Une nouvelle technique de stabilisation en fréquence d'un laser sur une cavité de Fabry-Perot

G. Camy, R. Amer, N. Courtier

► To cite this version:

G. Camy, R. Amer, N. Courtier. Une nouvelle technique de stabilisation en fréquence d'un laser sur une cavité de Fabry-Perot. *Revue de Physique Appliquée*, 1987, 22 (12), pp.1835-1840. 10.1051/rphysap:0198700220120183500 . jpa-00245745

HAL Id: jpa-00245745

<https://hal.science/jpa-00245745>

Submitted on 1 Jan 1987

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification

Physics Abstracts

42.60 — 06.20 — 07.65E

Une nouvelle technique de stabilisation en fréquence d'un laser sur une cavité de Fabry-Perot (*)

G. Camy, R. Amer (**) et N. Courtier

Laboratoire de Physique des Lasers (***), Université Paris-Nord, avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France

(Reçu le 31 mars 1987, révisé le 16 août 1987, accepté le 18 août 1987)

Résumé. — Nous présentons une nouvelle méthode pour stabiliser la fréquence d'un laser sur le pic de transmission d'un résonateur de Fabry-Perot (F.P.). Au moyen d'un modulateur acousto-optique, on décale en fréquence une fraction du faisceau laser d'une quantité voisine de l'écart entre modes du F.P. Les faisceaux direct et décalé sont polarisés orthogonalement et appliqués à l'entrée du F.P. Les faisceaux transmis sont séparés par un prisme de Glan. En effectuant la différence entre ces deux pics de transmission on obtient un signal d'erreur en forme de dérivée de la fonction d'Airy sans faire appel aux techniques habituelles de modulation de fréquence et de détection synchrone. Nous appliquons cette méthode à l'asservissement d'un laser à Ar^+ commercial sur un F.P. de grande finesse. Nous démontrons à cette occasion tout l'intérêt qui s'attache à l'utilisation de systèmes asservis à stabilité conditionnelle.

Abstract. — We present a new method for locking the frequency of a laser on the fringe of a reference resonator. Part of the laser beam is frequency shifted by means of an acousto-optic modulator. The direct and shifted beams are perpendicularly polarized and enter the resonator. The two transmitted beams are separately detected using a Glan prism. When the amount of the frequency shift is adjusted to a value close to the distance between two adjacent Fabry-Perot modes, the difference between the two detected signals provides an error signal having the shape of the Airy's function derivative. This result is obtained without any frequency modulation or lock-in detection. This method has been tested to lock a commercial Ar^+ laser to a high finesse F.P. At the same time, we experimentally demonstrate the interest of conditionally stable high order servo loops for laser frequency stabilization.

Introduction.

Le développement des méthodes de spectroscopie sous-Doppler à très haute résolution et la recherche de transitions de plus en plus fines dans le but d'applications métrologiques ont nécessité la mise au point de sources lasers continues et balayables de haute pureté spectrale.

A condition d'apporter beaucoup de soin à leur construction mécanique, il est possible de réaliser des lasers à gaz possédant de remarquables caractéristiques spectrales ; c'est notamment le cas des lasers à He-Ne [1] et des lasers à CO_2 [2]. En revanche, les lasers les plus puissants émettant dans

le visible, tels que les lasers à Ar^+ (ou à Kr^+) et les lasers à colorants, présentent d'importantes instabilités de fréquence liées à la technologie mise en œuvre (vibrations de la cavité provenant du circuit de refroidissement dans le cas des lasers à Ar^+ [3, 4] ; présence de bulles dans le jet dans le cas des lasers à colorant [5, 6]). Pour pouvoir les utiliser dans les domaines d'applications que nous venons de citer, il est nécessaire de les stabiliser sur un résonateur de Fabry-Perot (F.P.) extérieur très stable.

De nombreuses méthodes ont été proposées pour élaborer un signal d'erreur. On peut les regrouper en deux catégories :

— celles qui détectent le flux lumineux transmis (ou réfléchi) par le F.P. et utilisent ce dernier comme discriminateur de fréquence ;

— celles qui détectent la partie imaginaire du champ réfléchi et utilisent le F.P. comme discriminateur de phase.

(*) Travail réalisé avec le soutien du Bureau National de Métrologie.

(**) Faculté des Sciences, Université d'Alexandrie, R.A.E.

(***) Laboratoire associé au C.N.R.S. U.A. 282.

Ces dernières méthodes correspondent à la transposition dans le domaine optique des techniques développées antérieurement pour les micro-ondes [7]. Elles présentent d'importants avantages provenant de l'utilisation du faisceau réfléchi par le F.P. : le signal détecté est en forme de dispersion. Il change brutalement de signe lors du passage par la résonance et ne tend que lentement vers zéro lorsqu'on s'en écarte. On dispose ainsi d'un signal de correction significatif même en cas de fortes fluctuations de fréquence, ce qui évite des décrochements intempestifs de la boucle d'asservissement. Le signal d'erreur contient en outre une information sur la phase de l'onde laser, même pour des temps inférieurs au temps de stockage de la lumière dans le résonateur. La bande passante du système asservi n'est donc pas limitée par la largeur du F.P. Cependant ces avantages se paient de différentes manières suivant le procédé :

- par la complexité du montage expérimental, dans le cas des techniques de détection hétérodyne du faisceau réfléchi [8, 9] ;

- par une perte de finesse du F.P. provenant de l'insertion d'un élément polariseur dans la cavité, dans le cas de la spectroscopie de polarisation [10] ;

- par une procédure de réglage optique délicate et une élimination partielle du bruit d'amplitude, lorsqu'on utilise le battement entre modes réfléchis par une cavité désadaptée [11].

D'autre part, il faut souligner que ces procédés ont été proposés au départ pour répondre aux exigences des recherches menées dans le domaine de la détection des ondes de gravitation. Ce type d'application exige en effet la mise au point de sources très puissantes, émettant dans le visible et possédant la plus haute pureté spectrale possible [12]. Cependant la plupart des applications sont beaucoup moins exigeantes ; aussi, tant qu'on ne recherche pas les performances ultimes, on préfère faire appel aux méthodes, plus simples à mettre en œuvre, qui utilisent le F.P. en tant que discriminateur de fréquence. Il faut citer notamment le procédé le plus répandu qui consiste à stabiliser la fréquence du laser sur le flanc du pic de transmission du F.P. en ayant soin d'éliminer les fluctuations d'intensité par des techniques de différence [13]. L'inconvénient majeur de cette approche réside dans le fait que dès qu'une perturbation est assez grande pour que le signal d'erreur franchisse le pic de transmission du F.P., l'asservissement décroche.

Le développement de modulateurs acousto-optiques très rapides et très commodes d'emploi permet de s'affranchir de cette difficulté et donne un nouvel intérêt aux techniques fondées sur la discrimination de fréquence. Nous avons déjà proposé [14] de faire appel à un tel modulateur en reprenant l'ancien procédé [15] qui consiste à moduler la fréquence du

laser et à détecter en phase au moyen d'une détection synchrone la modulation d'amplitude qui apparaît sur la lumière transmise par le F.P. Cette approche présente divers avantages précisés dans la référence [14] (isolation optique, transposition de fréquence...).

1. Principe de la méthode : élaboration du signal d'erreur.

La nouvelle méthode que nous proposons ici s'apparente à la précédente car elle utilise également le F.P. en discriminateur de fréquence et aboutit à un signal d'erreur en forme de dérivée de la fonction d'Airy, mais elle est beaucoup plus commode à mettre en œuvre. En particulier elle ne nécessite pas d'emploi d'une détection synchrone. Le principe que nous avons utilisé est le suivant (voir Fig. 1) : le faisceau issu d'un laser à Ar^+ est séparé en deux faisceaux d'intensités comparables au moyen d'une lame semi-transparente. La fréquence de l'un d'entre eux est d'abord décalée d'une quantité Δ par rapport à celle de l'autre, au moyen d'un modulateur acousto-optique. Ces deux faisceaux sont ensuite polarisés orthogonalement puis ils sont recombinaés sur une deuxième lame semi-transparente avant d'être envoyés dans le résonateur de Fabry-Perot. A la

Fig. 1. — Montage expérimental. Le faisceau fourni par le laser à Ar^+ est séparé en deux faisceaux d'intensités voisines, au moyen de la lame S_1 . L'un d'eux traverse un modulateur acousto-optique, qui décale sa fréquence de la quantité Δ . Les deux faisceaux sont polarisés perpendiculairement et leurs intensités sont rendues réglables grâce aux prismes de Glan P_1 , P_2 et aux lames $\lambda/2$ L_1 et L_2 . Ils sont ensuite recombinaés sur la lame S_2 et détectés par les photodiodes D_1 et D_2 . Le signal d'erreur ε est obtenu à la sortie de l'amplificateur différentiel (A.D.).

[Experimental set-up. The Ar^+ laser beam is divided into two beams by means of the beam splitter S_1 . One of them is frequency shifted by Δ by an acousto-optic modulator. The two beams are perpendicularly polarized. Their intensities can be adjusted using glan prisms P_1 , P_2 and $\lambda/2$ plates L_1 , L_2 . They illuminate the same Fabry-Perot resonator. The transmitted beams are separately detected using the Glan prism P_2 and the photodetectors D_1 and D_2 . The error signal ε is given by the differential amplifier (A.D.).]

sortie du F.P. les deux faisceaux transmis sont séparés par un prisme de Glan et détectés par des photodiodes. Le signal d'erreur destiné à l'asservissement est obtenu en effectuant la différence entre les deux courants fournis par les photodiodes, au moyen d'un amplificateur opérationnel rapide.

Nous avons choisi une fréquence de décalage Δ voisine de l'écart $c/2L$ entre deux modes du F.P.

soit
$$\delta = \Delta - c/2L.$$

Lorsqu'on balaye la fréquence ν_L du laser au voisinage de la fréquence de résonance de la cavité, la lumière transmise par le F.P. décrit deux maxima successifs distants de δ . Ces deux pics de transmission correspondent respectivement aux deux faisceaux polarisés perpendiculairement, ils sont donc détectés de manière séparée par les photodiodes.

L'intensité transmise par un F.P. sans pertes peut s'écrire sous la forme :

$$P_t = P_L \frac{1}{1 + F \sin^2 \pi \frac{\nu_L}{\nu_0}}. \quad (1)$$

Où :

- P_L et ν_L représentent respectivement l'intensité et la fréquence du faisceau laser incident ;

- On a posé : $\nu_0 = \frac{c}{2nL}$, L est la longueur de la cavité et n l'indice du milieu ; $F = \frac{4R}{T^2}$, R et T représentent respectivement les coefficients de réflexion et de transmission des miroirs.

Le signal d'erreur $\varepsilon(\nu_L)$ à la sortie de l'amplificateur différentiel est donc proportionnel à :

$$P_{t1} - P_{t2} = FP_L \times \frac{\sin^2 \pi \frac{\nu_L - \delta}{\nu_0} - \sin^2 \pi \frac{\nu_L}{\nu_0}}{\left(1 + F \sin^2 \pi \frac{\nu_L}{\nu_0}\right) \left(1 + F \sin^2 \pi \frac{\nu_L - \delta}{\nu_0}\right)}. \quad (2)$$

Pour $\delta \ll \nu_0$ cette expression se ramène à la dérivée de (1) et le signal d'erreur est de la forme :

$$\varepsilon(\nu_L) \propto \frac{-\frac{\pi \delta}{\nu_0} \sin 2 \pi \frac{\nu_L}{\nu_0}}{\left(1 + F \sin^2 \pi \frac{\nu_L}{\nu_0}\right)^2}. \quad (3)$$

La figure 2 donne des exemples de formes de raies obtenues expérimentalement avec cette méthode pour différentes valeurs de δ . Les formes observées viennent confirmer les prévisions précédentes. On voit en particulier qu'on peut changer facilement la phase du signal d'erreur en passant de $\Delta > \frac{c}{2L}$ à

Fig. 2. — Formes de raies obtenues pour différentes valeurs de δ .

[Lineshapes obtained for various values of δ .]

$\Delta < \frac{c}{2L}$. Une autre particularité de ces formes de raies est la possibilité d'accroître la dynamique du système, au prix d'une perte de sensibilité, en choisissant $\delta > \Delta \nu_{F.P.}$ (où $\Delta \nu_{F.P.}$ est la largeur à mi-hauteur du pic de transmission du résonateur).

Le système asservi utilisant un tel signal d'erreur peut donc fonctionner suivant deux régimes distincts :

1) On choisit $\delta \leq \Delta \nu_{F.P.}$.

Le discriminateur possède une grande sensibilité mais sa dynamique est limitée. Le système asservi réalisé sera très efficace pour réduire les fluctuations de fréquence du laser mais il risquera de décrocher en cas de perturbations fortes.

2) On choisit $\delta > \Delta \nu_{F.P.}$.

La sensibilité est plus faible mais le système est moins vulnérable vis-à-vis des perturbations importantes ; il pourra rester accroché pendant des temps très longs.

2. Mise en œuvre de la stabilisation de fréquence. Analyse des performances.

Nous avons testé cette nouvelle méthode pour stabiliser en fréquence un laser à Ar^+ sur un F.P. de grande finesse $\left(\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} \approx 300\right)$. Nous avons utilisé un système à boucles d'asservissement multiples dont la fonction de transfert d'ordre 3/2 correspond à un bon compromis entre les impératifs de

stabilité et de précision [13, 16, 3, 6]. La fréquence de coupure à gain unité était d'environ 100 kHz. Les fluctuations de fréquence résiduelles du laser asservi ne dépassaient pas quelques dizaines de kHz (environ 20 kHz pic à pic pour les perturbations les plus importantes).

Nous avons comparé ces résultats avec ceux que nous avons obtenus par ailleurs avec deux autres méthodes :

- la technique habituelle de stabilisation sur le flanc du pic de transmission du F.P. [13] ;
- la détection hétérodyne du faisceau réfléchi par le F.P. [8, 9] qui est une des plus prometteuses lorsqu'on recherche les performances ultimes en matière de pureté spectrale.

Tous les essais ont bien entendu été effectués en utilisant le système asservi précédent (même fonction

de transfert, même fréquence de coupure à gain unité). Ils ont donné des résultats très voisins en matière de fluctuations résiduelles de fréquence pour les trois méthodes testées. Au cours de nos expériences nous avons pu vérifier que la forme du signal d'erreur jouait un rôle important en ce qui concerne l'aptitude du système asservi à rester accroché en cas de perturbations importantes et qu'à cet égard le procédé que nous proposons était satisfaisant. Au contraire, la technique de stabilisation sur le flanc du pic de transmission s'est révélée plus vulnérable.

Nous avons ensuite procédé à des tests sur l'influence de la forme de la fonction de transfert en boucle ouverte du système asservi. C'est ainsi que nous avons pu vérifier qu'à bande passante donnée et tant que celle-ci reste inférieure à la largeur $\Delta\nu_{F.P.}$, l'efficacité de l'asservissement est indépen-

Fig. 3. — Amélioration de l'efficacité de l'asservissement, obtenue grâce à l'utilisation d'un système à stabilité conditionnelle : (1) Lorsque les deux interrupteurs I_1 et I_2 du schéma (a) sont fermés, la fonction de transfert en boucle ouverte est la fonction habituelle d'ordre 3/2. Le diagramme de Bode correspondant est donné par la courbe (b).1 en trait plein. Le spectre du signal d'erreur est donné par la courbe (c).1. (2) Un seul interrupteur est ouvert. Le diagramme de Bode est celui de la figure (b).2. Le système est devenu conditionnellement stable. La courbe (c).2 met en évidence la réduction des fluctuations de fréquence obtenue. (3) L'ouverture des deux interrupteurs revient à introduire deux étages d'intégration dans la boucle. Le diagramme de Bode de la fonction de transfert présente une très forte pente (-21 dB/octave, soit un système d'ordre 7/2). Ce système conditionnellement stable possède un gain très élevé aux basses fréquences. Son efficacité est démontrée par le spectre du signal d'erreur (courbe (c).3). Dans chaque enregistrement (c), la trace du bas représente le spectre de bruit de l'analyseur de spectre, en l'absence de signal à l'entrée. Sur chaque spectre du signal d'erreur, on observe des composantes parasites provenant de résonances des céramiques.

[Improvement of the servo-system efficiency thanks to the use of a conditionally stable loop : (1) When I_1 and I_2 switches are closed one obtains the usual 9 dB/octave transfer function. The corresponding Bode plot is given by (b).1 (full line). The error signal spectrum is recorded in (c).1. (2) A single switch is open. The Bode plot is now given by (b).2. The servo-system becomes conditionally stable. Curve (c).2 shows the improvement of the error signal. (3) Opening I_1 and I_2 introduces two integrators in the loop. The slope of the Bode plot is very large (21 dB/oct.). The gain of this conditionally stable servo-system is very high in the low frequency domain. The error signal spectrum (c).3 demonstrates its high efficiency. For each (c) record, the lowest curve represents the noise spectrum given by the analyser without any input signal. One can also see in each error signal spectrum parasitic components corresponding to P.Z.T. resonances.]

dante de la méthode utilisée. Elle dépend essentiellement de la forme de la fonction de transfert. Dans le cas des lasers à Ar^+ dont le spectre du bruit de fréquence est, pour l'essentiel compris entre 0 et 10 kHz [3], il est particulièrement avantageux d'utiliser un système conditionnellement stable d'ordre élevé, car un tel système possède un gain très important aux basses fréquences. L'intérêt de cette approche est illustré par les figures 3a-b-c. On voit que l'introduction d'étages d'intégration supplémentaires dans la fonction de transfert se traduit par une réduction notable de l'amplitude des composantes de basses fréquences du spectre du signal d'erreur. Avec deux étages d'intégration nous avons obtenu sur le signal d'erreur observé sur le flanc du pic de transmission du F.P., un bruit de fréquence résiduel inférieur à 500 Hz pic à pic dans la bande passante de l'asservissement. Il va de soi que le « jitter » du laser asservi dépend alors des propriétés de stabilité du F.P. de référence.

Ce résultat est à comparer à la limite théorique correspondant au bruit de photons :

$$\Delta\nu_B \approx \Delta\nu_{\text{F.P.}} \frac{I_B}{I_s}.$$

Dans cette expression I_s est le courant fourni par chaque photodiode lorsqu'elle reçoit un flux lumineux correspondant au maximum de transmission du F.P.

soit :

$$I_s = \frac{e\eta P_L}{h\nu_L}$$

avec e : charge de l'électron, η : rendement quantique de la photodiode, h : constante de Planck.

I_B est le courant de bruit total obtenu lorsque chaque photodiode reçoit un faisceau de puissance $P_L/2$, ce qui revient à se placer dans le cas où $\delta = \Delta\nu_{\text{F.P.}}$.

On a :

$$\overline{I_B^2} = \overline{I_{B1}^2} + \overline{I_{B2}^2}$$

soit :

$$I_B = \sqrt{2eI_s\Delta f}$$

avec Δf : bande passante du système asservi.

On trouve donc comme limite de bruit de fréquence $\Delta\nu_B$ correspondant au bruit de photons :

$$\Delta\nu_B \approx \Delta\nu_{\text{F.P.}} \sqrt{\frac{2h\nu_L\Delta f}{\eta P_L}}. \quad (4)$$

Dans les conditions expérimentales que nous avons utilisées, soit :

$$\Delta f = 10^5 \text{ Hz}, P_L = 1 \text{ mW},$$

$$\Delta\nu_{\text{F.P.}} \approx 800 \text{ kHz}, \eta = 0,5.$$

On obtient : $\Delta\nu_B \approx 10 \text{ Hz}.$

Notons au passage que si ce but était atteint cela correspondrait à recopier la longueur du F.P. avec une précision $\frac{\Delta\nu_B}{\nu_L} = \frac{\Delta L}{L} = 1,6 \times 10^{-14}$. Dans le cas

du F.P. de 60 cm de longueur que nous avons utilisé il s'agirait donc de recopier des variations de longueur $\Delta L = 10^{-14} \text{ m}$, cela n'ayant de sens, bien entendu, que si la longueur du F.P. elle-même est stable à cette précision près dans la bande de fréquences considérée. Notre méthode ne permet pas d'atteindre cette limite avec la bande passante que nous avons utilisée (10^5 Hz) pour l'asservissement en fréquence du laser ; pour obtenir ce résultat il faudrait augmenter cette bande passante. On sait, en effet, que si l'augmentation de la bande passante à gain unité du système asservi se traduit par une augmentation de la contribution du bruit de photons (cf. Rel. (4)) cette augmentation se traduit simultanément par une meilleure correction des contributions provenant d'autres origines. Dans le cas de notre expérience, pour que le bruit de fréquence résiduel du laser asservi atteigne la limite correspondant au bruit de photons il faudrait augmenter la bande passante du système jusqu'à une valeur supérieure à $\Delta\nu_{\text{F.P.}}$. Il serait alors nécessaire d'utiliser des transducteurs rapides tels que les modulateurs électro-optiques pour la correction de la fréquence du laser, il faudrait en outre faire appel à la méthode hétérodyne qui fournit un signal d'erreur sensible à la phase de l'onde laser [8, 9].

La nouvelle méthode que nous avons mise au point est plus simple à mettre en œuvre. Les résultats obtenus, suffisants pour les applications les plus courantes, la rendent largement compétitive avec les procédés de complexité comparable développés antérieurement.

Bibliographie

- [1] JASEJA, T. S., JAVAN, A. and TOWNES, C. H., *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 165.
- [2] SALOMON, Ch., BRÉANT, Ch., VAN LERBERGHE, A., CAMY, G. and BORDÉ, Ch. J., *Appl. Phys.* **B 29** (1982) 153.
- [3] CAMY, G., Thèse de Docteur-Ingénieur, Université Paris VI (1979).
- [4] VASILENKO, L. S., GOL'DORT, V. G., GONCHAROV, A. N., OM, A. E. and SKVORTSOV, M. N., *Sov. J. Quant. Elect.* **12** (1982).

- [5] HALL, J. L., Tunable laser stabilization techniques for ultrahigh resolution spectroscopy (unpublished).
- [6] COURTIER, N. and DUMONT, M., *Revue Phys. Appl.* **16** (1981) 601-610.
- [7] POUND, R. V., *Rev. Sci. Instr.* **17** (1946) 490.
- [8] BJORKLUND, G. C., *Opt. Lett.* **5** (1980) 15.
- [9] HALL, J. L., HOLLBERG, L., BAER, T. and ROBINSON, H. G., *Appl. Phys. Lett.* **39** (1981) 680 ;
HALL, J. L., HOLLBERG, L., MA LONG-SHENG, BAER, T. and ROBINSON, H. G., *J. Physique Colloq.* **42** (1981) C8.
- [10] HÄNSCH, T. W. and COUILLAUD, B., *Opt. Commun.* **35** (1980) 441.
- [11] WIEMAN, C. E. and GILBERT, S. L., *Opt. Lett.* **7** (1982) 480.
- [12] RÜDIGER, A., SCHILLING, R., SCHNUPP, L., WINKLER, W., BILLING, H. and MAISCHBERGER, K., *J. Physique Colloq.* **42** (1981) C8-451.
- [13] BARGER, R. L., SOREM, M. S. and HALL, J. L., *Appl. Phys. Lett.* **22** (1973) 573.
- [14] CAMY, G., PINAUD, D., COURTIER, N. et HU-QUI-QUAN, *Revue Phys. Appl.* **17** (1982) 357-363.
- [15] WHITE, A. D., *IEEE J. Quant. Elect.* **QE-1** (1965) 349 ;
WHITE, A. D., *Microwaves*, **51-61** (1977).
- [16] OUSTALOUP, A., *Onde Electrique* **59** (1979) 41-49 ;
Ibid **61** (1979) 31-37 ;
Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Bordeaux (1975).
-
-