

Laser monofréquence : application au projet VIRGO

C.N. Man

*Groupe Virgo, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Campus d'Orsay, Bât. 208,
91405 Orsay cedex, France*

1. INTRODUCTION

VIRGO est le projet Franco-Italien de détection interférométrique des Ondes de Gravitation (OG) basé sur un interféromètre de Michelson dont la longueur des bras est de 3 km, chaque bras contenant une cavité résonnante Fabry-Perot (FP) jouant pour le Michelson, le rôle de ligne à retard optique.

La théorie de la Relativité Générale ainsi que les autres théories de la gravitation qui restent compatibles avec les résultats expérimentaux actuels, prévoient l'existence d'un rayonnement gravitationnel. Bien que ces ondes n'aient jamais été observées directement encore, leur existence a pu être démontrée de façon indirecte sur le pulsar binaire nommé PSR 1913+16 par Hulse et Taylor (Nobel 1994). La décroissance de la période orbitale (7h 45 mn) de ce pulsar (environ 70ns par an), mesurée au radiotélescope, correspond à 0,5% près à celle calculée à partir de la Relativité Générale. En effet la diminution de l'énergie liée au mouvement orbital sert à l'émission des OG.

2. PRINCIPE DE LA DÉTECTION INTERFÉROMÉTRIQUE

La première idée d'une possible détection interférométrique est mentionnée en 1963 par Gertsenshtein et Pustovoit, mais le travail complet sur les calculs des sources de bruit "dangereux" pour la détection des signaux OG est dû à Weiss (1972) qui introduit également l'utilisation de lignes à retard "stables" du type Herriott (1972) et la modulation de phase rapide du faisceau pour s'affranchir des fluctuations d'amplitude du laser. Le premier travail expérimental attribuant des sensibilités élevées aux mesures de déplacements de masses revient à Forward (1971) qui obtint alors une sensibilité en déplacement relatif de l'ordre de $9 \cdot 10^{-15}$.

2.1 Ordres de grandeur

Pour ne pas sortir du cadre de cette Ecole, je reporte le lecteur intéressé par l'origine et les sources des OG à des ouvrages spécialisés comme le livre de Thorne (1990). Nous allons ici nous contenter de donner leur ordre de grandeur pour bien comprendre les conséquences sur les stabilisations requises sur le laser.

La Relativité Générale prévoit l'existence d'OG planes sinusoïdales avec deux modes fondamentaux de polarisation \oplus et \otimes que l'on peut distinguer par leur action sur des particules réparties avant le passage de l'onde le long d'un cercle dans le plan (x,y) (Figure 1, cas a).

Pour une onde se propageant perpendiculairement à ce plan, les cas b) et c) montrent comment se répartissent les particules pendant chaque demi-période de l'onde successivement pour les polarisations $+$ et \times .

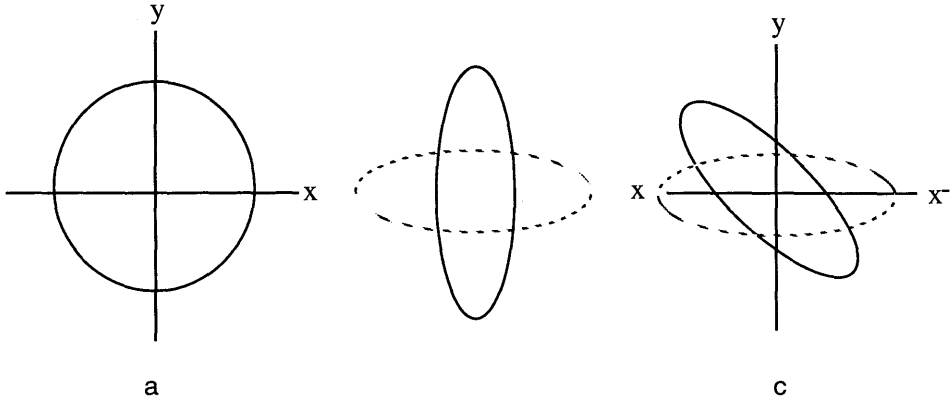


Figure 1 : Répartition des particules au passage d'une Onde de Gravitation. a) avant le passage de l'onde, b) mode + de l'onde, c) mode x de l'onde. Ils se déduisent l'un de l'autre par rotation de 45° .

Supposons que les miroirs d'un interféromètre de Michelson soient placés sur le cercle et la séparatrice au centre ; l'OG va alors provoquer une variation de longueur des bras, et l'effet à mesurer qui est l'amplitude de l'OG qui traverse l'appareil et appelée traditionnellement \tilde{h} , est une variation relative de longueur optique $\Delta L/L$ des bras de l'interféromètre. Dans la gamme de fréquence du kHz, la longueur optimale de l'antenne doit être égale à une demi-période de la longueur d'onde équivalente c'est-à-dire de l'ordre de 150 km et la grandeur \tilde{h} équivaut à $3.10^{-23} \text{ Hz}^{-\frac{1}{2}}$ en densité spectrale linéaire (cette notion est définie par Chardonnet dans ce recueil).

Pour réaliser une telle longueur de 150 km sur Terre, on peut avoir un appareil de dimension raisonnable et replier le faisceau à l'intérieur des bras avec une ligne à retard optique du type Herriott ou du type Fabry-Perot (Figure 2).

L'OG provoquerait donc sur cette antenne de longueur optimale, une variation de chemin optique équivalent de $4,5.10^{-18} \text{ m.Hz}^{-1/2}$ ou encore une variation de phase de l'état d'interférences de $3.10^{-11} \text{ rd.Hz}^{-1/2}$, à la fréquence de Fourier de 1 kHz.

La gamme de fréquence de la détection des OG visée par Virgo se situe entre 10 Hz et 10 kHz environ, mais nous prendrons les ordres de grandeur à la fréquence de 1 kHz pour simplifier (en particulier en ce qui concerne les spécifications du laser).

Nous retiendrons cet ordre de grandeur comme but visé pour la sensibilité de Virgo.

Pour s'assurer qu'un signal de cet ordre de grandeur est effectivement un signal gravitationnel, il faut réduire toutes les sources de fluctuations de phase pouvant masquer ce signal. Elles sont multiples et si on les classe par types, on en trouve trois. Nous en donnons une liste non exhaustive ici et les solutions que nous avons adoptées pour les minimiser. Nous reprendrons les bruits qui proviennent directement du laser dans le prochain paragraphe.

Il y a d'abord les processus aléatoires propres à toutes les mesures : le bruit de photons, le bruit quantique associé au principe d'incertitude et les fluctuations thermiques des masses, des miroirs, des fils de suspension, et de tout corps physique qui induit des mouvements de surface optique. Les bruits thermiques forment un ensemble assez complexe à calculer ; étant donné que

l'on ne peut avoir actuellement que des modèles simplifiés, on va minimiser autant que possible ce bruit dès le départ, en prenant des miroirs de masse élevée, faits dans des matériaux de coefficients de surtension mécanique les plus élevés possible, et en les suspendant de façon à avoir le moins de pertes acoustiques dans les fils de suspension, etc.

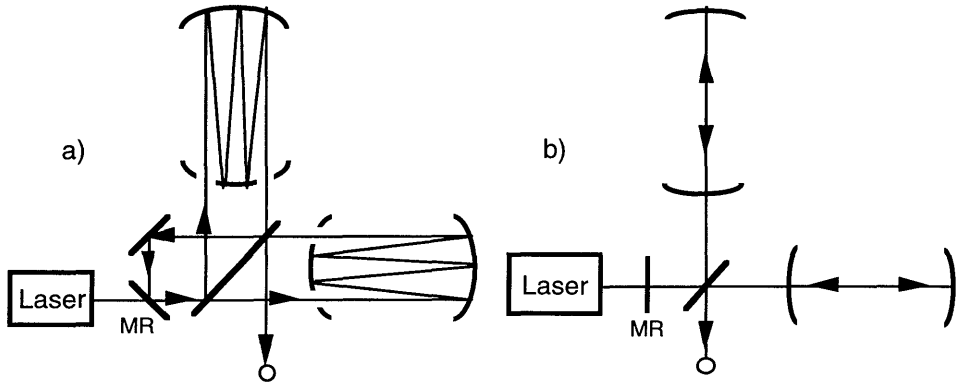


Figure 2 : Interféromètres à multipassages ; a) type Michelson-Herriot avec 6 aller-retour. b) type Michelson-Fabry-Perot. Le nombre d'aller-retour équivalent dans le cas b) est $N = 4F/p$ où F est la finesse des FP. Le miroir MR est le miroir de recyclage utilisé pour augmenter la puissance incidente sur la séparatrice.

Le deuxième type de bruit provient de l'environnement et l'exemple le plus évident est celui du bruit sismique qui a une amplitude de l'ordre de $10^{-6}/F^2 \text{ m.Hz}^{-1/2}$ et pour pouvoir détecter à des fréquences aussi basses que $F = 10 \text{ Hz}$, il faut une isolation sismique de 10^9 c'est-à-dire un système multiple de pendules en cascade ; c'est ce qui est réalisé dans Virgo où il a fallu enchaîner 7 pendules en série pour avoir assez de sensibilité à 10 Hz.

Le dernier type de bruit groupe tous ceux qui sont d'origine technologique et qui ne sont pas des effets fondamentaux. Ils peuvent être minimisés par des précautions particulières ou par l'utilisation de certaines techniques de pointes. Les exemples sont multiples et nous pouvons en citer quelques-uns : instabilités de géométrie du faisceau provoquant des fluctuations de phase dans l'interféromètre, fluctuations de pression résiduelle de gaz le long du chemin optique, diffusion de lumière sur les optiques et sur les parois du tube à vide.

Pour que les fluctuations de phase sur le chemin du faisceau soit inférieures au signal OG, la pression résiduelle doit être inférieure à 10^{-7} torrs ; par conséquent chaque composant de l'interféromètre est enfermé dans une enceinte à vide, tandis que les bras du Michelson sont recouverts par des tubes à vide (1,20m de diamètre), l'ensemble faisant environ une surface de dégazage de 3 hectares.

La diffusion de la lumière par les optiques est inévitable mais on peut les empêcher de venir se recombiner avec le faisceau principal en insérant le long de la paroi interne du tube une série de diaphragmes fabriqués dans un matériau absorbant.

2.2 Exigences sur les performances du laser source

Envisager de détecter en continu une si petite variation de phase dans un état d'interférences est impossible à cause du bruit d'amplitude du laser en basse fréquence. Mais détecter un signal si petit peut être faisable avec une détection hétérodyne, qui est de moduler et démoduler le signal à une fréquence où le laser est limité par le bruit de photons, par exemple au-dessus de quelques MHz. Plusieurs techniques de modulation-démodulation sont étudiées théoriquement et

expérimentalement en tenant compte du contraste de l'interféromètre et des causes de dégradation de ce contraste.

Passons en revue la liste des bruits ou limitations provenant du laser et les moyens que nous avons pour les résoudre.

2.2.1 Bruit de photons

La capacité de mesurer une différence de phase à la sortie d'un interféromètre est limitée par les fluctuations quantiques de la lumière induisant un bruit équivalent à (Weiss 1972) :

$$\tilde{h} = \frac{\Delta L}{L} = \frac{\lambda}{2\pi L} \sqrt{\frac{h\nu}{\eta P}} = 2.10^{-23} \sqrt{\frac{1 \text{ kW}}{\eta P}}$$

où L est la longueur effective du Michelson, λ la longueur d'onde de la source laser (ici $1,06 \mu\text{m}$ pour le laser Nd : YAG) $h\nu$ l'énergie du photon infra-rouge et ηP la puissance effective reçue sur la photodiode.

Ce calcul montre que la sensibilité visée plus haut ne peut être atteinte qu'avec une puissance incidente sur la séparatrice du Michelson de 1 kW au minimum.

Cette exigence sur le laser est quasiment impossible à atteindre avec l'état de l'art actuel des lasers, mais on va utiliser une astuce pour s'en affranchir. Pour cela rappelons que le point de fonctionnement optimum d'un Michelson se trouve sur la frange noire en transmission i.e. là où le signal sur bruit est le meilleur (si la limite est due au bruit de photons) ce qui veut dire que la réflexion du Michelson, qui donne un signal en opposition de phase, est sur la frange brillante.

Cette interférence constructive en réflexion renvoie par conséquent toute la lumière dans le laser, et l'idée est venue alors de ramener cette lumière dans l'interféromètre de telle façon qu'elle soit en phase avec le faisceau incident pour la faire interférer de façon constructive avant la séparatrice ; cela s'appelle "recycler" la lumière (Figure 2).

On peut comprendre cette astuce en considérant le Michelson en réflexion comme un miroir et recycler la lumière n'est autre que d'enfermer le Michelson dans une cavité résonnante et multiplier ainsi la puissance lumineuse incidente par le coefficient de stockage G de la cavité de recyclage.

Avec les technologies actuelles des miroirs on peut viser à obtenir un coefficient G de l'ordre de 50 à 100, et ramener alors le besoin en puissance des lasers entre 10 et 20 W, ce qui est nettement plus faisable techniquement.

Cette cavité supplémentaire peut sembler compliquer l'appareillage au premier abord, car il y a une cavité de plus à contrôler, mais elle va s'avérer utile par le fait qu'elle constitue un étage de filtrage supplémentaire pour le bruit du laser, comme nous le verrons plus bas.

2.2.2 Stabilité en fréquence, en amplitude et en pointé

Il est connu que dans un Michelson parfaitement symétrique, les franges peuvent être formées quelle que soit la longueur de cohérence de la source. Pour un appareil de 3 km de longueur, même si la symétrie mécanique peut être parfaitement réalisée, les réflectivités des miroirs ou leur rayon de courbure ne seront pas strictement identiques. De plus si chaque optique diffuse un peu de lumière, on verra des interférences parasites avec des différences de marche aléatoires. Pour cela les stabilités d'amplitude et de fréquence de la source deviennent critiques.

Supposons une asymétrie résiduelle entre les deux bras ou encore une différence $\Delta\tau_s$ dans le temps de stockage τ_s entre les bras et une fluctuation de fréquence du laser de $\delta\tilde{\nu}(F)$ autour de la fréquence centrale ν_0 en terme de densité spectrale linéaire (F est la fréquence de Fourier). Alors le déplacement relatif équivalent est :

$$\tilde{h} = \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta\tau_s}{\tau_s} \frac{\delta\tilde{\nu}(F)}{\nu_0}$$

si l'asymétrie est de 1%, cela exige une fluctuation résiduelle de fréquence de $\delta \tilde{\nu}(F) \leq 10^{-6}$ Hz.Hz^{-1/2} à la fréquence de Fourier de 1 kHz ou encore une stabilité résiduelle du laser de 3.10^{-21} Hz^{-1/2}.

De même toute fluctuation d'amplitude du laser est convertie en fluctuation de phase en sortie de l'interféromètre pour la moindre asymétrie entre les bras. L'origine des effets provient principalement de la pression de radiation sur les miroirs et on peut montrer qu'une asymétrie de 10^{-2} donne lieu à une exigence dans la stabilité d'amplitude du laser de quelques 10^{-8} Hz^{-1/2} à la fréquence de Fourier de 1 kHz.

Une fluctuation sur le pointé du faisceau se traduit également par une fluctuation de phase en sortie pour la moindre asymétrie, mais ici il faut une modélisation complète du système avec un calcul de propagation de faisceau, pour estimer son influence et nous ne donnerons que le résultat : il faut que la densité spectrale de pointé du faisceau soit inférieure à 10^{-9} rd.Hz^{-1/2} à la fréquence de 1 kHz. Par rapport au bruit de pointé typique des lasers libres, il faut gagner un facteur 10^3 environ.

Voilà donc toutes les exigences de stabilité du laser de Virgo, qu'il faut obtenir simultanément.

3. SYSTÈME LASER DE VIRGO

Le laser de Virgo doit être une source continue de 20 W ultra-stable fonctionnant 24 heures/24. Le problème de rendement électrique-optique nous a poussé à sélectionner le laser à Nd:YAG, laser très bien maîtrisé en ce qui concerne la fabrication du milieu qui est un cristal de Y₃Al₅O₁₂ dopé avec 1% de Néodyme environ. La fiabilité à long terme et la durée de vie de ce type de lasers peuvent être améliorées en utilisant un pompage avec des diodes lasers (cf contribution de Pocholle dans ce recueil) dont la durée de vie est de 10 à 50 fois plus élevée que celle des lampes à décharge qui sont utilisées dans le pompage des lasers Nd:YAG de puissance commercialisés actuellement.

Puissance et stabilité sont toujours extrêmement difficiles à obtenir sur un laser et on verra que stabiliser en fréquence un laser signifie aussi mettre en oeuvre un ensemble de technologies qui commencent par rendre le laser monomode transverse puis monofréquence. Ces deux opérations se font en général en insérant dans la cavité du laser des filtres spatiaux et des éléments sélectifs du type étalon, qui introduisent des pertes non négligeables, provoquant ainsi une baisse de la puissance d'oscillation.

Il y a heureusement un moyen de contourner ce problème en utilisant deux lasers, un de faible puissance donc compact, stable et monofréquence pour asservir en phase par injection (cf contribution de Vampouille dans ce recueil) un laser de puissance. Dans cette technique quand les deux lasers ont leur écart de fréquence compris dans une certaine gamme appelée plage d'injection, le laser de puissance (appelé laser esclave) va osciller avec toute sa puissance disponible exactement à la fréquence du premier laser (appelé aussi laser maître).

C'est donc la technique qui est mise en oeuvre sur le laser de Virgo pour conférer au laser de 20W la stabilité que l'on aura obtenue sur un laser de quelques centaines de mW.

Examinons maintenant comment peut-on arriver à une stabilité de fréquence de quelques 10^{-6} Hz.Hz^{-1/2} sur un laser. Le spectre du bruit de fréquence d'un laser libre se situe en général dans la gamme de 10 à 1000 Hz.Hz^{-1/2} du continu jusqu'à des fréquences du kHz ; pour atteindre notre but il faudrait des asservissements ayant des gains de boucle de 10^7 à 10^8 à la fréquence de Fourier de 1kHz, c'est-à-dire une bande passante de la boucle de l'ordre de 10^{10} Hz, ce qui est impossible à réaliser.

Par contre on peut y arriver en combinant asservissements actif et passif, le premier fournissant la stabilisation dans les basses fréquences, où on peut avoir des gains de boucle élevés, le deuxième jouant le rôle de filtrage passif au-dessus de sa fréquence de coupure.

Le premier étage de stabilisation active de fréquence du laser se fait sur une cavité de référence ; elle est appelée ici préstabilisation et va donner au laser un niveau de 10^{-3} Hz.Hz^{-1/2} autour de 1kHz.

Le filtrage passif quant à lui est obtenu sur le faisceau transmis par une cavité résonnante (mode cleaner décrit ci-dessous).

Le dernier étage de stabilisation qui ramènera le niveau de bruit du laser de $10^{-3} \text{ Hz.Hz}^{-1/2}$ obtenu après préstabilisation, à $10^{-6} \text{ Hz.Hz}^{-1/2}$ autour de 1 kHz est celui qui asservit le laser sur les cavités FP de 3 km. Cette boucle agit sur la phase du laser et a donc peu de dynamique en basse fréquence; en fait on peut estimer qu'avec un transducteur du type cristal électro-optique on peut obtenir un déphasage de l'ordre de $0,5 \text{ Hz.Hz}^{-1/2}$ environ à la fréquence de 10 Hz. Ce chiffre nous donne alors le niveau de stabilité du laser qu'il faut obtenir avec le premier étage de stabilisation à la fréquence de 10 Hz.

3.1. Laser de puissance

Un prototype du laser de puissance est construit pour étudier sa stabilité ainsi que la mise au point de son asservissement par injection. C'est une plaque de Nd:YAG pompée transversalement par quatre diodes laser de 10W chacune, positionnée devant les 4 réflexions totales du faisceau dans la plaque.

La puissance de sortie obtenue est de 6 W en fonctionnement monomode transverse pour une puissance absorbée de 33W de pompe, ce qui donne un rendement électrique-optique de 4% et optique-optique de 16%.

La cavité du laser est un anneau formé de trois miroirs afin d'utiliser une onde progressive pour éviter le phénomène de saturation spatiale qui diminue le gain du laser et afin d'éviter tout retour de lumière dans le laser maître lors de la mise en oeuvre de l'injection.

L'asservissement par injection de ce laser se fait avec un laser maître de 100 mW et est décrit sur la figure 3.

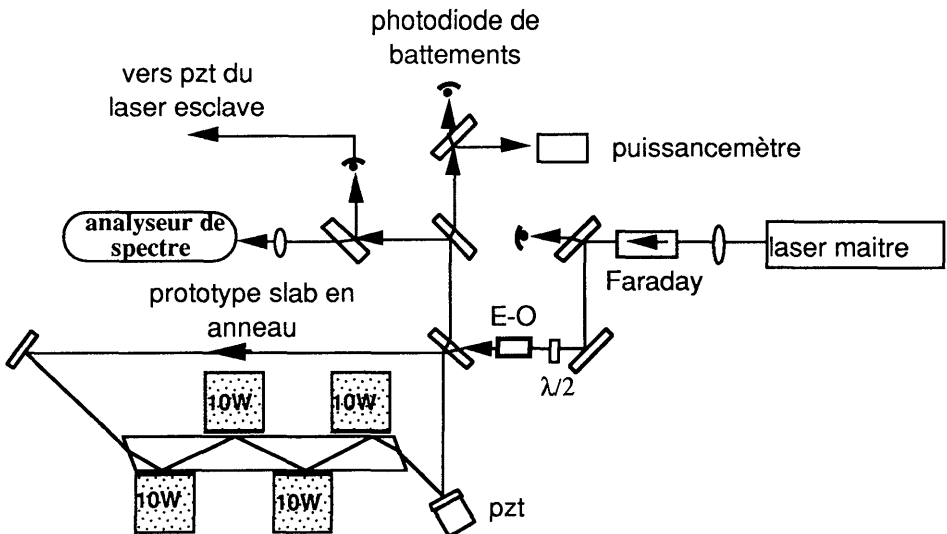


Figure 3 : Asservissement par injection du prototype slab en anneau pompé par diodes laser.

La plage d'injection du laser est définie par la relation suivante (Siegman 1986) :

$$\Delta v_{inj} = \delta v_c \sqrt{\frac{P_M}{P_E}}$$

où $\delta\nu_c$ est la largeur de raie de la cavité esclave et $\frac{P_M}{P_E}$ le rapport des puissances du maître et de l'esclave. Dans notre cas, cette plage est de 1 MHz environ, et une boucle d'asservissement est maintenue sur le laser esclave pour que sa dérive de fréquence par rapport à la fréquence du laser maître soit inférieure à cette plage.

La courbe de la figure 4 montre le bruit de phase résiduel entre les deux lasers après injection, qui est inférieure à 10^{-4} rd.Hz $^{-1/2}$. Un effort reste à faire sur la stabilité intrinsèque du laser esclave pour supprimer les quelques résonances qui apparaissent en basse fréquence et qui sont dues principalement aux vibrations mécaniques et aux bruits acoustiques environnants.

La figure 5 montre la réduction du bruit d'amplitude résiduel de l'esclave injecté comparé à celui de son bruit libre et à celui du bruit d'amplitude relatif du laser maître. On voit donc que l'injection supprime l'oscillation de relaxation du laser esclave (oscillation propre à tous les lasers à solide cf Siegman) et ramène son bruit d'amplitude près du niveau de celui du maître.

Cette propriété de l'injection sur le bruit d'amplitude de l'esclave va simplifier la stabilisation d'amplitude du laser de puissance dans Virgo, car le facteur de réduction de la boucle active ne sera plus que de 100 à 1000 en basses fréquences, ce qui est relativement aisé.

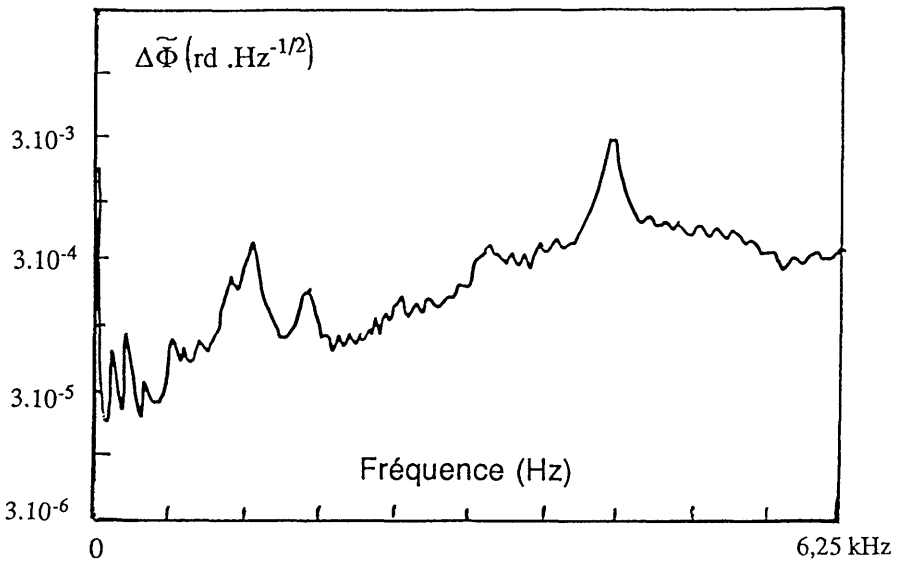


Figure 4 : Densité spectrale linéaire du bruit de phase résiduel entre le laser esclave injecté et le laser maître en fonction de la fréquence de Fourier.

3.2. Préstabilisation de fréquence

La préstabilisation de fréquence du laser maître utilise la technique bien connue maintenant, de Drever-Hall (1983) pour interroger en réflexion une cavité de référence avec une modulation de phase sur le faisceau. Le signal d'erreur en réflexion contient alors le battement entre la réponse de la cavité et les bandes latérales de la modulation de phase qui étant hors de la bande passante de la cavité, y sont directement réfléchies.

Le montage optique est donné sur la figure 6 et les FP sont en anneau triangulaire pour éviter

les retours de lumière dans le laser. Cette technique a l'avantage de pouvoir utiliser des FP de référence de très grande finesse (ici 40 000 ie miroirs de technologie gyro-lasers avec des pertes $< 10^{-5}$) et de s'affranchir du temps de réponse du FP (ici 83 μ s) pour avoir une boucle à très grande bande passante (≥ 1 MHz). La modulation de phase se fait à l'aide d'un cristal électro-optique (MP) LiTaO₃ taillé à Brewster à la fréquence de 14 MHz pour éviter les résonances du cristal autour de 10 MHz.

La conception de la cavité de référence a été dictée surtout par des considérations de bruit thermique, pouvant induire sur la cavité des variations de fréquence supérieures à 10^{-3} Hz^{1/2}. Pour cela les fréquences de résonance de la cavité, sa masse et le coefficient de surtension mécanique doivent être suffisamment élevés, et seul un calcul par éléments finis a permis de les concevoir. De plus pour avoir une stabilité élevée à long terme, le matériau utilisé est à dilatation quasiment nulle (ULE de Corning) et les miroirs sont contactés optiquement sur la cavité.

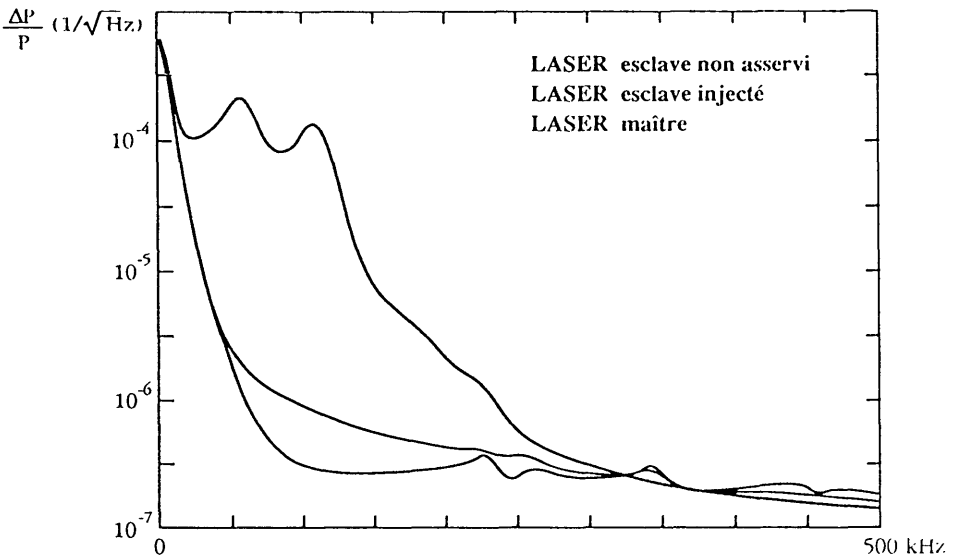


Figure 5 : Spectre du bruit relatif d'amplitude du laser esclave libre et injecté comparé à celui du bruit relatif d'amplitude du laser maître en fonction de la fréquence de Fourier autour de la fréquence d'oscillation de relaxation du laser esclave (100 kHz). La courbe du haut représente le laser esclave non injecté, la courbe du milieu montre la réduction du pic d'oscillation lorsqu'il est injecté, tandis que la courbe du bas donne le bruit du laser maître.

La boucle d'asservissement en fréquence comprend le piézo du laser dont la réponse est constante jusque 30 kHz et un transducteur (EO) électro-optique tension-phase permettant la correction très haute fréquence du laser jusqu'au MHz. Pour garder la boucle fermée sur des temps très longs, nous avons rajouté un contrôle thermique de la cavité du laser. Cet ensemble donne à la boucle un gain de 10^6 autour de 1 kHz et elle a fonctionné sans interruption pendant 6 semaines.

Le cristal acousto-optique (AO) utilisé en aller-retour décale la fréquence du laser pour l'amener à résonance avec le FP2 car ce dernier est utilisé ici en discriminateur de fréquence pour mesurer les performances intrinsèques des deux cavités.

Pour tester les performances de la boucle d'asservissement, on mesure au point P (Figure 6) le signal d'erreur quand la boucle est fermée. Sur la courbe a de la figure 7 on peut voir la limite due au bruit de photons pour cette cavité de finesse 40 000 et une puissance de 10 mW environ. On peut démontrer (Shoemaker 1989) que cette limite diminue proportionnellement à la finesse de la cavité et bien entendu proportionnellement à la racine carrée de la puissance.

On remarque aussi sur la figure 7 que la limitation due au bruit résiduel de l'électronique (courbe b) est inférieure à $10^{-4} \text{ Hz.Hz}^{-1/2}$, ce qui signifie que le laser recopie le bruit de la cavité de référence à mieux que $10^{-4} \text{ Hz.Hz}^{-1/2}$ près, qui est un ordre de grandeur très petit devant le bruit Schawlow-Townes du laser qui est de l'ordre de $2 \text{ Hz.Hz}^{-1/2}$.

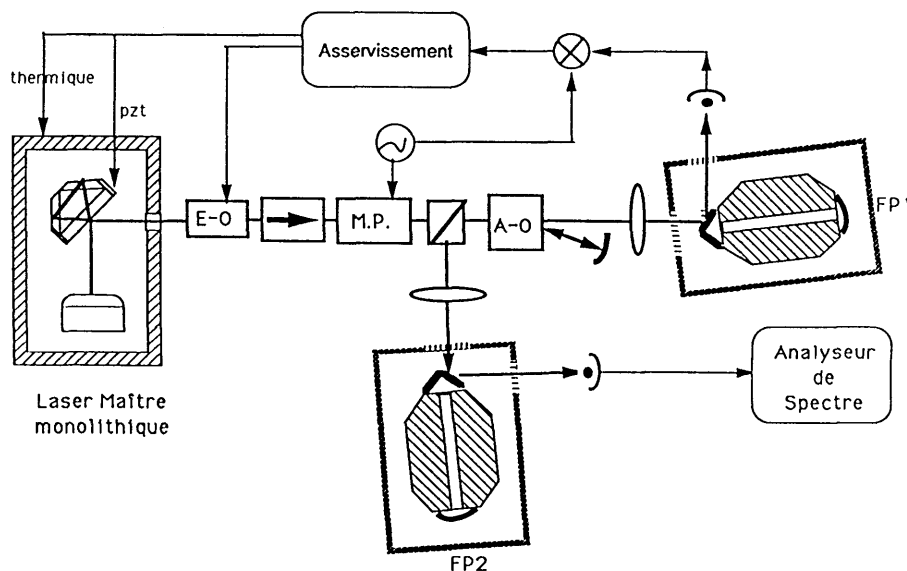


Figure 6 : Schéma du montage de préstabilisation de la fréquence du laser maître sur le FP1: MP est un modulateur de phase électro-optique à la fréquence de 14 MHz, EO est le transducteur tension- phase permettant la correction très rapide du laser, les corrections en basses fréquences se font avec le piézo (pzt) et le contrôle thermique de la cavité du laser. Le cristal acousto-optique (AO) utilisé en aller-retour décale la fréquence du laser pour l'amener à résonance avec le FP2 qui est utilisée ici en discriminateur de fréquence.

Il reste alors à mesurer le bruit intrinsèque de la cavité de référence. Pour cela on envoie le faisceau du laser dans une deuxième cavité identique (Fig. 6) et on mesure le bruit résiduel observé, sachant que celui sera représentatif du bruit propre des cavités. Pour cette expérience les cavités doivent travailler dans un environnement isolé acoustiquement i.e. être sous vide, et être isolé sismiquement du sol avec un coefficient de 10^4 à 10^5 à la fréquence de 10 Hz (rappelons que la gamme de détection de Virgo commence à 10 Hz).

La figure 8 montre un premier résultat obtenu par comparaison entre ces deux cavités, relativement aux spécifications du laser. Ce résultat très préliminaire enregistré sans aucune isolation sismique, se révèle pratiquement suffisant pour nos besoins.

Lorsque nous aurons réuni toute la mécanique et la suspension des FP sous vide, nous serons non seulement capables de mesurer les performances de ces cavités entre 10 Hz et 10 kHz pour les besoins de Virgo, mais nous pourrions également observer le vieillissement du matériau ou des miroirs sous ultra-vide.

3.3. Stabilisation de faisceau

Les fluctuations de pointé et de géométrie du faisceau sortant d'un laser, proviennent de plusieurs causes, les principales étant les vibrations mécaniques et acoustiques du laser ou les fluctuations d'indice de l'air sur le chemin du faisceau.

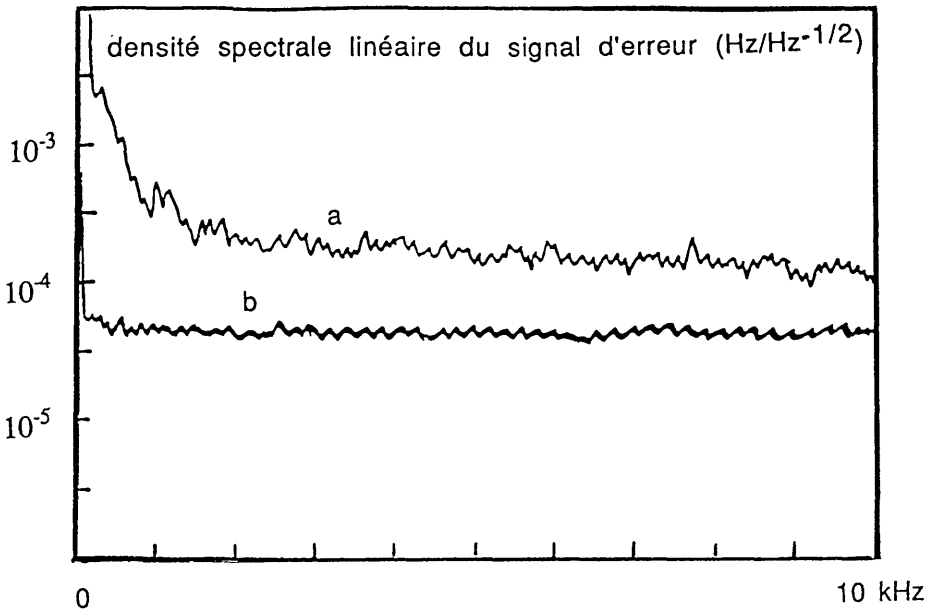


Figure 7 : Densité spectrale linéaire du signal d'erreur de la préstabilisation en fonction de la fréquence: la courbe **a** donne la limite du bruit de photons, et se situe autour de $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ tandis que que la courbe **b** montre que le bruit résiduel dû à l'électronique est de l'ordre de $4,5 \cdot 10^{-5} \text{ Hz} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ et que ce n'est pas une limitation pour les performances attendues ici.

Le laser de Virgo en plus de ses stabilisations actives utilise une cavité résonnante en transmission comme filtre spatial. En effet toute fluctuation de géométrie ou de pointé du faisceau incident sur une cavité, peut se décomposer sur la base des modes propres (q, m, n) de cette cavité où q représente l'ordre des modes longitudinaux et m, n les modes transverses.

La transmission du mode transverse (q, m, n) par rapport à celle du mode longitudinal $(q, 0, 0)$ pour une cavité donnée s'écrit

$$\frac{T_{q,m,n}}{T_{q,0,0}} = \frac{1 + \left(\frac{2F}{\pi} \sin(m+n)\varphi\right)^2}{1 + \left(\frac{2F}{\pi} \sin\varphi\right)^2}$$

où φ est le déphasage produit par un aller-retour dans la cavité et F sa finesse. A résonance pour le mode fondamental ($q, 0, 0$) le numérateur tend vers 1 tandis que le dénominateur augmente comme F^2 . Cela signifie que plus la finesse est élevée, plus le filtrage est efficace, à la condition que les modes transverses ne soient pas résonnants avec les modes longitudinaux, modulo 2π . Cette condition qui exprime la non-dégénérescence des cavités s'écrit aussi :

$$m + n \neq \frac{k\pi}{\arctan \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L}{R_2}\right)}}$$

où k est un nombre entier quelconque, L la longueur et R_1 et R_2 les rayons de courbure des miroirs de la cavité.

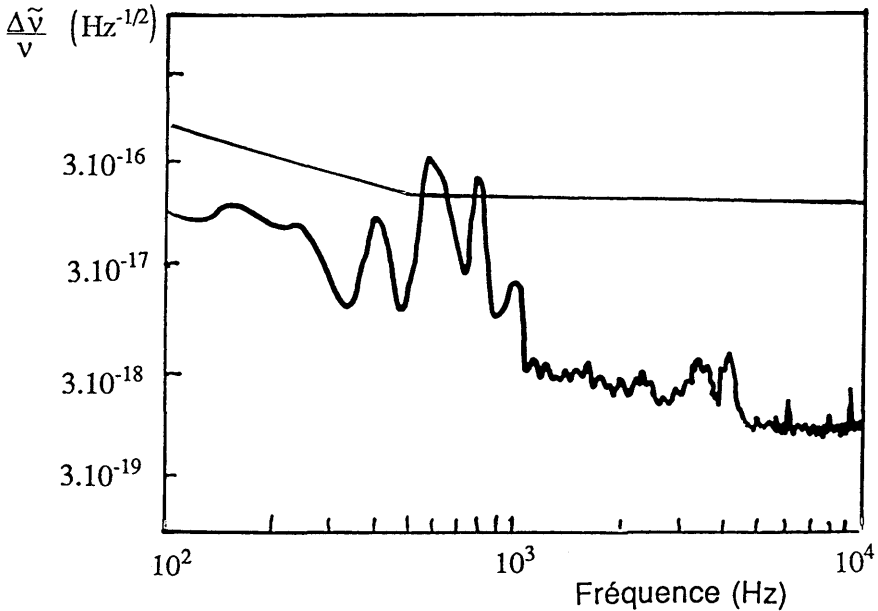


Figure 8 : Densité spectrale linéaire du signal d'erreur du laser préstabilisé sur FP1 et mesuré sur FP2. La courbe en continu montre le niveau de stabilisation qu'il faudrait avoir à l'entrée de l'interféromètre, compte tenu de la présence de la cavité de recyclage qui joue le rôle de filtre passe-bas au-dessus de 5 Hz, pour les fluctuations de fréquence du laser.

De plus rappelons qu'une cavité utilisée en transmission se comporte comme un filtre passe-bas du premier ordre pour toutes les fluctuations du laser; par conséquent, conçue astucieusement elle permettra d'atténuer notablement le bruit du laser en haute fréquence, là où les asservissements ont moins de gain, car on s'approche de la fréquence à gain unité de la boucle.

Dans Virgo, cette cavité de filtrage appelée "mode cleaner" sera de 150 m de longueur environ et aura une fréquence de coupure de 100 à 500 Hz tout en gardant un coefficient de transmission proche de 95%, ce qui est faisable si les pertes des miroirs sont de l'ordre de quelques ppm. Le filtrage spatial prévu sera de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} pour les modes transverses $m+n \geq 1$. Evidemment toute la cavité mode cleaner sera sous vide et isolée sismiquement de sorte que le faisceau après filtrage ne subira plus aucune perturbation avant d'arriver sur l'interféromètre de Michelson.

4. SENSIBILITÉ PRÉVUE

La figure 9 montre la sensibilité attendue pour Virgo en terme de déplacement relatif \tilde{h} dans l'hypothèse où les fluctuations résiduelles requises pour le laser sont obtenues; la zone plate de fréquence au-dessus de 100 Hz est celle où la limite est due au bruit de photons du laser de 1 kW incident sur la séparatrice. Autour de 600 Hz, il y a une cassure de pente due au fait que la longueur de l'antenne commence à dépasser la valeur optimale de la demi-longueur d'onde gravitationnelle et que les cavités FP des bras commencent à devenir des filtres passe-bas. Les pics présents dans la gamme de 100 Hz proviennent des résonances du système d'isolation sismique, le pic au-dessus du kHz provient de la première résonance mécanique du miroir; tous ces pics sont prévisibles en position et s'ils ne peuvent être supprimés du spectre, ils peuvent être néanmoins soustraits lors du traitement du signal.

Cette sensibilité nous permettra de détecter tous les événements impulsionnels (effondrements de supernovae par exemple) dans notre galaxie, mais leur probabilité est de quelques événements par siècle. Par contre cette sensibilité nous donne aussi accès aux événements impulsionnels dans l'amas de galaxies voisines de la Vierge (Virgo) où les fréquences des événements seraient de quelques uns par mois.

De plus l'avantage de Virgo par rapport aux autres antennes dans le monde est sa sensibilité aux basses fréquences à partir de 10 Hz, i.e. sa sensibilité aux signaux OG périodiques émis par certains pulsars comme Vela à 22 Hz ou le Crabe à 60 Hz.

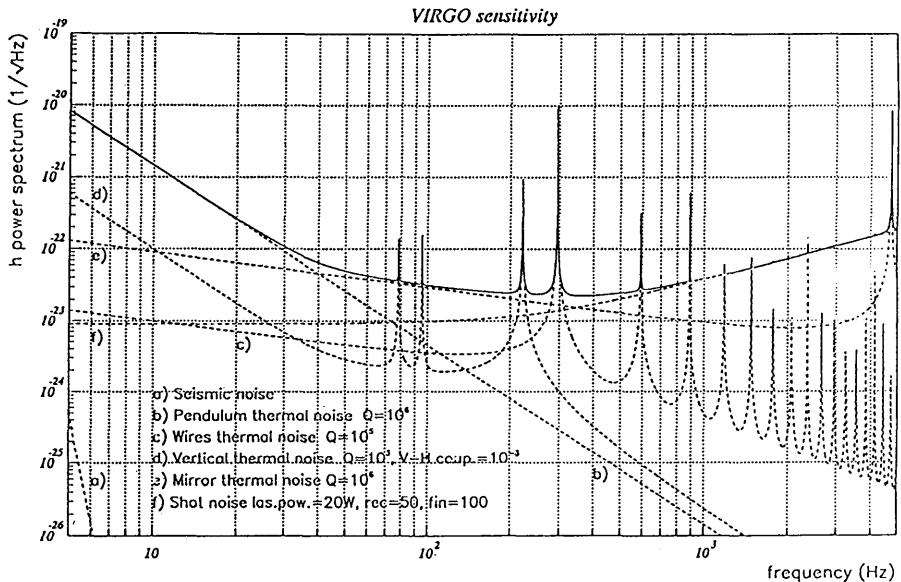


Figure 9 : Sensibilité prévue pour Virgo en terme de déplacement relatif.

5. CONCLUSION

Nous avons donné un aperçu des exigences sur le laser source de l'interféromètre pour la détection des ondes de gravitation et montré que Virgo est un projet groupant un ensemble de technologies toutes à la limite de la faisabilité.

Inversement, on pourrait dire aussi que le laser de puissance ultra-stabilisé trouve avec la détection interférométrique des Ondes de Gravitation une de ses plus belles applications à la fin de ce millénaire.

Remerciements

Je remercie J.C. Lucenay et J. Cachenaute pour les conceptions et réalisations mécanique, vide et électronique des expériences, ainsi que M.Dialinas pour la conception mécanique des cavités de référence.

Références

- Drever R.W.P., Hall J.L. et al., *Appl. Phys. B* **31** (1983) 97.
Gertsenshtein M.E. and Pustovoit V.I., *Sov. Phys.* **253** (1963) 433.
Herriott D.R. and Schulte H.J., *Appl. Opt.* **4** (1972) 883.
Moss G.E., Miller L.R. and Forward R.L., *Appl. Opt.* **10** (1971) 2495.
Shoemaker D., Brillat A., Man C.N., Crégut O. and Kerr G., *Opt. Lett.* **14** (1989) 609
Siegman A.E., *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, California, 1986) pp. 1129-1153.
Thorne K.S., *Gravitational Radiation : A New Window Onto the Universe* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990).
Weiss R., *Quart Prog. Rep. Res. Lab. MIT* **105** (1972) 54.