interférométrique des ondes gravitationnelles** », *Images de la Physique*, 17, 1984.

Saulson (P.R.), « Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors », *World Scientific*, 1994.

« **Gravitational waves, Third Edoardo Amaldi Conference** », ed. S. Meshkov, *American Institute of Physics*, 2000.

Hadjar (Y.), Cohadon (P.F.), Aminoff (C.G.), Pinard (M.) et Heidmann (A.), « High-sensitivity optical measurement of mechanical Brownian motion », *Europhys. Lett.* **47**, 545, 1999.

Cohadon (P.F.), Heidmann (A.) et Pinard (M.), « Cooling of a mirror by radiation pressure », *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3174, 1999.

Pinard (M.), Cohadon (P.F.), Briant (T.) et Heidmann (A.), « Full mechanical characterization of a cold damped mirror », *Phys. Rev. A* **63**, 013808, 2000.

Article proposé par :

Tristan Briant, tél. 01 44 27 43 94, briant@spectro.jussieu.fr

Pierre-François Cohadon, tél. 01 44 27 43 94, cohadon@spectro.jussieu.fr

Antoine Heidmann, tél. 01 44 27 43 94, heidmann@spectro.jussieu.fr

Michel Pinard, tél. 01 44 27 43 94, pinard@spectro.jussieu.fr

Les travaux présentés dans cet article ont en partie été réalisés avec Yassine Hadjar et ont bénéficié de l'aide du groupe Virgo, en particulier de Claude Boccara, François Bondu, Alain Brillet, Jean-Marie Mackowski et Jean-Yves Vinet.