

# Impulsions lumineuses ultra-courtes pour la métrologie de fréquences

La synthèse de fréquences optiques à partir d'un étalon de fréquence micro onde était traditionnellement un problème difficile du fait de l'écart important entre ces deux gammes de fréquence. Très récemment cette opération s'est vue largement simplifiée par une technique de mesure basée sur l'utilisation de lasers à modes bloqués en phase. Ce lien entre les domaines optique et micro onde permet notamment de réaliser la mesure de fréquences optiques en les comparant directement à une horloge microonde à Césium. Il simplifie de ce fait la mise en pratique de la définition du mètre et favorise également le développement d'horloges atomiques « tout optique » qui devraient permettre de surpasser les actuelles horloges micro ondes à Césium. Nous présentons ici ce nouveau principe de mesure qui révolutionne la métrologie des fréquences, ainsi que sa mise en place expérimentale.

La spectroscopie de haute exactitude a été essentielle dans la mise en évidence de lois de la physique quantique, dans la détermination de constantes physiques fondamentales ou dans la mise en place d'étalons de temps, fréquence et longueur. En particulier l'utilisation dans les années 70 des premiers lasers spectralement fins et des techniques spectroscopiques s'affranchissant de l'élargissement Doppler des transitions observées en cellule ont permis de gagner plusieurs ordres de grandeur dans la connaissance des interactions dans les édifices atomiques ou moléculaires. L'idée du développement d'horloges optiques<sup>1</sup> s'est alors largement répandue. Il était en effet dès lors possible d'observer des transitions atomiques ou moléculaires dans le domaine optique pouvant avoir des largeurs naturelles identiques aux transitions micro ondes. A l'heure actuelle, différents types d'horloges optiques ont été développés mais les horloges micro ondes demeurent les plus exactes. Une

fois l'horloge développée demeure la difficulté d'un système de comptage du nombre de cycles effectué par l'horloge, d'environ  $10^{15}$  par seconde. De nombreux laboratoires ont entrepris des travaux dans ce sens mais seulement quelques uns d'entre eux ont effectivement réalisé une chaîne de fréquence. Ces chaînes permettent la liaison entre les fréquences optiques et l'étalon primaire<sup>2</sup> basé sur une transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental du Césium séparés d'environ 9,2 GHz. Ces dispositifs couvrant un intervalle de fréquence de cinq ordres de grandeur sont lourds en moyens matériels et humains et s'appuient sur des techniques très diverses, optiques et électroniques.

Le principe de ces systèmes de mesure, appelés chaînes harmoniques traditionnelles, est de générer des multiples entiers de la fréquence de référence, à partir d'éléments non linéaires. Or, les signaux ainsi générés sont de très faible

---

1. Une horloge est un système physique qui permet de générer une série d'événements (marqueurs) à intervalles réguliers. Divers phénomènes ont été utilisés au cours du temps pour réaliser différents types d'horloges. On peut citer par exemple la période d'oscillation d'un pendule, la rotation de la terre ou la période d'oscillations d'ondes acoustiques dans un cristal de quartz. Tous ces phénomènes sont dépendants de caractéristiques physiques macroscopiques (la longueur du pendule par exemple). Pour obtenir des horloges plus performantes, les oscillateurs sont asservis sur des références, passives, stables. Depuis le développement de la physique atomique, les systèmes atomiques sont utilisés comme référence pour des oscillateurs micro ondes ou optiques. On peut citer par exemple la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133 qui sert à la définition de la seconde.

2. Etalon primaire : étalon qui est désigné ou largement reconnu comme présentant les plus hautes qualités métrologiques et dont la valeur est établie sans se référer à d'autres étalons de la même nature.

---

Article proposé par :

Giovanni Daniele Rovera, [daniele.rovera@obspm.fr](mailto:daniele.rovera@obspm.fr); Laboratoire systèmes de références spatio-temporels (SYRTE), CNRS/observatoire de Paris.

Jean-Pierre Wallerand, [jpw@cnam.fr](mailto:jpw@cnam.fr); BNM-INM/CNAM.

Ont également participé à ce travail O. Acef, A. Bruschi, I. Courtillot, D. Kolker, P. Lemonde, A. Quessada, J.-J. Zondy.

La fibre optique à cristaux photonique nous a été gracieusement fournie par l'équipe d'Optoélectronique de l'université de Bath UK.

## Encadré 1

**Relativité et mesures de fréquences optiques**

*L'idée de la variation des constantes fondamentales sur des temps cosmologiques remonte à Dirac en 1937. Il avait remarqué une curieuse coïncidence entre de très grands nombres : le rapport entre l'âge de l'Univers et l'échelle de temps atomique d'une part, et le rapport entre les forces électromagnétiques et de gravité d'autre part. Une façon simple d'harmoniser ces forces serait de faire varier la constante de gravitation d'une valeur relative de  $10^{-10}$  par an (ainsi, la gravité aurait été plus forte dans le passé, comparée à la force électromagnétique). Si cette idée ne s'est pas vérifiée, de nombreux autres travaux ont vu le jour, qui prédisent de faibles variations des constantes fondamentales, à la fois temporelles et spatiales, permettant d'unifier la gravité aux autres forces (théorie de Kaluza-Klein, théorie des supercordes, etc...).*

*Dans différents domaines de la physique, des limites supérieures ont déjà été évaluées sur la variation des constantes fondamentales, et en particulier sur la constante de structure fine  $\alpha = q_e^2/hc$ . Ces évaluations peuvent être issues d'observations géologiques, comme celles de la réaction nucléaire naturelle qui s'est produite à Oklo (Gabon) il y a 2 milliards d'années (les rapports isotopiques des résultats de la réaction mesurés aujourd'hui montrent que  $\alpha$  avait la même valeur à  $10^{-7}$  près), ou astronomiques (observation de raies en absorp-*

*tion devant les quasars très lointains, permettant de tester les valeurs des constantes lorsque l'Univers n'avait que 20 % de son âge, il y a 12 milliards d'années, ou observations de désintégration radioactive dans les météorites du système solaire), ou d'expériences très précises en laboratoire. Pour en savoir plus, voir l'article de revue de Jean-Philippe Uzan (voir (4)).*

*Parmi les différentes grandeurs, la fréquence est celle que l'on peut mesurer avec la plus grande exactitude: il est donc naturel que pour tester la validité de ces grandes théories de la physique moderne l'on essaie d'utiliser des mesures de fréquence. Dans le cas spécifique de  $\alpha$ , la valeur de cette constante intervient différemment sur la fréquence de différentes transitions atomiques. En comparant, à l'aide d'un laser femtoseconde selon la technique du peigne de fréquence décrite dans cet article, la fréquence d'une horloge basée sur une transition dans le domaine ultraviolet de l'ion Mercure à celle des étalons Césium, des chercheurs du NIST (voir (5)) ont trouvé une limite supérieure pour  $\dot{\alpha}/\alpha$  de  $1.2 \times 10^{-15} \text{an}^{-1}$ .*

*Une expérience similaire est menée par des chercheurs allemands de l'université de Dusseldorf pour comparer la fréquence d'une horloge atomique à celle d'un oscillateur macroscopique dans le domaine optique. Cette dernière expérience permettra également de tester les principes fondamentaux de la relativité.*

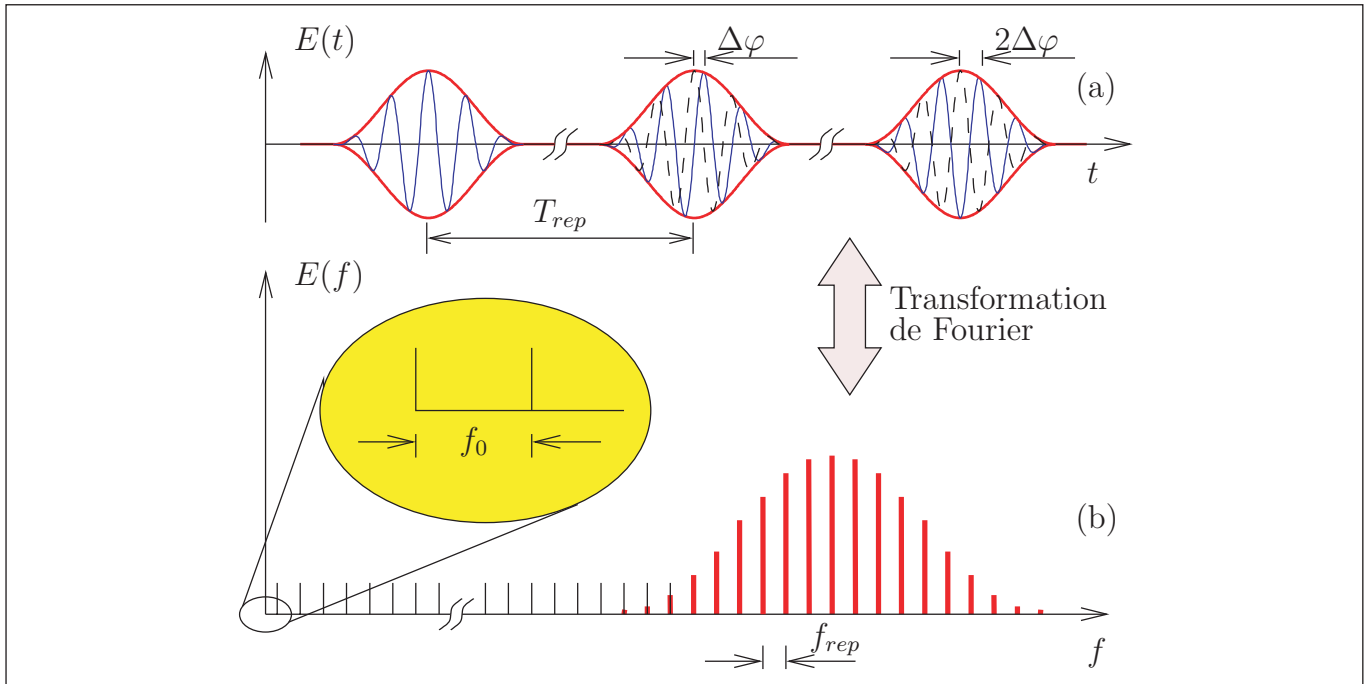
puissance, et il n'existe pas d'éléments amplificateurs au delà du domaine micro-onde. Il est alors nécessaire d'assurer en phase sur l'harmonique choisi un oscillateur, chargé de générer une puissance suffisante pour piloter l'étage de multiplication suivant. Ce type de chaîne impose à la fréquence de l'étalon à mesurer de coïncider (fortuitement) presque exactement avec une combinaison linéaire des fréquences des lasers utilisés comme oscillateurs intermédiaires. Pratiquement, pour la mesure d'un étalon donné avec une chaîne traditionnelle, il est nécessaire de réaliser une chaîne de mesure « ad hoc ». La complexité des systèmes traditionnels a jusqu'à présent empêché une diffusion de ce type de mesure en dehors des grands laboratoires nationaux. Bien que le BNM-LPTF (aujourd'hui BNM-SYRTE) ait été un des laboratoires les plus actifs au monde dans ce domaine, seul un nombre restreint d'étalons de fréquence optique y a été mesuré.

La motivation de départ de ces premières chaînes était la mesure précise de la vitesse de la lumière, qui a permis de modifier la définition du Mètre en 1983. Auparavant basée sur la longueur d'onde émise par une lampe à Krypton aux alentours de 605,7 nm, cette définition est maintenant fondée sur une valeur fixée de la vitesse de la lumière. Cette valeur fixe a été déterminée par une mesure indépendante de la longueur d'onde et de la fréquence d'un même laser He-Ne à 3.39  $\mu\text{m}$ , asservi sur une transition du méthane. La mesure de longueur d'onde a été réalisée en la comparant

par interférométrie à la longueur d'onde du Krypton servant précédemment de définition et la mesure de fréquence en utilisant une horloge à Césium et une chaîne de synthèse de fréquences. La continuité de la définition du Mètre est ainsi garantie. La mesure des fréquences optiques est maintenant indispensable pour faire le lien entre la définition de la seconde et la mise en pratique de la définition du Mètre. Elle permet également de réaliser des tests de physique comme la stabilité dans le temps de constantes fondamentales (voir encadré 1).

Ces dix dernières années, un effort important à travers le monde s'est fait pour développer des étalons de fréquence dans le domaine visible, d'exactitude comparable aux étalons actuels dans le domaine microonde. En effet en utilisant une fréquence d'oscillation plus élevée, on peut obtenir une meilleure exactitude relative si les effets limitant demeurent les mêmes en valeur absolue.

L'introduction d'une technique révolutionnaire depuis les années 1999-2000 (voir (1)) a permis la démocratisation de la mesure des fréquences optique. Elle est basée sur l'utilisation d'un peigne de fréquence constitué de raies spectrales dont l'écart est asservi sur l'étalon primaire de fréquence. Ce peigne est équivalent à une règle qui permet de mesurer l'écart entre deux fréquences en comptant le nombre non entier de traits qui les sépare. L'idée n'est pas nouvelle car dès les années 1980 des mesures d'écart entre fréquences



**Figure 1** - (a) : Train d'impulsions émis par un laser à modes bloqués (voir encadré 2) ; la porteuse, correspondant à la fréquence centrale du laser, est représentée en bleu, l'enveloppe est représentée en rouge. Chaque impulsion est séparée d'un temps  $T = 1/f_{rep}$ . Le déphasage  $\Delta\varphi$  entre la porteuse et l'enveloppe vient du fait que, à l'intérieur du laser  $v_g \neq v_\varphi$ .  
 (b) : Spectre de la radiation émise par le laser, correspondant à la transformée de Fourier du schéma (a). Les pics en rouge sont les signaux physiquement présents dans le peigne, les pics en noir sont l'extrapolation aux basses fréquences nécessaire pour mettre en évidence l'offset  $f_0$ . La connaissance de  $f_0$  et  $f_{rep}$  est suffisante pour la détermination de la fréquence de chaque raie  $f_n$ .

optiques ont été réalisées avec des peignes issus de lasers picoseconde ou avec des lasers continus modulés en fréquence à de très forts indices de modulation. Mais ces systèmes avaient une bande passante trop limitée pour mesurer directement une fréquence optique. Le pas décisif a été franchi grâce au développement conjoint et indépendant d'une part de lasers femtosecondes à taux de répétition élevé et d'autre part de fibres dites à cristaux photoniques permettant d'élargir le spectre de ces lasers femtosecondes sur plus d'une octave (voir (2)).

## Un outil pour multiplier ou diviser une fréquence

Pour comprendre le fonctionnement du système de mesure femtoseconde et des techniques utilisées, on considère la propagation d'une impulsion de fréquence porteuse  $\nu_L$  dans la cavité laser de longueur  $L$  comme le montre la figure 1. La sortie du laser est un train d'impulsions, séparés d'un temps  $T = L/v_g$  où  $v_g$  est la vitesse de groupe moyenne dans la cavité. Dans le cas des lasers utilisés pour les mesures des fréquences optiques,  $L$  est de l'ordre de 30 cm, par conséquent  $T$  est proche de la nanoseconde.

Deux impulsions successives ne sont pas tout à fait identiques car l'enveloppe des impulsions se propage à la vitesse  $v_g$  alors que la fréquence porteuse se propage à sa vitesse de phase  $v_\varphi$ .

Il en résulte, à la sortie du laser, un déphasage de la porteuse dans l'enveloppe de

$$\Delta\varphi = 2\pi(1/v_g - 1/v_\varphi)L\nu_L$$

(modulo  $2\pi$ ) entre chaque impulsion. Une analyse spectrale du signal en sortie du laser (autrement dit sa transformée de Fourier), fait apparaître un peigne de fréquence dont les dents sont espacées de la fréquence de répétition des impulsions  $f_{rep}$ . On note que  $f_{rep}$  étant l'inverse de  $T$  est égal à  $v_g/L$  ( $\approx c/L$ ). On montre que la différence entre  $v_g$  et  $v_\varphi$  induit un décalage de l'extrapolation du peigne à l'origine de  $f_0 = \Delta\varphi/(2\pi T)$  appelé communément décalage du peigne. Ainsi, la fréquence de la  $n^{\text{ème}}$  raie du peigne s'écrit :

$$f_n = f_0 + n \times f_{rep} \quad (1)$$

Cette relation simple qui relie deux radio fréquences  $f_0$  et  $f_{rep}$  à une fréquence optique  $f_n$  est à la base des mesures de fréquence optique. La mesure des deux fréquences micro ondes  $f_0$  et  $f_{rep}$  et la détermination sans ambiguïté de l'entier  $n$  permet la détermination de  $f_n$ .

Le décalage du peigne peut être mesuré par une technique dite d'auto référence si l'étalement du spectre est supérieur à une octave (voir (3)). Aujourd'hui, on ne dispose pas d'un laser permettant d'obtenir directement une telle largeur spectrale. On utilise un faisceau issu d'un laser Ti:Sa de 30 nm de largeur spectrale, qui est ensuite élargi grâce aux diverses non linéarités d'une fibre à cristaux photo-

## Encadré 2

## Principe de fonctionnement du laser femtoseconde à modes bloqués

La condition essentielle pour obtenir un régime laser impulsionnel est de disposer d'une courbe de gain suffisamment large pour qu'un très grand nombre des modes longitudinaux de la cavité laser oscillent simultanément. La largeur spectrale d'émission à mi-hauteur d'un laser Ti:Sa est d'environ 30 nm centrée autour de 800 nm. La longueur de la cavité laser définit l'intervalle entre les modes. Si elle est telle que cet intervalle est de l'ordre de 800 MHz, environ 15 000 modes longitudinaux oscillent simultanément. A l'état « naturel » tous ces modes n'ont aucune relation de phase et leur interférence donne une résultante continue. Pour que cette résultante devienne un train d'impulsion il est nécessaire qu'une relation de phase déterminée existe entre ces différents modes. Alors, l'interférence constructive entre ces modes crée un champ intense dans une région limitée de l'espace à un instant donné. Ailleurs l'interférence est destructive. Plus le nombre de modes entrant en jeu est important et plus l'espace où a lieu l'interférence constructive est réduit, autrement dit plus l'impulsion est étroite. Le fonctionnement du laser s'apparente alors à la propagation d'une impulsion dans la cavité, dont une faible partie s'échappe par le coupleur de sortie. Le taux de répétition des impulsions est donné par le temps mis par l'impulsion pour parcourir un tour de cavité. La largeur ultime de chacune de ces impulsions est liée fondamentalement à l'inverse de la largeur spectrale du laser  $1/\Delta\nu_L$  et comme nous le verrons à la dispersion de la vitesse de groupe dans la cavité. La largeur typique des impulsions émises par notre laser est de l'ordre de 25 femtosecondes, soit seulement la durée de quelques cycles optiques.

Ce régime de fonctionnement est possible lorsqu'il présente un gain net supérieur à celui du fonctionnement continu. Plusieurs techniques sont couramment utilisées pour garantir ce fonctionnement en modes bloqués, toutes basées sur une introduction de pertes importantes pour le régime continu. Le principe adopté pour notre laser est passif et dit à blocage de modes par lentille à effet Kerr. Il utilise l'effet Kerr optique, soit la dépendance de l'indice de réfraction  $n$  du cristal de Ti:Sa avec l'intensité  $I$  du champ électrique lumineux :  $n = n_0 + n_2 I$ . Pour une forte intensité laser la structure transverse gaussienne de l'intensité du champ dans le cristal laser induit une variation

transverse de l'indice du cristal et crée ainsi une lentille convergente qui focalise le faisceau laser dans le cristal. Le diamètre du faisceau au centre du cristal se réduit donc à mesure que l'intensité du laser augmente. Un diaphragme placé à la sortie du cristal dont le diamètre permet de laisser passer le faisceau en régime impulsionnel et bloque en grande partie le faisceau plus gros du régime continu introduit donc de fortes pertes pour le régime continu. Dans notre cas, c'est la dimension réduite de la région à gain, autrement dit la dimension du faisceau de pompe dans le cristal, qui joue le rôle du diaphragme. Le meilleur recouvrement du faisceau de pompe avec le mode de la cavité impulsionnelle assure un gain net supérieur pour ce régime.

Toutefois, il est nécessaire d'initier le blocage des modes par une forte intensité laser « primitive » dans la cavité. Ceci est réalisé en perturbant brièvement de façon synchrone les différents modes de la cavité, créant une cohérence très momentanée entre eux, suffisante pour obtenir une interférence constructive générant une impulsion. Une fois cette impulsion créée, le verrouillage en phase des modes s'auto-entretient puisque le fonctionnement du laser présente alors plus de gain qu'en régime continu. Pratiquement, le démarrage se fait en frappant sur un des miroirs, en ayant au préalable réglé la cavité à la limite de l'optimisation pour le régime continu.

Lorsque l'impulsion est créée, il est également nécessaire qu'elle puisse se propager sans se déformer. En effet, la largeur du spectre est telle qu'on ne peut pas négliger les variations d'indice dans le cristal entre les fréquences extrêmes. Les différentes fréquences ne voyant pas le même indice, elles ne voyagent pas à la même vitesse dans la cavité. Cette dispersion d'indice induit dans le cas général une dispersion de la vitesse de groupe qui mène à un élargissement des impulsions. Une solution utilisée pour recomprimer l'impulsion dans la cavité est d'introduire un système de deux prismes réglés en sorte que la dispersion négative qu'ils engendrent compense celle du cristal de Ti:Sa. L'utilisation de miroirs à dispersion négative permet également cette compensation et a l'avantage de permettre la réalisation de cavités plus courtes et donc d'obtenir un taux de répétition plus élevé. C'est ce type de compensation qui est utilisé dans notre laser.

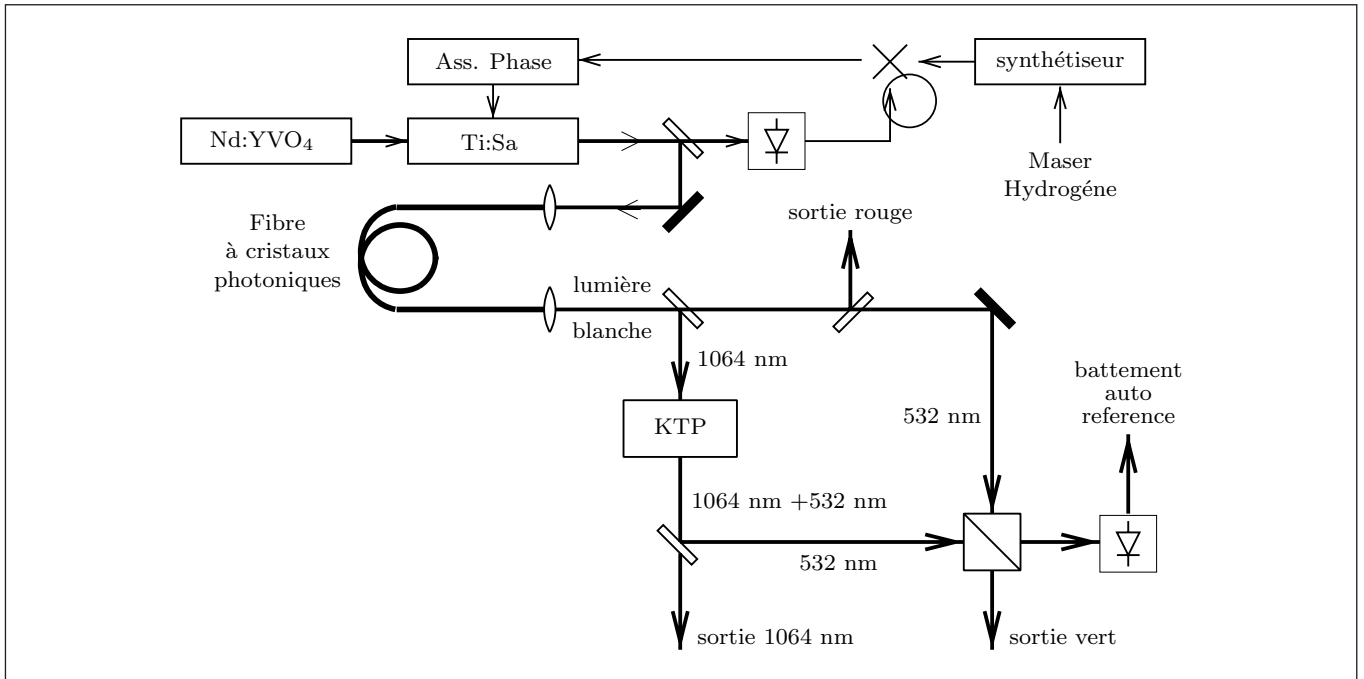
niques à travers laquelle passe le faisceau. On obtient alors un élargissement qui dépasse largement l'octave allant de 1064 nm à 532 nm. Le spectre élargi du laser est appelé peigne de fréquence. La valeur du décalage du peigne est obtenue en doublant la fréquence de la  $n^{\text{ème}}$  raie dans la partie infrarouge du peigne et en la mélangeant avec la  $2n^{\text{ème}}$  raie. Ce mélange permet d'observer alors un battement à la fréquence :

$$2(f_0 + n \times f_{rep}) - (f_0 + 2n \times f_{rep}) = f_0$$

Le battement résulte du produit (via un élément non linéaire) d'un champ électrique oscillant à une fréquence  $f_1$

avec un champ oscillant à une fréquence  $f_2$ . On crée ainsi des oscillations à la fréquence somme et différence.

Une simple photodiode constituant l'élément non linéaire permet donc la mesure de  $f_0$ . La mesure de la fréquence  $\nu_x$  d'un laser se fait alors en le mélangeant avec le mode du laser femtoseconde le plus proche, afin d'obtenir un battement  $b$ , pourvu que l'on connaisse déjà suffisamment bien la fréquence du dit laser pour identifier l'ordre de la raie la plus proche. Ceci est facilité par le taux de répétition élevé du laser donnant un écart entre les dents du peigne proche du GHz, qui n'impose qu'une prédétermination à quelques  $10^{-6}$  en valeur relative de la fréquence du



**Figure 2** - Schéma de principe d'un montage expérimental pour la génération du peigne de fréquence « auto-référencé ». KTP : cristal de doublage. On utilise une des 3 sorties (vert, rouge, 1064 nm) pour réaliser un battement avec un laser à mesurer.

laser à mesurer. Une fois identifié  $n$ , la fréquence du laser inconnu sera tout simplement  $\nu_x = f_n + b = n \times f_{rep} + f_0 + b$ .

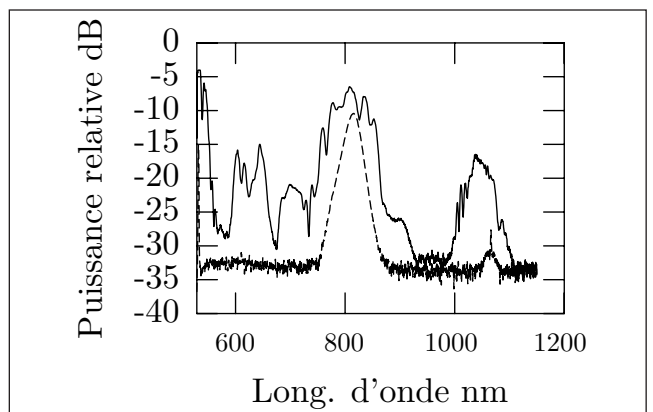
### Un montage expérimental type

Actuellement, tous les dispositifs mis en place dans le monde sont très similaires et utilisent les mêmes techniques pour les différents asservissements. Le schéma expérimental simplifié de la figure 2 représente le montage mis en oeuvre au BNM-SYRTE.

Un peigne de fréquence centré aux alentours de 800 nm et s'étendant sur plus de 30 nm est généré par le laser femtoseconde Ti:Sa pompé par un laser Nd:YVO<sub>4</sub> continu. Sa fréquence de répétition est d'environ 840 MHz, et la largeur de chaque impulsion est estimée à 25 fs. L'écart entre les raies du peigne de fréquence, c'est-à-dire la fréquence de répétition du laser femtoseconde  $f_{rep}$ , est fixé en l'asservissant en phase (*via* la longueur de la cavité) sur un signal provenant d'un maser à Hydrogène<sup>3</sup> ou d'un oscillateur cryogénique. La stabilité du maser est d'environ  $8 \times 10^{-14}$  à 1 s et descend jusqu'à  $2 \times 10^{-15}$  pour de temps plus longs, celle de l'oscillateur cryogénique est de  $2 \times 10^{-15}$  pour de temps entre 1 et 1 000 s. Le maximum de précaution doit

être pris pour ne pas introduire dans la boucle d'asservissement un bruit de phase qui viendrait dégrader la stabilité du système. La boucle d'asservissement est fermée par une rétroaction sur la position d'un des miroirs plans du laser.

Le peigne de fréquence généré par le laser femtoseconde est élargi en passant à travers une fibre à cristaux photoniques. Deux lentilles asphériques permettent une efficacité totale de couplage dans cette fibre d'environ 50 %. Un spectre typique de la lumière « blanche » obtenue à la sortie de la fibre est représenté sur la figure 3. Les longueurs d'onde inférieures à 530 nm ne sont pas représentées sur ce



**Figure 3** - Spectre typique de la lumière à l'entrée et à la sortie de la fibre à cristaux photoniques. La ligne pointillée représente le spectre à l'entrée de la fibre. L'amplitude relative des deux courbes est arbitraire.

3. Le maser à Hydrogène est un oscillateur microonde très stable à court terme qui délivre un signal de référence continu. Ce signal est comparé à un ensemble d'horloges primaires, qui, elles, ont un fonctionnement discontinu.



spectre du fait du régime de fonctionnement du monochromateur, mais en fait le spectre couvre largement le bleu. On voit très clairement que le spectre obtenu n'est pas régulier. La position relative des maxima et minima dans le spectre de sortie de la fibre peut être modifiée en tournant la polarisation à l'entrée de la fibre avec une lame demi-onde d'ordre zéro. Pour obtenir une puissance suffisante dans la région du spectre où l'on souhaite faire la mesure de fréquence il est parfois nécessaire d'échanger la fibre pour une fibre plus courte ou plus longue. Ce type d'ajustement se fait pour l'instant de façon très empirique.

Après la génération du peigne de fréquence, il reste à réaliser la mesure du décalage  $f_0$ , selon le principe décrit précédemment. Ceci se fait grâce à un interféromètre non linéaire de type Mach-Zender. Un miroir dichroïque après la fibre non linéaire permet de réaliser la lame séparatrice de l'interféromètre. Le miroir transmet la partie visible du spectre et réfléchit sa partie infrarouge. Un cristal de KTP qui effectue un doublage de fréquence est inséré dans la voie infrarouge. Les deux voies sont ensuite recombinaées par un second miroir dichroïque.

On détecte après ce miroir le battement de fréquence entre la partie infrarouge doublée et la partie visible du peigne. Il est important de noter que la longueur des bras de l'interféromètre doit être rigoureusement égale ou différer d'un nombre entier de fois la longueur de la cavité laser. Les impulsions provenant de chacun des bras doivent en effet arriver sur le détecteur au même instant pour générer un signal de battement à la fréquence  $f_0$ . L'étalement spatial de l'impulsion impose un réglage de la différence des deux bras meilleur que  $5 \mu\text{ m}$  environ. Le décalage du peigne ainsi mesuré peut être stabilisé en rétroagissant sur la puissance du laser de pompe. En effet celle-ci modifie les propriétés thermiques du cristal de Ti:Sa ce qui fait varier  $v_g$  et  $v_\varphi$  et donc le décalage du peigne. Une autre option plus simple et que nous avons choisie, consiste à mesurer ce déca-

lage sans le corriger. Pour éviter la difficulté d'un comptage simultané de  $f_0$  et du battement  $b$  pour en déduire la somme  $f_0 + b$ , on réalise directement de façon analogique le mélange de  $f_0$  et  $b$  par un mélangeur électronique qui délivre  $f_0 + b$ .

## Conclusion

Notre système femtoseconde nous a permis de mesurer plusieurs références nationales utilisées pour la mise en pratique de la définition du Mètre. En effet, de par cette définition la traçabilité des mesures dimensionnelles passe par le raccordement des lasers utilisés dans les interféromètres au temps atomique international. En particulier nous avons mesuré la fréquence du laser Nd:YAG asservi sur l'iode qui sert de référence pour la mise en pratique de la définition du mètre. Pour ce laser nous avons obtenu une incertitude de fréquence limitée seulement par la reproductibilité du laser, avec une stabilité de  $2.5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ , où  $\tau$  est le temps d'intégration (voir (6)).

Le BNM-SYRTE développe une horloge optique basée sur une transition fortement interdite de l'atome de Strontium. Ce système est un des candidats intéressants pour concurrencer les actuels fontaines à Césium ou Rubidium. Notre peigne de fréquence est une partie intégrante de cette horloge. Son utilisation systématique nous a permis de connaître suffisamment bien la fréquence de la transition d'horloge, par des mesures de fréquences intermédiaires, pour exciter, observer et mesurer la fréquence de la transition d'horloge (voir (7)). Notre système permet pour l'instant des mesures avec une résolution relative de  $6 \times 10^{-14}$  pour un temps de mesure de 1 s. On peut ainsi comparer deux horloges optiques avec une résolution de quelque  $10^{-16}$  en valeur relative pour un temps de mesure de l'ordre de 1 000 s.

## Pour en savoir plus

- (1) HOLZWARTH (R.) *et al.*, « Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy », *Phys. Rev. Lett.*, 85, 2264, (2000).
- (2) BIRKS (T.A.), KNIGHT (J.C.), RUSSELL (P.S.J.), « Endlessly single-mode photonic crystal fiber », *Optics Letters*, 22, 961, (1997).
- (3) DIDDAMS (S.A.) *et al.*, « Direct link between microwave and optical frequency with a 300 THz femtosecond laser comb », *Phys. Rev. Lett.*, 84, 5102, (2000).
- (4) UZAN (J.-P.), « The fundamental constants and their variation: observational and theoretical status », *Rev. of Mod. Phys.*, 75, 403, (2003).
- (5) BIZE (S.) *et al.*, « Testing the stability of fundamental constants with the  $^{199}\text{Hg}^+$  single-ion optical clock », *Phys. Rev. Lett.*, 90, 150802, (2003).
- (6) ROVERA (G.D.) *et al.*, « Absolute frequency measurement of an  $\text{I}_2$  stabilized Nd:YAG optical frequency standard », *Meas. Sci. Technol.*, 13, 918, (2002).
- (7) COURTILLOT (I.) *et al.*, « A clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms », *Phys. Rev. A*, 68, 030501(R), (2003).