HAL
open science

Elaboration de sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de résonnateurs optiques

Pierre-Henri Merrer

To cite this version:

Pierre-Henri Merrer. Elaboration de sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de résonnateurs optiques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009. Français. NNT : . tel-00450581

HAL Id: tel-00450581

https://theses.hal.science/tel-00450581v1

Submitted on 26 Jan 2010

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.

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III – Paul sabatier*
Discipline ou spécialité : *Microondes, Électromagnétisme et Optoélectronique*

Présentée et soutenue par *Pierre-Henri MERRER*
Le *17 avril 2009*

Élaboration de sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de résonateurs optiques

---

JURY
Jacques GRAFFEUIL, Président
Didier DECOSTER, Rapporteur
Philippe DI BIN, Rapporteur
Gilles CIBIEL, CNES
Stéphanie CONSTANT, Thalès Systèmes Aéroportés
Patrice FÉRON, ENSSAT-FOTON
Olivier LLOPIS, LAAS-CNRS
Françoise LOZES-DUPUY, LAAS-CNRS
Invité : Benoit BENAZET, Thales Alenia Space

Ecole doctorale : *GEET*
Unité de recherche : *LAAS-CNRS, Groupe MOST*
Directeur de Thèse : *Olivier LLOPIS*
Co-directrice de Thèse : *Sophie BONNEFONT*

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE
Délivré par l'**Université Toulouse III – Paul Sabatier**

Ecole Doctorale : GEET
Discipline : Micro-onde, Electromagnétisme, et Optoélectronique

présentée et soutenue

Par

Pierre-Henri MERRER

Le 17 avril 2009

Elaboration de sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de résonateurs optiques

Directeur de thèse : M. Olivier LLOPIS

JURY

Jacques GRAFFEUIL, Président
Didier DECOSTER, Rapporteur
Philippe DI BIN, Rapporteur
Gilles CIBIEL, CNES
Stéphanie CONSTANT, Thalès Systèmes Aéroportés
Patrice FÉRON, ENSSAT-FOTON
Olivier LLOPIS, LAAS-CNRS
Françoise LOZES-DUPUY, LAAS-CNRS
Invité : Benoit BENAZET, Thales Alenia Space

À Marie-Ange.

Avant-propos

Le besoin pour le secteur spatial et militaire de concevoir des sources hyperfréquences à haute stabilité court terme, performantes et intégrables a conduit le CNES et THALES SYSTEMES AEROPORTES à proposer un projet de recherche sur de nouvelles générations de sources microondes. Je suis très heureux d'avoir pu bénéficier d'un soutien du CNES et de THALES SYSTEMES AEROPORTES pour participer à cette étude dans le cadre de ma thèse. Je remercie tout particulièrement Gilles Cibiel (CNES), Daniel Dolfi (TRT) de m'avoir accordé leur confiance ainsi que Loïc Morvan (TRT) et Stéphanie Constant (TSA) pour toute l'aide qu'ils m'ont apporté à la fin de ma thèse.

Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse, a été effectué au sein du groupe Microondes et Opto-microondes pour Systèmes de Télécommunications (MOST) du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du Centre de Recherche Scientifique (CNRS) à Toulouse.

Je tiens vivement à remercier mes deux rapporteurs, Monsieur Philippe Di Bin et Monsieur Didier Decoster, pour avoir accepté de lire et de juger ces travaux de thèse.

Je remercie bien évidemment mon directeur de thèse, Olivier Llopis, pour ces conseils son aide, de m'avoir introduit dans le monde passionnant des hyperfréquences et surtout de m'avoir supporté tout au long de ces trois années et un peu plus ! Je tiens également à remercier Monsieur Jacques Graffeuil d'avoir accepté de présider ma thèse et tous les membres du jury qui m'a fait l'honneur d'évaluer mes travaux. Un grand merci aussi à l'infatigable Jacques Rayssac pour sa disponibilité et son efficacité, et à tous les autres membres permanents et assistant ingénieur associé au groupe MOST : Thierry Parra, Jean guy Tartarin, Eric Tournier, Christophe Viallon, Laurent Escotte, Pierre Lacroix. Je tenais aussi à remercier l'équipe de l'ENSSAT-FOTON pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire et spécialement à Patrice Féron pour les discussions scientifiques que nous avons eues sur les résonateurs optiques et leurs couplages. J'adresse également mes remerciements à tous les services techniques, logistiques et administratifs du laboratoire qui ont œuvré au bon déroulement de cette thèse, et tout particulièrement à Brigitte (la seconde maman des thésards), Xavier (une petite pièce stp), Christian et Arlette.

Ces trois années ont été aussi l'occasion de rencontrer de nombreuses personnes avec qui je garde de très bons souvenirs :

Commençons par la bande photonique du bureau ex-D28 avec Benoit (Draäk trollement votre), mathieu (où es-tu ?), Olivier B. (le gersois), Stephan (Stephou futur papa), et ceux qui n'étaient pas très loin, Alex (j'ai toujours des photos compromettantes !), Kostas (papa de Stephou), Olivier D. et Moustapha (un petit Jorky ?). Spéciales dédicaces aussi à tous les bons plans de Stephou, à sa bonne bouteille de Volka (je sais je t'en dois une) et à la règle numéro dix ! Aller c'est écrit l'année prochaine on se remet au rugby !

Ensuite, poursuivons avec la bande hyperfréquence qui ont partagé mon quotidien de thésard : Stéphanie qui m'a mis dans le bain des microondes (oula c'est chaud !), tous les terros et ex-cavistes, les nouveaux et futures terros des guérillas du Tarn, les CS (avec qui, on peut le dire, on a obtenu le triplé foot-pétanque-CS), tous mes collègues de bureau qui ont du me supporter et il y en a eu, petite dédicace à Antonin (café clop ?).

Enfin, terminons avec la bande des faux-toulousaing d'enssatiens Toc, Will, Cyril, et bien entendu le roux (babar).

Avant de terminer, je voudrais remercier mes parents, mon frère, ma sœur avec qui j'ai fêté tout ça, mais… ainsi que toute ma famille.

Je m'excuse auprès de ceux que j'oublie et les remercie pour leur rôle qu'ils ont pu jouer durant ces trois années et demie de thèse.

Table des matières

Introduction générale *1*

Chapitre I : Résonateurs optiques à modes de galerie *7*

I.1 Introduction 9

I.2 Propriétés générales des modes de galerie 9

I.2.1 Approche géométrique 9

I.3 Propriétés spectrales des modes de galerie 11

I.3.1 Cas d'une sphère parfaite 11

I.3.2 Effet d'une faible ellipticité 12

I.3.3 Cas d'un sphéroïde tronqué ou d'une cavité torique 13

I.3.4 Volume du mode 13

I.3.5 Facteur de qualité dans un résonateur optique 14

I.4 Performances et état de l'art 17

I.5 Microsphère de SiO_2 19

I.6 Minisphère de SiO_2 21

I.7 Minidisque de Quartz 22

I.8 Anneau fibré 24

I.9 Conclusion 27

Chapitre II : Excitation, intégration et couplage *29*

II.1 Introduction 31

II.2 Excitation des modes de galerie 31

II.2.1 Principe d'un couplage efficace 31

II.2.2 Historique et performances des différentes techniques de couplage 32

II.2.2.1 Le prisme 32

II.2.2.2 La fibre érodée 33

II.2.2.3 La fibre biseautée 33

II.2.2.4 La fibre effilée et la fibre étirée 34

II.2.3 Nos choix et nos réalisation 35

II.2.3.1 Nos fibres effilées 35

II.2.3.2 Nos fibres étirées 36

II.2.3.3 Nos Fibres biseautées 38

II.2.3.3.1 Calcul théorique de l'angle du biseau 38

II.2.3.3.2 Nos réalisations 41

II.3 Intégration 43
II.3.1 Assemblage mécanique 43
II.3.2 Assemblage microélectronique 44
II.4 Conclusion 45
Chapitre III : Caractérisation des micro- et mini-résonateurs optiques 47
III.1 Introduction 49
III.2 Bancs de test des résonateurs optiques 49
III.2.1 Premier banc de test 49
III.2.2 Evolution et amélioration du banc de test 50
III.3 Caractérisation optique des micro-résonateurs 51
III.3.1 Couplage dans le visible 51
III.3.2 Caractérisation avec une source blanche 53
III.3.3 Effet thermique : Microsphère 54
III.3.4 Interprétation des résultats des microsphères de SiO_2 55
III.4 Caractérisation optique des Mini-résonateurs 56
III.4.1 Méthode de scan en longueur d'onde avec un laser DFB 56
III.4.1.1 Résultat minidisque de Quartz 57
III.4.1.2 Limite expérimentale de cette approche 58
III.4.2 Méthode de scan en longueur d'onde avec un laser spectralement fin 58
III.4.2.1 Mesures au LAAS-CNRS 58
III.4.2.1.1 Caractéristiques du laser 58
III.4.2.1.2 Protocole expérimental 59
III.4.2.1.3 Résultat pour le minidisque de Quartz 60
III.4.2.1.4 Effet thermique : Minidisque de Quartz 62
III.4.2.2 Mesures à l'ENSSAT-FOTON 62
III.4.2.2.1 Premier résultat Minisphère de SiO_2 62
III.4.2.2.2 Autre mesure : évolution du facteur Q 64
III.4.2.2.3 Analyses et interprétations des résultats 65
III.5 Caractérisation optique des anneaux fibrés 66
III.5.1 Méthode de Cavity Ring Down 66
III.5.2 Résultats Anneau fibré de 1 m 66
III.5.2.1 Résultat par la méthode de scan au LAAS 67
III.5.2.2 Résultat par la méthode de Cavity Ring Down à l'ENSSAT-FOTON 68
III.5.2.3 Comparaison mesures/modèle des anneaux fibrés 68

III.5.3 Résultats Anneau fibré de 20 m 69
III.5.3.1 Résultat par la méthode de scan 69
III.5.3.2 Résultat par la méthode de Cavity Ring Down 70
III.5.3.3 Comparaison mesures/modèle des anneaux fibrés 71
III.5.4 Effet thermique : Anneau Fibré 71
III.6 Conclusion 72
Chapitre IV : Laser/Résonateur : un système asservi 73
IV.1 Introduction 75
IV.2 Première approche : Discriminateur de fréquence optique 75
IV.2.1 Notion d'asservissement 76
IV.2.2 Banc expérimental mis en place 77
IV.2.3 Problèmes rencontrés 79
IV.3 Deuxième approche : Technique de Pound-Drever 80
IV.3.1 Schéma de principe de l'asservissement 80
IV.3.2 Banc expérimental mis en place et conditions d'utilisation 81
IV.3.3 Du champ laser jusqu'au signal d'erreur 84
IV.3.3.1 Forme analytique du signal d'erreur 84
IV.3.3.2 Mesure expérimentale du signal d'erreur 85
IV.3.4 Mode de fonctionnement en boucle fermée 86
IV.3.4.1 Protocole de mesure en boucle fermée 86
IV.3.4.2 Stabilité aux perturbations extérieures 88
IV.4 Conclusion 89
Chapitre V : Sources hyperfréquences à très haute pureté spectrale à base de résonateurs optiques 91
V.1 Introduction 93
V.2 Filtrage micro-onde par l'optique 93
V.2.1 Principe 93
V.2.2 Calcul du facteur de qualité Q_H équivalent en hyperfréquence 94
V.2.3 Résultats expérimentaux du filtrage micro-onde par l'optique 96
V.2.3.1 Anneau fibré de 1m 97
V.2.3.2 Anneau Fibré de 20 m 98
V.2.4 Application aux mini-résonateurs ? 99
V.3 OEO et topologies associées 100
V.3.1 Principe de fonctionnement et performances d'un OEO 100

V.3.2 Cas de l'oscillateur couplé optique électrique ou COEO 101
V.3.3 OEO à Résonateur optique 102
V.3.3.1 Principe et performances 102
V.3.3.2 Comparaison Résonateur fibré/Ligne à retard 103
V.4 Bruit dans les OEO : considérations générales 104
V.5 Résultats OEO Anneau fibré 106
V.5.1 Résultats avec l'anneau fibré de 20 m 108
V.5.2 Résultats avec un nouveau composant 109
V.6 Conclusion 112
Conclusion Générale 113
Annexes 119
Annexe I : Protocole de Fabrication des Micro- et Mini-Sphères de SiO_2 121
Annexe II : Caractéristiques du Laser Koheras 127
Annexe III : Mesure du Facteur de Qualité *Q* avec la mesure de la phase 133
Références 137
Liste des publications 147

Introduction générale

Relier les fréquences optiques aux fréquences micro-ondes est un enjeu important dans de nombreux domaines que ça soit pour les applications spatiales, militaires ou de la métrologie du Temps et des Fréquences. Les interactions optique/micro-ondes tirent profit des énormes progrès sur les composants optiques semi-conducteurs concernant l'émission, la détection, la modulation, et ont permis d'envisager le mariage de l'optique et des hyperfréquences. Aujourd'hui, le domaine optoélectronique hyperfréquence fait apparaître un besoin de réalisation, par des techniques et technologies optiques, de nouvelles fonctions hyperfréquences, ou une nécessité d'amélioration de certaines de ces fonctions. Pour le secteur spatial, on retrouve cette nécessité et ce besoin pour la conception de systèmes embarqués performants afin d'utiliser au mieux les propriétés de l'optique et des hyperfréquences pour véhiculer ou contrôler les signaux. Pour les applications aussi diverses que les télécommunications, les références temps-fréquence, les radars ou les capteurs, l'optique peut aussi également être utilisée pour générer des oscillateurs locaux de grande pureté spectrale. C'est dans cette étude que s'inscrivent les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit.

Les technologies permettant la réalisation de sources micro-ondes à haute pureté spectrale semblent atteindre aujourd'hui les limites de leurs performances. Les résonateurs hyperfréquences à fort coefficient de qualité sont aujourd'hui pour la plupart bien connus et bien modélisés. Si l'on résume la situation au niveau des résonateurs en débutant par la gamme radio-fréquence (RF), on trouve tout d'abord toutes les technologies de résonateurs piezoélectriques : résonateurs à ondes de volume (BAW : Bulk Acoustic Wave), de surface (SAW : Surface Acoustic Wave) et résonateurs micro-usinés (BAW micro-usinés, FBAR (Film Bulk Acoustic Resonator) ou SMR (Surface Mounted Resonator), suivant la technologie). Ils permettent d'obtenir de bons coefficients de qualité dans de faibles volumes, mais restent limités en termes de performances et de fréquence de fonctionnement. Le SAW présente de très bons facteur de qualité à 2 ou 3 GHz. Ces résonateurs sont utilisés jusqu'à 5 GHz environ. Aux fréquences supérieures, ont trouve toutes les classes de résonateurs diélectriques et d'oscillateurs à base de ces résonateurs (DRO). Les DRO sont cependant trop souvent d'un volume relativement important (du moins en gamme centimétrique). Ceci est particulièrement vrai pour les oscillateurs réalisés avec des résonateurs monocristallins, comme le saphir, qui sont de faible permittivité. Ces derniers détiennent les records actuels de bruit de phase, mais au prix d'un encombrement incompatible avec de nombreuses applications embarquées. Par ailleurs, les pertes diélectriques croissent proportionnellement à la fréquence dans les matériaux diélectriques traditionnellement utilisés pour ces résonateurs.

De ce fait, si les DRO sont excellents au voisinage de 5 GHz ou 10 GHz, ils deviennent nettement plus bruyants au delà de 20 GHz, ou en gamme millimétrique. L'introduction d'une technologie de rupture est donc nécessaire pour l'obtention de meilleures performances. Les objectifs d'une telle technologie seront multiples : soit atteindre des performances ultimes, au delà des meilleurs DRO actuels (DRO saphir) ; soit atteindre des performances comparables à ces DRO, mais dans un volume moindre ; soit, dans un deuxième temps, permettre une véritable miniaturisation des oscillateurs à haute pureté spectrale et ce, jusque dans la gamme de fréquence millimétrique.

Une telle technologie existe. Il s'agit de l'utilisation des potentialités offertes par l'optique aux fréquences micro-ondes. Ces quinze dernières années plusieurs concepts nouveaux rendent cette approche particulièrement attractive et performante, comme les oscillateurs micro-ondes à base de lignes à retard optique avec des coefficients de qualité supérieurs à 10^6 à 10 GHz. Le sujet n'est pas pour autant complètement cerné. Il est possible d'introduire une approche radicalement nouvelle permettant d'obtenir soit de meilleures performances, soit des performances équivalentes mais dans un volume réduit. Ces innovations portent à la fois sur la topologie de l'oscillateur électro-optique (OEO) et sur la nature de l'élément permettant de fixer la fréquence. Il s'agit d'utiliser des résonateurs optiques de dimensions allant de quelques centaines de microns à quelques millimètres.

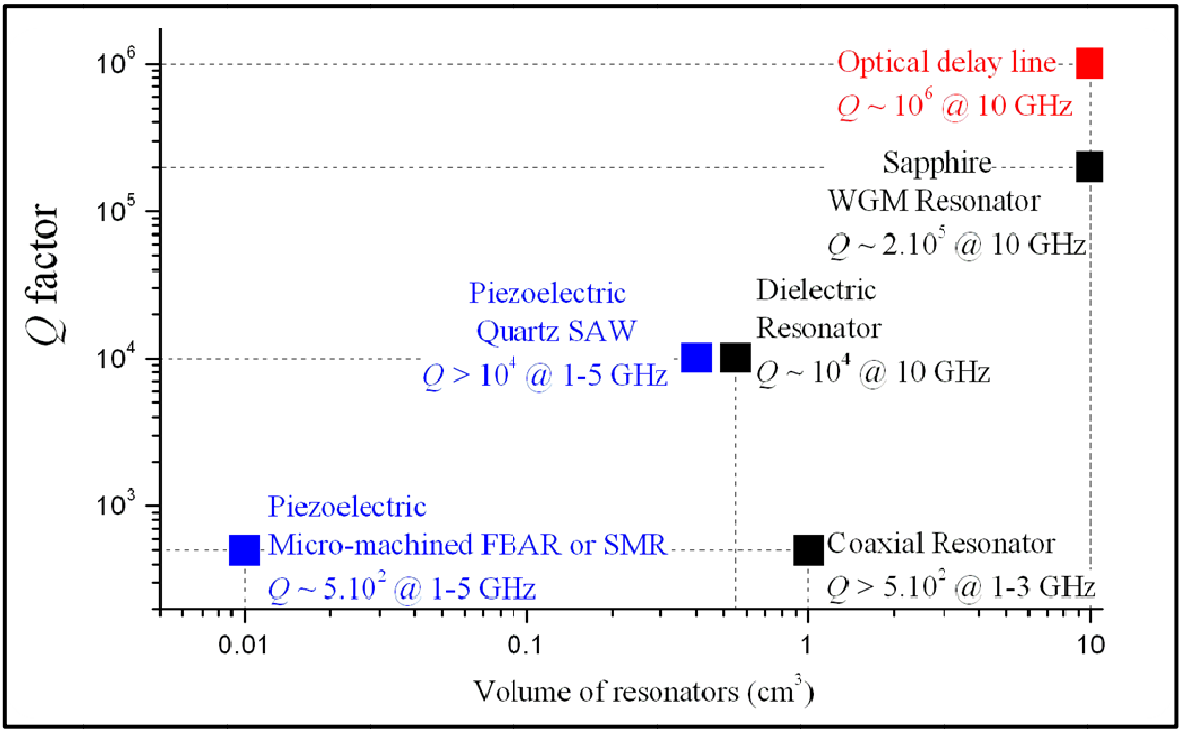


Figure : Etat de l'art des résonateurs hyperfréquences et de l'OEO à ligne à retard

L'élaboration d'une source hyperfréquence présentant de très faibles niveaux de bruit de phase, aussi bien près de la porteuse que loin de la porteuse à base d'un résonateur optique s'inscrit dans un projet exploratoire soutenu par le CNES (Toulouse), THALES SYSTEMES AEROPORTES (Paris) et en collaboration avec deux laboratoires du CNRS, ENSSAT-FOTON (Lannion) et FEMTO-ST (Besançon).

La première partie de ce manuscrit est une description des résonateurs optiques étudiés et une évaluation des performances de l'état de l'art. Elle décrit les briques de bases pour la compréhension de l'obtention de très forts coefficients de qualité de ces résonateurs, ainsi que leurs particularités et leurs techniques de fabrications.

La deuxième partie concerne le couplage du résonateur et l'optimisation de ce couplage. Après une présentation des différentes techniques de couplage que l'on peut trouver dans la littérature, nous insisterons sur nos choix et nos réalisations. Le choix du couplage est primordial en vue de l'intégration du système. Il faut trouver le bon compromis entre efficacité, compacité, et stabilité.

La troisième partie constitue la caractérisation optique des résonateurs étudiés. Nous verrons la mise en place d'un banc spécifique à la mesure de leur facteur de qualité optique. Venant s'ajouter aux difficultés du couplage, au cours cette étude, nous avons mis en évidence un problème constituant un véritable verrou de cette étude : la fluctuation en température des résonances.

Des solutions ont été envisagées pour permettre d'obtenir un système asservi afin de stabiliser en fréquence la résonance et de permettre de l'exploiter dans le domaine micro-onde. Il nous a donc paru important de consacrer la quatrième partie de ce mémoire à l'étude de ces techniques de contre-réaction.

La cinquième partie s'inscrit dans la finalité du projet exploratoire : la réalisation d'une source à très haute pureté spectrale à base de résonateur optique. Cette dernière partie démontrant l'efficacité en terme de facteur de qualité de l'approche choisie, l'objectif final a été de réaliser un oscillateur électro-optique. Une étude détaillée au préalable sur l'état de l'art des différents OEO a été réalisée car une telle réalisation pose le problème du choix de la topologie du circuit, du choix du résonateur, de l'optimisation en bruit de phase.

Chapitre I :

Résonateurs optiques à modes de galerie

I.1 Introduction

Pour comprendre la traduction en anglais des modes de galerie dans un résonateur optique, les *whispering gallery modes* (WGM), il faut revenir à la fin du 19ième siècle, en 1877. Lord Rayleigh met en évidence dans la grande galerie ceinturant la base du dôme de la cathédrale Saint-Paul à Londres, un singulier phénomène acoustique où deux personnes peuvent converser quel que soit leur éloignement, et ce d'autant mieux quelles murmurent. Ce phénomène résulte de la propagation guidée des ondes sonores par réflexions successives le long de la galerie (1). De même, dans le domaine optique, les modes de galerie correspondent à la propagation guidée par réflexion totale interne de la lumière dans une cavité circulaire ou sphérique constitué d'un milieu diélectrique peu absorbant.

Ce chapitre est une introduction aux différents types de micro- ou mini-résonateurs optiques étudiés et à leurs propriétés remarquables, en particulier leurs grands facteurs de qualité.

I.2 Propriétés générales des modes de galerie

Cette partie présente une description simplifiée des modes de galerie. Nous laissons volontairement à la littérature (2), (3), (4), (5), (6) et aux articles (7), (8), (9), (10), (11) une description plus complète et plus précise de la théorie des modes de galerie.

I.2.1 Approche géométrique

L'approche qui permet de donner une image simple des modes de galerie, est celle de l'optique géométrique (12). Cette approximation géométrique est justifiée pour des résonateurs optiques de taille beaucoup plus grande que la longueur d'onde, λ, c'est à dire pour des paramètres de taille $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$ largement supérieurs à 50, où r est le rayon du résonateur. Ces modes de galerie en optique géométrique correspondent à une propagation guidée de la lumière à l'intérieur du résonateur, donnant lieu à des résonances.

Tout d'abord, prenons une sphère de rayon r, d'indice de réfraction n_s, entourée d'air. Un rayon lumineux peut se propager à l'intérieur en formant un angle θ avec la normale à la surface, si cet angle d'incidence est supérieur à l'angle critique $\theta_c = sin^{-1}(\frac{1}{n_s})$. Ainsi, tous les rayons dont l'angle d'incidence sera compris entre $\frac{\pi}{2}$ et θ_c resteront piégés dans la cavité. Une fois piégé, le rayon se propage par une succession de réflexions totales restant dans le même

plan d'incidence et décrivant des trajectoires polygonales (figure I-1). Le champ électromagnétique quant à lui, sera confiné entre la paroi externe de la sphère et la caustique interne de rayon $r_1 = r\ \cos(\alpha)$ (où α est l'angle complémentaire et défini par $\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta$). L'extension radiale du mode résonant n'excédera donc pas $r(1 - 1/n_s)$.

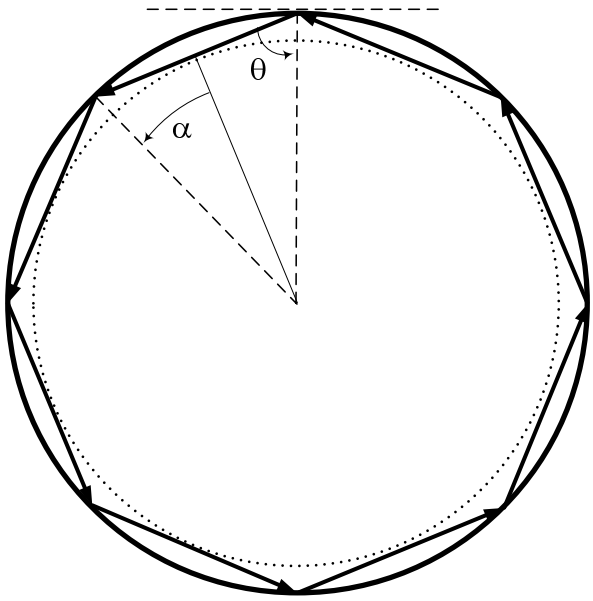


Figure I-1 : Propagation par réflexion totale interne d'un rayon lumineux ($\theta > \theta_c$). L'indice ℓ représente le nombre entier de longueurs d'onde contenues sur le périmètre de la sphère pour avoir un retour en phase de l'onde optique, équivalent géométriquement ici au nombre de côtés du polygone formé par la trajectoire du rayon lumineux. Le cercle en pointillé correspond à la caustique interne

Si maintenant on considère un rayon lumineux piégé à l'intérieur de notre résonateur dont l'incidence est quasi-rasante ($\theta \approx \pi/2$), celui-ci va parcourir en un tour une distance environ égale au périmètre. Il y aura interférence constructive si, après un tour, le chemin optique est égal à un nombre entier de longueurs d'onde dans le milieu soit :

$$2\pi r \approx \ell\lambda \qquad \textit{(I-1)}$$

avec ℓ un nombre entier qui correspond au nombre de côtés du polygone formé par la trajectoire du rayon lumineux dans le résonateur et $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_s}$. Cette équation s'exprime en fonction du paramètre de taille $x = \frac{2\pi r}{\lambda_0}$ de la façon suivante :

$$n_s x = \ell \qquad \textit{(I-2)}$$

Ainsi, pour les longueurs d'onde vérifiant cette relation il y aura résonance. Les autres subiront des interférences destructives et ne resteront donc pas dans la cavité.

I.3 Propriétés spectrales des modes de galerie

I.3.1 Cas d'une sphère parfaite

Les spectres des résonances des modes de galerie sont déterminés par la morphologie et/ou la distribution spatiale de l'indice de réfraction constituant le résonateur (12). Le problème électromagnétique est traité via la résolution de l'équation de Helmholtz vectorielle suivant la méthode dite de Hansen (2). Néanmoins, une expression analytique générale des solutions pour décrire ces spectres est difficile à obtenir, aussi la structure des modes de galerie est-elle étudiée généralement sous forme numérique (13), (14). Les valeurs propres et les fréquences propres les plus simples associées à la propagation d'un champ électromagnétique dans une sphère ou un cylindre diélectrique sont étudiées dans l'ouvrage de Stratton (2). La théorie des résonances des modes de galerie peut être développée suivant une analogie quantique (15), (16), (17). Teraoka *et al* ont montré l'orthogonalité des modes de galerie (18).

Toujours dans la condition que le résonateur ait un diamètre ϕ grand devant la longueur d'onde, nous pouvons dériver une expression analytique approchée pour les spectres des modes de galerie d'ordres élevés ($\ell \geq 100$) (19), (20). En fonction du paramètre de taille $x = \frac{2\pi r}{\lambda_0}$ nous obtenons pour approximation :

$$n_s x_{\ell,n} = \left(\ell + \frac{1}{2}\right) + r_{1n}(\ell + \tfrac{1}{2})^{1/3} + r_0\left(\ell + \frac{1}{2}\right) + r_{-1n}(\ell + \tfrac{1}{2})^{-1/3} + \cdots \qquad \textit{(I-3)}$$

avec $r_{1n} = 2^{-1/3}\alpha_n$, $r_0 = -\frac{P}{\sqrt{(N^2-1)}}$, et $r_{-1n} = \frac{3}{10}2^{-2/3}\alpha_n$

où $P = n_s$ pour les modes TE (Transverse Electrique) et $P = {n_s}^{-1}$ pour les modes TM (Transverse Magnetique), α_n est le nième zéro de la fonction d'Airy (21). Nous voyons ici qu'une résonance d'une sphère parfaite est associée à deux nombres entiers n et ℓ. n (≥ 1) correspond en fait au nombre de maxima de la fonction radiale du champ (figure I-2). Le mode $n = 1$ est le plus confiné et associé au plus haut facteur de qualité Q. Ce facteur Q diminue pour des valeurs de n supérieures.

A partir de cette relation, nous pouvons exprimer les écarts fréquentiels entre les modes d'une même famille (même n). Par exemple pour un ordre radial n fixé on peut évaluer l'écart entre un mode d'ordre ℓ et le mode suivant (d'ordre $\ell + 1$) :

$$\Delta\nu_{n,\ell}^{\Delta\ell=1} \approx \frac{c}{2\pi n_s r} \qquad \textit{(I-4)}$$

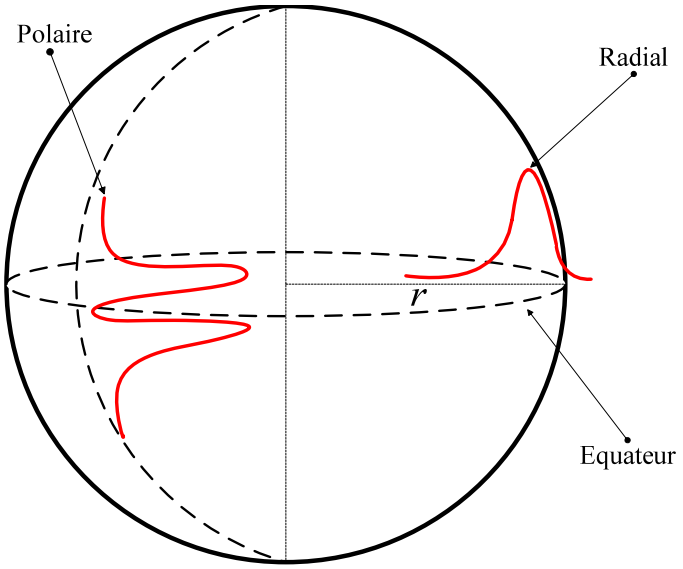


Figure I-2: Représentation du mode radial fondamental (n=1) et du mode polaire $((\ell - |m|) = 1)$ *dans un résonateur sphérique de rayon r. La valeur de l'indice n donne le nombre de maxima de l'intensité du champ dans la direction radiale et la valeur de* $(\ell - |m|) + 1$ *donne le nombre de maxima dans la direction azimutale.*

Par analogie avec les modes d'un Fabry-Pérot, cet écart est dénommé "pseudo Intervalle Spectral Libre" :

$$ISL \approx \frac{c}{2\pi n_s r} \qquad (I\text{-}5)$$

De même, si on considère une famille de mode n et ℓ fixés, on peut estimer l'écart entre les deux modes de polarisation TE et TM :

$$\Delta\nu_{n,\ell}^{TE,TM} \approx \frac{c}{2\pi n_s r}\frac{\sqrt{(n_s{}^2-1)}}{n_s} \qquad (I\text{-}6)$$

L'expression *(I-3)* montre que tout changement d'indice ou de rayon entrainera un changement dans la position des résonances. Ce sont ces propriétés qui sont utilisées pour accorder en fréquence ce type de résonateur (22), (23), (24).

I.3.2 Effet d'une faible ellipticité

Les calculs pour un résonateur sphérique à modes de galerie avec une ellipticité, e, sont encore plus compliqués (12). L'écart de morphologie à celle de la sphère parfaite conduit entre autre à une levée de dégénérescence du nombre azimutal m $(-\ell \leq m \leq \ell)$. En effet, lorsque la sphère est faiblement elliptique, suivant l'angle d'entrée du faisceau, ce dernier ne verra pas le même rayon et donc ne parcourra pas la même distance sur un tour complet de la

sphère ce qui entrainera alors une condition différente sur la phase pour des interférences constructives et donc l'apparition de fréquences supplémentaires (mode d'indice m, mode polaire). Dans ce cas, un mode de galerie sera donc caractérisé par 3 indices entiers (n, ℓ, m) (figure I-2). On peut estimer l'écart en fréquence entre deux pics liés à la levée de dégénérescence par :

$$\Delta\nu_{n,\ell,m}^{\Delta m=1} = ISL \times e \qquad (I.7)$$

I.3.3 Cas d'un sphéroïde tronqué ou d'une cavité torique

Les coordonnées toroïdales n'étant pas un des systèmes de coordonnées orthogonales qui permettent la résolution de l'équation de Helmhotz (25)), le cas des cavités toriques est traité comme celui des cavités sphériques de très grande ellipticité (ellipsoïde oblate). Les spectres de ces cavités sont étudiés dans les références (26), (27), (28).

De même en ce qui concerne les sphéroïdes tronqués (cylindre ou disque), les bords sont arrondis de telle sorte que la tranche polie soit sous forme de tore. La relation *(I-4)* reste valable. Par contre, il faudra prendre en compte l'anisotropie et l'activité optique du matériau monocristallin utilisé pour le calcul de l'écart de fréquence entre les deux modes de polarisation TE, TM.

I.3.4 Volume du mode

Parmi les propriétés de base d'un résonateur à mode de galerie, le volume du mode considéré est particulièrement important notamment pour les applications en optique non-linéaire (12). Les résonateurs WGM peuvent présenter des volumes de modes de plusieurs ordres de grandeur inférieurs à ceux d'un résonateur à modes gaussiens (Type Fabry-Perot). Le volume de mode pour un résonateur sphérique s'estime suivant (29) :

$$V = 3.4\pi^{3/2}\left(\frac{\lambda_0}{2\pi n_s}\right)^3 \ell^{11/6}\sqrt{(\ell - m + 1)} \qquad (I\text{-}8)$$

avec λ_0 longueur d'onde dans le vide.

Une évaluation numérique du mode de volume pour une cavité diélectrique sphéroïdale arbitraire est présentée dans la référence (30). Le confinement additionnel apporté par un toroïde conduit à une décroissance du volume de mode par comparaison avec celui d'une sphère. Si nous considérons un tore caractérisé par une section de diamètre d et un rayon du cercle de révolution R, la diminution du volume de mode (par rapport à celui d'une sphère de

rayon $r = R + \frac{d}{2}$) se comporte comme $\sim \left(\frac{d}{2r}\right)^{1/4}$. Ceci est valable pour une longueur d'onde de résonance du mode de galerie $\lambda > d$. Pour un diamètre d inférieur, le confinement spatial devient tel que le mode de galerie se trouve comprimé radialement ce qui accentue la réduction du volume de mode. Des comparaisons des caractéristiques en volume des modes de galerie pour différents types de résonateur sont possibles à partir des travaux (10), (30), (31). Les modes de galerie associés aux plus petits volumes de mode ont été réalisés selon différents types de résonateur : cavité cristal photonique (32), (33), micro-disques (34), (35) et micro-anneaux (36). Nous noterons que ces cavités présentent des facteurs de qualité Q beaucoup moins élevés que ceux atteignables avec des résonateurs sphériques ou avec des cavités toriques.

I.3.5 Facteur de qualité dans un résonateur optique

Le temps de vie τ des photons à l'intérieur du micro- ou mini- résonateur est très élevée (12). Cette durée de vie est liée à la notion de facteur de qualité Q de la cavité par la relation $Q = 2\pi\nu\tau$ avec ν la fréquence du champ considéré.

Une interprétation énergétique de Q est également possible: il s'agit du rapport entre l'énergie moyenne E dans le mode résonant et de l'énergie ΔE dissipée dans ce même mode sur une période d'oscillation à 2π près :

$$Q = 2\pi \frac{\mathrm{E}}{\Delta\mathrm{E}} \text{ ou } Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} \qquad \textit{(I-9)}$$

avec $\Delta\nu$ la largeur spectrale de la résonance (figure I-3).

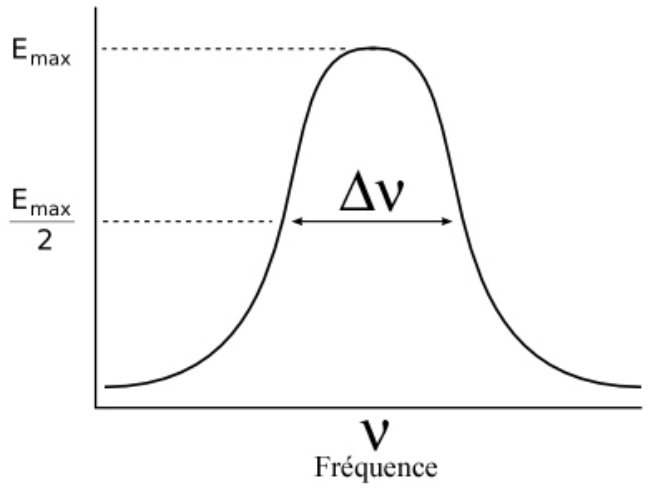


Figure I-3: Mode résonant de largeur spectrale Δν,centrée autour de la fréquence ν. Le facteur de qualité Q est défini par la relation suivante : $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu}$

Cette interprétation énergétique nous permet de définir τ comme étant la durée caractéristique d'amortissement de l'énergie à l'intérieur de la cavité.

Dans le cas idéal d'un micro- ou mini-résonateur sans perte, la durée de vie et par conséquent le facteur de qualité seraient quasi-infinis. Ceci correspondrait à une résonance infiniment fine. Dans le cas réel d'un résonateur isolé, des pertes existent et c'est la somme de tous les différents termes de perte qui définit le coefficient de qualité optique Q_0 intrinsèque de la résonance :

$$Q_0^{-1}=Q_{\mathrm{diff}}^{-1}+Q_{\mathrm{att}}^{-1}+Q_{\mathrm{surf}}^{-1} \qquad (I\text{-}10)$$

Le premier terme correspond aux pertes dues à la diffraction de l'onde à la surface du résonateur. Il s'agit là de pertes intrinsèques à la cavité dont la valeur ne dépend que de la taille du résonateur et de la résonance considérée. Le deuxième terme représente les pertes lors de la propagation dues au fait que les matériaux utilisés ne sont pas totalement transparent. Le dernier terme provient de la diffusion par les irrégularités de surface du résonateur.

En pratique, les résonateurs qui sont étudiés ne sont pas isolés, car il est nécessaire d'exciter les modes de galerie et d'en coupler une partie vers l'extérieur afin de les caractériser. Aux termes de la relation *(I-10)* il faut donc ajouter un terme Q_e^{-1} qui correspond aux pertes dues au mode de couplage. Le facteur de qualité Q d'une cavité chargée ainsi que le temps de vie global τ à l'intérieur de cette cavité seront donc donnés par :

$$Q^{-1}=Q_0^{-1}+Q_{\mathrm{e}}^{-1} \qquad (I\text{-}11)$$

$$\frac{1}{\tau}=\frac{1}{\tau_0}+\frac{1}{\tau_e} \qquad (I.12)$$

Si le couplage avec l'extérieur est faible, ce dernier terme ne sera pas prépondérant sur la valeur de Q mesurée, mais plus le couplage augmentera, plus ce terme prendra de l'importance. On pressent bien l'effet primordial de ces pertes sur la détermination du facteur de qualité, il n'est cependant pas aisé d'en connaître précisément la valeur.

Par contre, il est possible d'évaluer les valeurs numériques des autres termes de la relation *(I-10)*:

- Les pertes par diffraction :

Du fait de la courbure du résonateur, les modes de galerie sont des modes à pertes (modes à

fuites au sens de l'optique guidée) ainsi, au delà d'une certaine distance à l'extérieur du résonateur le champ redevient radiatif. Cela se traduit par une perte d'énergie par effet tunnel optique pour le mode considéré. La barrière de potentiel (saut d'indice modifié par la courbure (11), (15)) étant moins haute pour les modes d'ordre n élevé, leur partie radiative à l'extérieur du résonateur est plus importante que pour les modes les plus confinés. Ils subiront donc plus de pertes. L'estimation de ces pertes se fait en comparant la partie du champ oscillant à l'extérieur du résonateur par rapport au champ à l'intérieur. Une expression approchée (37) donne :

$$Q_{diff} \approx x_{n,\ell} e^{2(\ell+1/2)g(\frac{x_{n,\ell}}{\ell+1/2})} \qquad \textit{(I-13)}$$

avec $g(y) = -\sqrt{(1-y^2)} + \arg\cosh(1/y)$ et $x_{n,\ell}$ le paramètre de taille.

Cette équation permet de vérifier que Q_{diff} décroit lorsque n augmente. Elle montre également que pour un mode donné (n, ℓ donnés), le facteur de qualité de la polarisation TE est légèrement plus petit que celui de la polarisation TM.

- Les pertes par absorption et par diffusion en volume :

Le choix d'un matériau très transparent et le soin apporté à la fabrication du résonateur sont déterminants pour minimiser les pertes par absorption. Celles ci s'expriment à partir de la relation :

$$Q_{att} \approx \frac{4.3}{\alpha}\frac{2\pi n_s}{\lambda} \qquad \textit{(I-14)}$$

avec α le coefficient d'atténuation en dB/m (37). Dans le cas de la silice (α = 0.17 dB/km à 1.55 µm) on trouve $Q_{att} \sim 10^{11}$.

- Les pertes par absorption et par diffusion en surface :

L'état de surface influence également le coefficient de qualité. En effet une rugosité (état de surface du résonateur) entraîne un phénomène de diffusion qui s'ajoute aux pertes d'absorption. Le coefficient de qualité Q_{surf} s'exprime de la manière la plus simple comme (38) :

$$Q_{surf} = \frac{\lambda^2 2r}{16\pi^2\sigma^2 n_s} \qquad \textit{(I-15)}$$

où σ est la rugosité moyenne de surface.

Une approche électromagnétique plus précise dépendant de la polarisation du mode peut être

menée, comme le montre les travaux de Gorodetsky et al. (39).

Il est intéressant après avoir décrit toutes les contributions liées au facteur de qualité Q d'une cavité chargée de comparer l'ordre de grandeur de ce facteur total aux différents paramètres qui peuvent le définir : le temps de vie τ des photons, et la largeur spectrale de la résonance $\Delta\nu$ (relation *(I-9)*).

	$10^3 > Q > 10^5$	$10^6 > Q > 10^8$	$10^9 > Q > 10^{11}$
τ	ps	ns	ms
$\Delta\nu$	GHz	MHz	kHz

Tableau I-1: Comparaison des ordres de grandeurs entre le facteur Q, le temps de vie τ et la largeur spectrale d'une résonance $\Delta\nu$.

I.4 Performances et état de l'art

Cette partie présente les performances et l'état de l'art concernant les résonateurs optiques depuis les années 90, avec des diamètres compris entre la centaine de micromètres et quelques millimètres en verres silicates ou matériaux monocristallins.

Le but pour les applications des résonateurs à modes de galerie est l'obtention de facteurs de qualité les plus élevés possibles. Nous avons vu que ce facteur total Q est lié à plusieurs sources de pertes *(I-11)*.

L'une des premières cavités qui a fait l'objet de nombreux travaux est la microsphère de Silice (SiO_2). Dans ce type de cavité sphérique, ce sont le facteur Q_{att} et le facteur Q_{diff}, c'est-à-dire les pertes par absorption et par diffraction, qui sont les facteurs limitant. Ilchenko *et al* (40) montre que les pertes par diffraction restent négligeables tant que l'on considère des modes assez confinés et des diamètres de microsphère supérieurs à cinquante fois la longueur d'onde, λ. A titre d'exemple, le facteur de qualité Q_{diff} atteint des valeurs de l'ordre de 10^{40} pour le mode le plus confiné ($n = 1$) d'une sphère silice de 50 µm de diamètre. En revanche, il est beaucoup plus difficile d'évaluer de manière précise les pertes en surface. Les défauts sont nécessairement liés au mode de fabrication des microsphères (41), (42). Celles-ci peuvent être réalisées soit par fusion par torche plasma, soit par fusion par soudeuse, soit par fusion par laser CO_2 (voir ANNEXE I). Cependant, il a été montré que les pertes en surface sont d'autant plus faibles que le diamètre de la sphère est grand, la contribution des phénomènes en surface diminuant par rapport à celle de l'absorption du matériau (43). Au final, pour un diamètre de sphère très supérieur à 100 µm, l'absorption du matériau est le facteur le plus limitant :

$Q_{att} \sim 10^{11}$ à $\lambda = 1.55$ µm (44). Par ailleurs, il existe un inconvénient lié au processus de fabrication qui dégrade de plus d'un ordre de grandeur le facteur de qualité Q. Lors de la fusion il y a réaction chimique entre la silice et l'eau atmosphérique. Cette réaction conduit à la formation de groupes OH- chimiquement liés à la surface. Ce processus est rapide, sa durée totale étant inférieure à 100 s. La décroissance du facteur Q est donc due à l'augmentation de l'absorption dans la très fine couche superficielle où l'eau atmosphérique est diffusée. A partir de là, la contamination par d'autres aérosols présents dans l'atmosphère est possible. Le meilleur résultat obtenu (40), (44) avec de la silice fondue $Q \sim 8\times10^9$ l'a été en mesurant le facteur de qualité dans la période de 1 minute après sa fabrication à 633 nm avec un diamètre de l'ordre de 600 µm. La même valeur est obtenue approximativement à 1.55 µm (41) et à 780 nm (45). Ainsi la durée d'utilisation des résonateurs à modes de galerie de haut facteur Q se trouve limitée à quelques mois (46), si le processus de fabrication et de conditionnement n'est pas réalisé sous atmosphère contrôlée.

De façon à contourner cette limitation il faut éviter tous processus de fusion et le moyen le plus simple est de fabriquer des résonateurs par usinage et polissage de sa surface. La forme sphérique n'ayant pas d'autre intérêt que son obtention aisée par fusion, les géométries retenues sont alors des sphéroïdes tronqués (cylindres ou disques aux bords arrondis). Du point de vue des modes de galerie et de leurs facteurs Q associés, l'idée est de chercher un facteur de surtension limité cette fois-ci par le Q_{surf}. Cette démarche s'accompagne de l'utilisation de matériaux offrant une atténuation inférieure à celle de la silice. Certains matériaux monocristallins ont cette propriété. Savchenkov *et al* (47) montre que des résonateurs en CaF_2 peuvent potentiellement avoir un Q_{att} supérieur d'environ deux ordres de grandeur à ceux réalisés en silice. Après avoir développé des techniques de polissage de la surface à l'échelle nanométrique cette même équipe a réalisé un résonateur en CaF_2 avec un diamètre de 6 mm, présentant un facteur de qualité Q_0 intrinsèque supérieur à 10^{11} (48). D'autres types de matériaux monocristallins permettent de réaliser des mini-résonateurs optiques : le MgF_2, le $LiTaO_3$ (49) et le $LiNbO_3$ (50). Pour le MgF_2, son atténuation à 1,55 µm serait du même ordre de grandeur que celle du CaF_2, autrement dit son facteur Q_0 intrinsèque ne devrait être limité que par la rugosité de surface (51). Enfin, il a été mesuré un facteur de qualité Q de 5×10^9 avec un minidisque de Quartz (52). Cet autre matériau monocristallin possède en plus, suivant sa coupe, des propriétés piézoélectriques, utiles pour l'accord en fréquence. Enfin, il est important de noter que dans ce type de cavité il est possible d'exciter des effets non linéaire du troisième ordre (53).

Les performances des différents micro- et mini-résonateurs optiques citées dans cette partie sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Réf.	Année	Matériau	Diamètre (mm)	λ (nm)	Q	$\Delta\nu$ (KHz)	Facteur limitant	Effet non linéaire ou électro-optique
(40) (44)	1996	Silice	~ 0.6	633	8×10^9	~ 59	Q_{att}	non
(49)	2005	$LiTaO_3$	~ 12	1550	5×10^7	~ 3×10^3	Q_{surf}	oui
(50)	2007	$LiNbO_3$	3 à 6	1550	1.5×10^8	~ 1×10^3	Q_{surf}	oui
(52)	2008	Quartz	~ 3	1550	5×10^9	~ 38	Q_{surf}	oui
(51)	2008	MgF_2	~ 5.2	1550	10^8	~ 650	Q_{surf}	oui
(48)	2007	CaF_2	~ 4.5	1550	> 10^{11}	< 2	Q_{surf}	oui

Tableau I-2 : Etat de l'art des différents micro- ou mini-résonateurs optiques

I.5 Microsphère de SiO_2

Les premiers résonateurs étudiés ont été réalisés par l'ENSSAT-FOTON par fusion au moyen d'un arc électrique avec un verre silicate non dopé conditionné sous forme de tiges. Ce processus de fusion permet de réaliser des microsphères de SiO_2 sans défaut apparent d'un diamètre compris entre 200 µm et 400 µm. L'arc électrique est produit par une soudeuse à fibres optiques programmable. Ce sont les forces de tension superficielle qui donnent naturellement une forme sphéroïdale au matériau pendant la fabrication, une fois que la température de fusion de la silice est atteinte. Empiriquement, l'ellipticité résiduelle obtenue peut être aussi faible que 0.1%. Ainsi, la reproductibilité de la taille et de la forme des microsphères réalisées est élevée (voir ANNEXE I). La figure I-4 représente l'une de ces réalisations d'une microsphère d'un diamètre de 405 µm fourni par l'ENSSAT-FOTON au LAAS-CNRS. Comme nous l'avons décrit, ce résonateur optique sphérique soutient un grand nombre de modes caractérisés par 3 indices entiers (n, ℓ, m) : les modes ℓ, ou équatoriaux, qui sont les modes principaux à fort coefficient de qualité, les mêmes modes, mais affectés d'un ordre radial n différent dont le coefficient de qualité est moins élevé, et les modes polaires associés à la non symétrie parfaite de la sphère (modes liés à l'ellipticité, e).

Figure I-4 : Photo d'une microsphère de 202.7 µm de rayon réalisée par fusion au moyen d'un arc électrique l'ENSSAT-FOTON. Le cercle clair en pointillé montre le faible taux d'ellipticité obtenue par fusion par arc électrique

A partir des équations *I-3, I-4,*et *I-7*, nous pouvons calculer les espacements des modes selon l'ordre ℓ, n et m dans le cas de la microsphère de 405 µm de diamètre avec une ellipticité de 0.1% :

- Selon l'ordre ℓ :

$$\Delta\nu_{n,\ell}^{\Delta\ell=1} = \frac{c\left(x_{n,\ell+1} - x_{n,\ell}\right)}{2\pi r} \approx \frac{c}{2\pi n_s r} \approx \frac{3 \times 10^8}{1.46 \cdot 2\pi \cdot 202.69 \times 10^{-6}}$$

$$\Delta\nu_{n,\ell}^{\Delta\ell=1} \approx 161 \text{ GHz}$$

- Selon l'ordre n :

$$\Delta\nu_{n,\ell}^{\Delta n=1} = \frac{c\left(x_{\ell,n+1} - x_{\ell,n}\right)}{2\pi r} \approx 10 \cdot \frac{c}{2\pi n_s r}$$

$$\Delta\nu_{n,\ell}^{\Delta n=1} \approx 1610 \text{ GHz}$$

- Selon l'ordre m :

$$\Delta\nu_{n,\ell,m}^{\Delta m=1} = \frac{c\left(x_{\ell,n,m+1} - x_{\ell,n,m}\right)}{2\pi r} \approx e \cdot \frac{c}{2\pi n_s r}$$

$$\Delta\nu_{n,\ell,m}^{\Delta m=1} \approx 161 \text{ MHz}$$

Avec une microsphère d'environ 400 µm de diamètre, il est donc seulement possible de générer une fréquence micro-onde entre deux modes de galerie de type $(\ell, n = 1)$ et $(\ell', n = 2)$ ou du type (ℓ, n, m)et $(\ell, n, m + 1)$ (voir figure I-5). Il en découle aussi que l'utilisation d'un battement entre deux modes ℓ suppose de réaliser des sphères de taille

relativement importante, de diamètres millimétriques. Cela permettra, d'une part, d'avoir accès aux modes de galerie les plus confinés avec le plus fort coefficient de qualité, mais d'autre part, cela compliquera sensiblement les approches possibles d'intégration pour la réalisation de l'OEO.

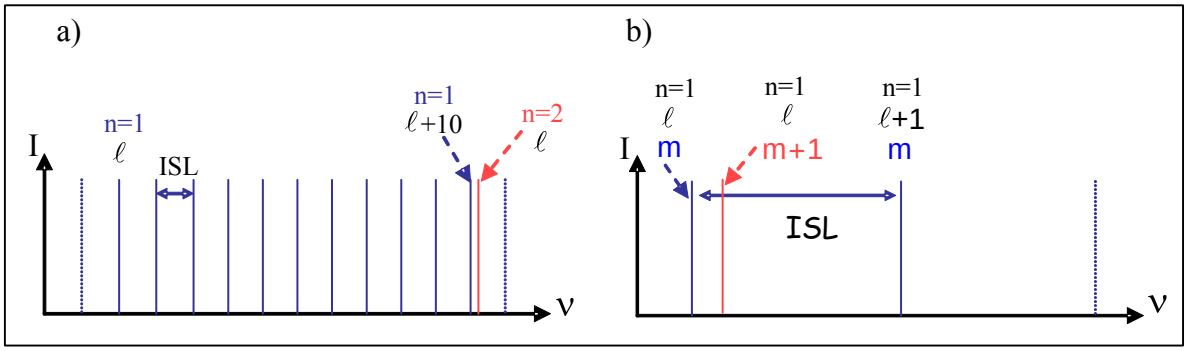


Figure I-5 : a) Illustration d'un espacement de mode $(\ell, n = 1)$ *et* $(\ell', n = 2)$ *avec* $\ell' \sim \ell + 10$. *b) Illustration d'un espacement de mode* (ℓ, n, m)*et* $(\ell, n, m + 1)$

I.6 Minisphère de SiO_2

Une étude d'ingénierie a été réalisée par la société LASEO avec l'ENSSAT-FOTON dans le but d'obtenir des sphères de diamètres millimétriques au dixième de millimètre. Le matériau utilisé est de la silice ultra-pure sous forme de tiges. La fusion est réalisée par un laser CO_2 industriel. Ce processus de fusion permet d'obtenir des sphères de SiO_2 sans défaut apparent d'un diamètre compris entre 800µm et 4 mm. Par contre, l'ellipticité de ces minisphères est largement supérieure à celle des microsphères (voir figure I-7). Ce défaut est certainement inhérent à la quantité de matière en fusion mise en jeu lors de la réalisation du résonateur (voir ANNEXE I). La figure I-6 représente les premiers essais de fabrication de sphères par fusion de tiges de verre par laser CO_2.

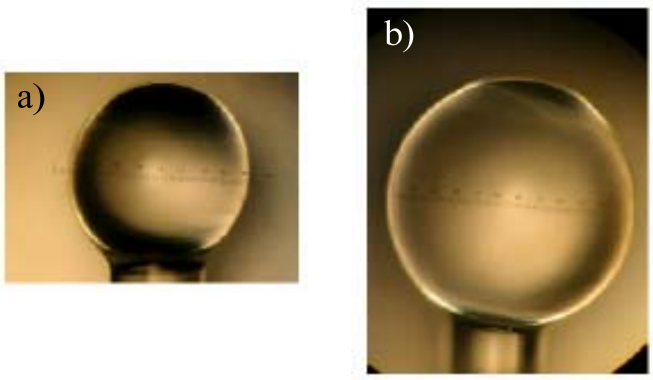


Figure I-6 : Photo des premiers essais de minisphères réalisées par fusion par laser CO_2 *par l'ENSSAT-FOTON en collaboration avec LASEO. a) Sphère de 800 µm de diamètre. b) Sphère de 1200 µm de diamètre*

Figure I-7 : Photo de la minisphère réalisée par l'ENSSAT-FOTON de 3.3 mm de diamètre autorisant une fréquence d'environ 20 GHz. Le cercle clair en pointillé montre le défaut d'ellipticité résiduelle obtenue par fusion par laser CO_2

L'estimation de leur rugosité de surface σ est de l'ordre de 5 nm, confirmant ainsi la limitation du facteur de qualité Q par l'absorption du matériau.

La figure I-7 correspond à une minisphère de 3.3 mm de diamètre fourni au LAAS-CNRS par l'ENSSAT-FOTON. Ce mini-résonateur permet donc de générer une fréquence micro-onde entre deux modes principaux ℓ. En effet, le pseudo-ISL de cette minisphère est d'environ 20 GHz.

I.7 Minidisque de Quartz

Pour explorer d'autres types de minirésonateur optique, nous avons fait réaliser un minidisque de Quartz par l'Optique de précision J. Fichou. Il s'agit d'un minidisque obtenu par découpe et polissage optique d'un diamètre de 7.7 mm et d'une épaisseur de 500 µm. Son facteur de qualité Q étant limité pour ce type de résonateur par sa qualité de surface, ce disque a donc été poli sur son contour sous forme de tore avec une rugosité inférieure ou égale à 5 nm (donnée constructeur). Le Quartz étant un cristal anisotrope linéaire[1] donnant lieu à des états propres linéaires de polarisation, ce minidisque a été coupé de telle manière à avoir l'axe optique comme axe de symétrie cylindrique (voir figure I-8).

[1] *Le quartz est un matériau anisotrope uniaxe positif ($n_e > n_o$). D'après l'ouvrage "Handbook of Nonlinear Optical crystals", nous avons à T = 291K : n_e = 1.53646 et n_o = 1.528 @ 1529.61 nm et n_e = 1.53545 et n_o = 1.52703 @ 1600 nm*

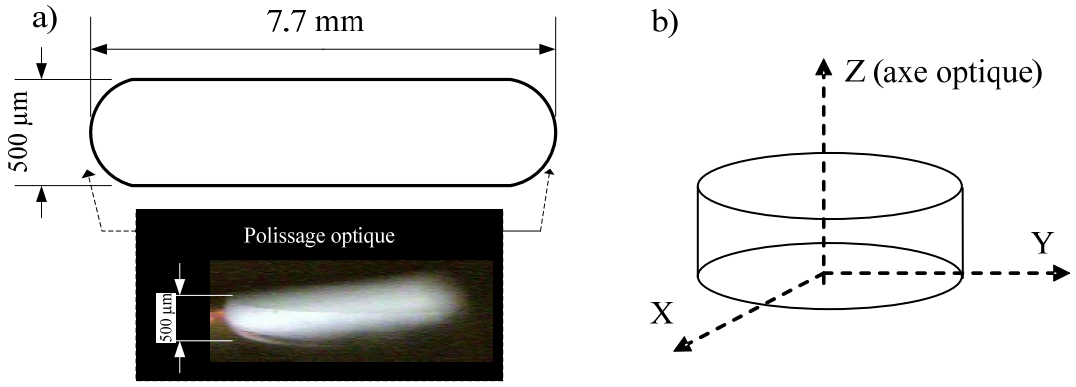


Figure I-8 : a) Schéma du disque de Quartz réalisé par l'Optique de précision J. Fichou avec une photo du contour sous forme de tore obtenu par polissage optique. b) Schéma des axes de coupe du cristal

Ce type de matériau possède en plus des propriétés électro-optiques. En appliquant des électrodes sur les faces non polies suivant l'axe de coupe du cristal, il est possible d'obtenir une accordabilité des modes de galerie en fonction d'une tension V (52).

Contrairement aux micro- ou mini-sphères, il a fallu coller et adapter un support adéquat pour le maintenir sur un bras fixe pour sa caractérisation (voir figure I-9). Pour ce collage, une recherche préliminaire était nécessaire pour connaître le type de support en fonction du type de colle à utiliser. Après documentation et discussion, nous avons fait réaliser une tige de Quartz de diamètre inférieur à celui du résonateur (5 mm), poli à ses extrémités, et commandé un adhésif transparent de basse viscosité, spécialement adapté pour le collage du verre. L'étape suivante était donc la réalisation du collage du support avec le résonateur en évitant surtout de le manipuler sur son contour poli. Pour ce faire, nous avons utilisé un embout approprié relié à une pompe à vide. Le résonateur pouvait être déplacé par le dessus par aspiration.

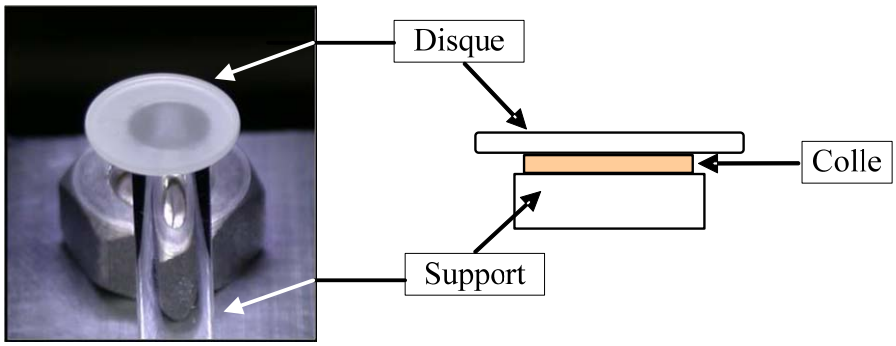


Figure I-9 : Schéma et photo du minidisque de Quartz collé sur son support. Ce minidisque de 7.7 mm de diamètre a un pseudo-ISL d'environ 8 GHz

I.8 Anneau fibré

Un autre type de résonateur optique a été étudié possédant un facteur de qualité Q proche des mini-résonateurs : l'anneau fibré. Sa première réalisation a servi de système test pour évaluer les performances des différents bancs de mesures du facteur de qualité Q des mini-résonateurs ainsi que de valider les différentes techniques de contre-réaction (voir chapitre III et chapitre IV). Ce résonateur simplifie grandement la problématique liée aux mini-résonateurs. Il permet de s'affranchir des problèmes liés au contrôle du couplage des mini-résonateurs (voir chapitre II) et de la densité des modes de galerie. Ce système test, constitué d'un anneau fibré de 1 m couplé à deux fibres optiques d'accès via deux coupleurs 2x2, possède seulement deux familles de modes, les modes TE et les modes TM. Dans cette perspective, il était important de pouvoir simuler précisément les paramètres d'une telle boucle fibrée comme son facteur de qualité Q, et son Intervalle Spectral Libre (ISL).

La figure I-10 représente le schéma d'un anneau fibré. Il est réalisé avec 2 coupleurs du commerce dont l'un de leurs bras d'entrée et de sortie sont reliés par soudure optique. Nous avons étudié, à l'aide d'un modèle analytique basé sur la théorie des modes couplés, (54), (55), la réponse de ce système en définissant la longueur de l'anneau fibré L, les coefficients de couplage t, t', κ, κ', les pertes dans l'anneau α, l'indice de la fibre n_{fibre}, et les différents champs électriques entrant en jeu.

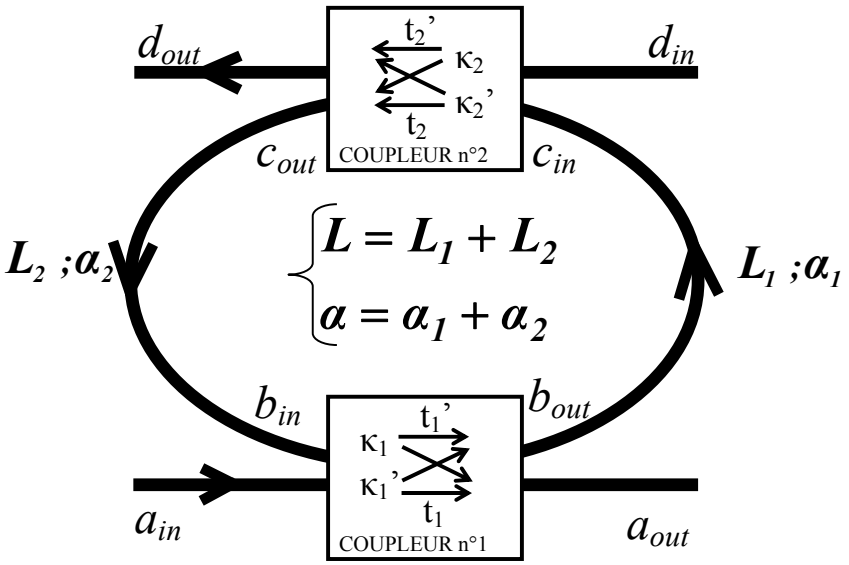


Figure I-10 : Schéma de l'anneau fibré

La transmission dans chacun des coupleurs peut être définie par une matrice de transfert. D'après la figure I-10, cette matrice s'écrit pour le coupleur 1 :

$$\begin{vmatrix} a_{out} \\ b_{out} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} t_1 & \kappa_1 \\ \kappa_1' & -t_1' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_{in} \\ b_{in} \end{vmatrix} \qquad (I\text{-}16)$$

Pour le coupleur 2, nous avons :

$$\begin{vmatrix} c_{out} \\ d_{out} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} t_2 & \kappa_2 \\ \kappa_2' & -t_2' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} c_{in} \\ d_{in} \end{vmatrix} \qquad (I\text{-}17)$$

Les conditions de propagation dans l'anneau, quant à elles, sont définies par les équations suivantes :

$$c_{in} = b_{out}\alpha_1 e^{i\theta_1} \qquad (I\text{-}18)$$

$$b_{in} = c_{out}\alpha_2 e^{i\theta_2} \qquad (I\text{-}19)$$

où α_1 sont les pertes et $\theta_1 = n_{fibre}\frac{2\pi}{\lambda}L_1$ le déphasage sur le parcours de longueur L_1, et α_2 sont les pertes et $\theta_2 = n_{fibre}\frac{2\pi}{\lambda}L_2$ le déphasage sur le parcours de longueur L_2.

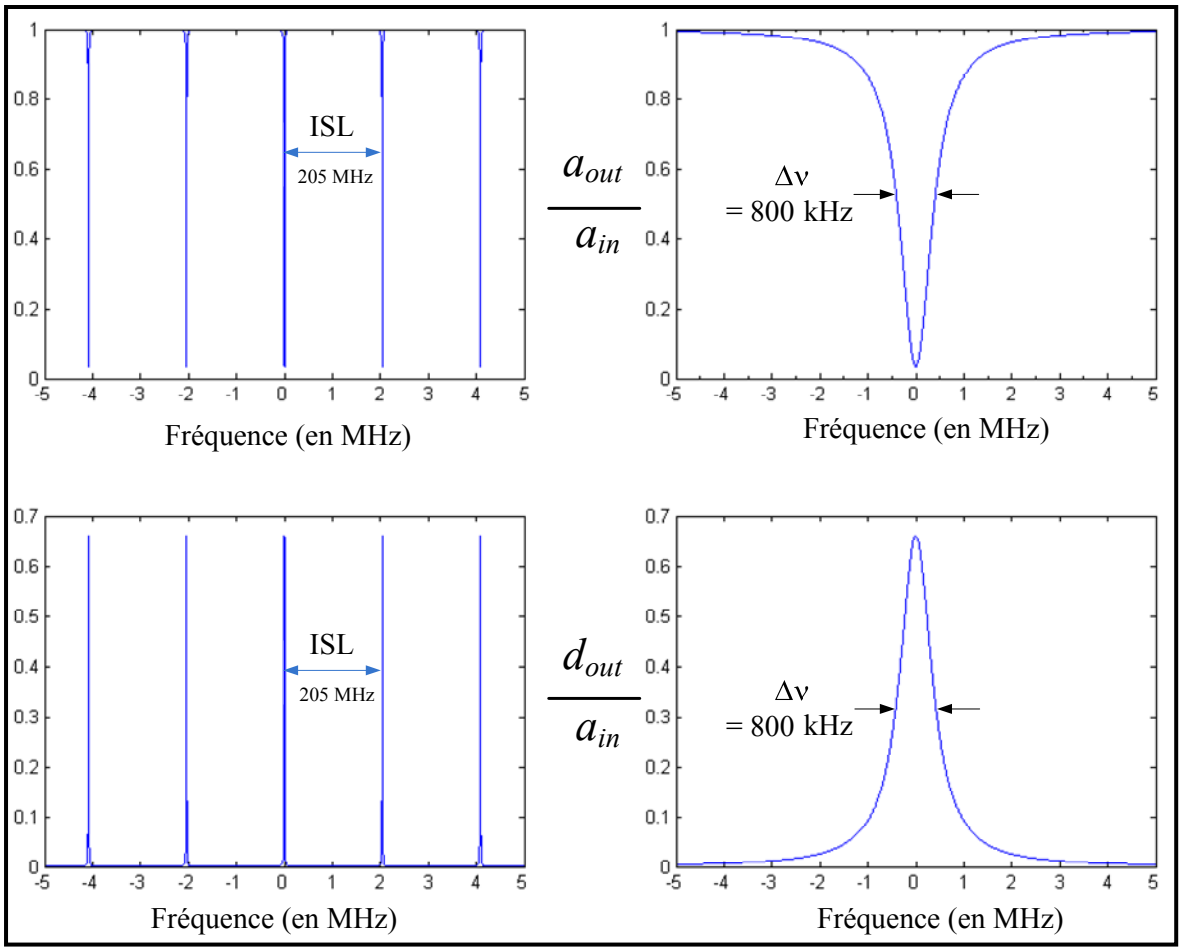


Figure I-11 : Résultats de la simulation sous Matlab d'un anneau fibré de 1m avec des coupleurs 99/1, des pertes pour chaque soudure optique de 0.01dB

A partir des équations *I-16, I-17, I-18, I-19*, nous pouvons donc déterminer et simuler la fonction de transfert du système complet de l'intensité normalisée $T_{1\to2} = \left|\frac{a_{out}}{a_{in}}\right|^2$ et $T_{1\to3} = \left|\frac{d_{out}}{a_{in}}\right|^2$. La figure I-11 représente le résultat de simulation sous Matlab du système test d'une boucle fibrée de 1 m avec des coupleurs 99/1 et avec des pertes pour chaque soudure optique de 0.01 dB. Nous obtenons un facteur de qualité théorique Q de 2.4×10^8 avec un ISL de 205 MHz, l'ISL de l'anneau étant donné par l'équation suivante :

$$ISL = \frac{c}{n_{fibre}L} \qquad (I\text{-}20)$$

Il est intéressant de voir que si nous augmentons la longueur de l'anneau, nous allons augmenter proportionnellement le facteur de qualité théorique Q du résonateur optique, et diminuer son ISL (voir figure I-12).

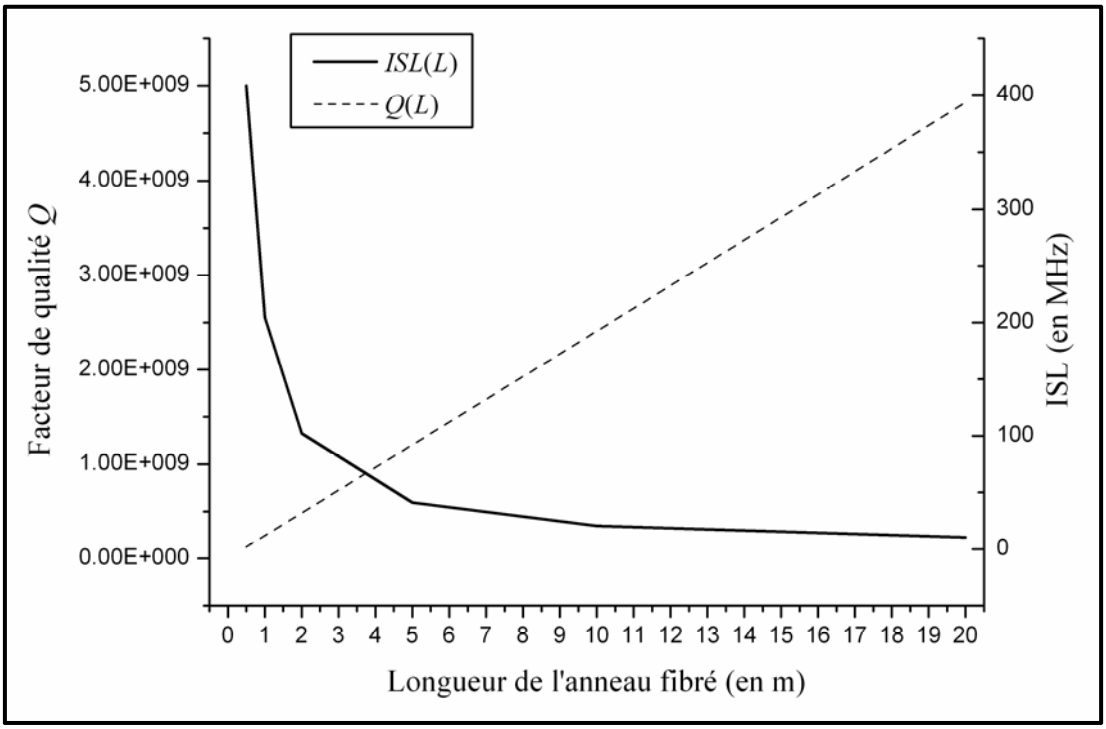


Figure I-12 : Résultats de simulation sous Matlab de Q(L) et de ISL(L)

Avec 20 m de boucle fibrée, on peut s'attendre à obtenir un facteur de qualité Q de l'ordre de 10^9 avec un ISL de 10 MHz. Finalement, ce type de résonateur est d'un grand intérêt pour nos applications. Au-delà de son utilisation comme système de test pour les techniques de verrouillage de fréquence et de filtrage, il peut remplacer le mini-résonateur dans de nombreuses applications où les dimensions ne sont pas une contrainte trop forte. D'ailleurs les dimensions de ce type de résonateur restent modestes par rapport aux lignes à retard, et la

structure planaire du résonateur permet son intégration dans de nombreux systèmes. Nous avons donc réalisé plusieurs anneaux fibrés avec des coupleurs 99/1, de la fibre monomode standard SMF-28, et une longueur totale de 20 m, dans le but d'obtenir un dispositif performant pour notre application oscillateur.

I.9 Conclusion

Nous avons étudié les différentes propriétés optiques des modes de galerie avec une approche géométrique et présenté l'état de l'art des micro- ou mini-résonateurs optiques.

	Microsphère de SiO_2	Minisphère de SiO_2	Minidisque de Quartz	Anneau fibré 1	Anneau fibré 2
Dimension (diamètre ou longueur de fibre)	405 µm	3.3 mm	7.7 mm	1 m	20 m
Pseudo-ISL ou ISL	~161 GHz	~20 GHz	~8 GHz	205 MHz	10 MHz
Ordre de grandeur du facteur de qualité Q espéré	10^9	10^9	10^9	10^8	10^9

Tableau I-3 : Caractéristiques des différents résonateurs étudiés

Nous avons ainsi démontré que ces résonateurs soutiennent un grand nombre de modes de galerie différents caractérisés par 3 indices entiers (ℓ, n, m) qui correspondent à des ordres d'interférences. Chaque mode d'indice $\ell, n,$ ou m successifs est espacé d'un intervalle qui lui est propre. Nous avons donc vu que pour exciter les principaux modes de galerie, ceux ayant le plus haut facteur de qualité Q, il fallait réaliser des cavités aux dimensions millimétriques. Nous disposons alors de plusieurs types de résonateurs de dimensions différentes donnant accès à ces hauts facteurs de qualité, limités par les techniques de réalisation et de conditionnement. Le tableau I-3 énumère ces différentes cavités qui font l'objet de l'étude qui suit.

Chapitre II :

Excitation, intégration et couplage

II.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre I que les modes de galerie correspondent à la propagation guidée par réflexion totale interne de la lumière dans une cavité circulaire ou sphérique constitué d'un milieu diélectrique peu absorbant, possédant des propriétés optiques remarquables telles que de très hauts facteurs de qualité Q. Cependant comment peut-on exciter ces modes de galerie ?

Ce chapitre répond à cette question en décrivant les différentes techniques de couplage, en précisant celles qui seront mises en œuvre pour la caractérisation de nos résonateurs optiques. Il décrit ensuite les possibilités d'intégration de l'ensemble résonateur/couplage.

II.2 Excitation des modes de galerie

II.2.1 Principe d'un couplage efficace

Le couplage efficace d'un faisceau d'excitation à un résonateur optique n'est pas aisé à réaliser, puisqu'il faut adapter mutuellement les champs source et résonant. Il ne suffit pas uniquement d'ajuster la fréquence du faisceau d'excitation à la résonance du mode de galerie, il faut aussi obtenir un accord de phase entre eux. En raison de leur propriété de fort confinement, le couplage le plus efficace pour exciter les modes de galerie d'indice n faible doit se faire par effet tunnel optique. La solution est de générer une onde évanescente qui, en approchant suffisamment le résonateur optique, va permettre le transfert d'une partie de l'énergie aux modes de galerie ou d'extraire une partie de l'énergie contenue dans le résonateur. En effet, les ondes évanescentes sont des ondes non propagatrices, obtenues soit par réflexion totale de la lumière, soit par un fort déconfinement du champ, dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance. Un couplage par un faisceau en espace libre même s'il est focalisé près de la surface d'une cavité ne remplit donc pas cette condition. Il faut alors utiliser d'autres dispositifs présentant un champ évanescent pour exciter les modes de galerie, en respectant la condition de les positionner à une distance $d \leq \lambda$ du résonateur.

Ensuite, différents régimes de couplage peuvent être considérés suivant cette distance d. Il en existe trois (voir figure II-1) :

- Dans le cas où le résonateur est suffisamment loin du champ évanescent pour que les caractéristiques du mode de galerie excité soient peu influencées par sa présence, on se trouve dans le **régime de sous-couplage**. Le facteur de qualité Q est ici limité par

les pertes intrinsèques du résonateur. On a la relation suivante :

$$Q_e > Q_0$$

- A l'opposé, lorsque le résonateur est fortement à proximité du champ évanescent, on se trouve dans le **régime de sur-couplage**. Dans ce cas, le facteur de qualité Q est limité par les pertes par couplage :

$$Q_e < Q_0$$

- Entre ces deux régimes, lorsque les pertes par couplage sont égales aux pertes intracavités, on se trouve dans le **régime du couplage critique** dans lequel est assuré le meilleur couplage avec le résonateur. On obtient la relation suivante :

$$Q = Q_e / 2 = Q_0 / 2$$

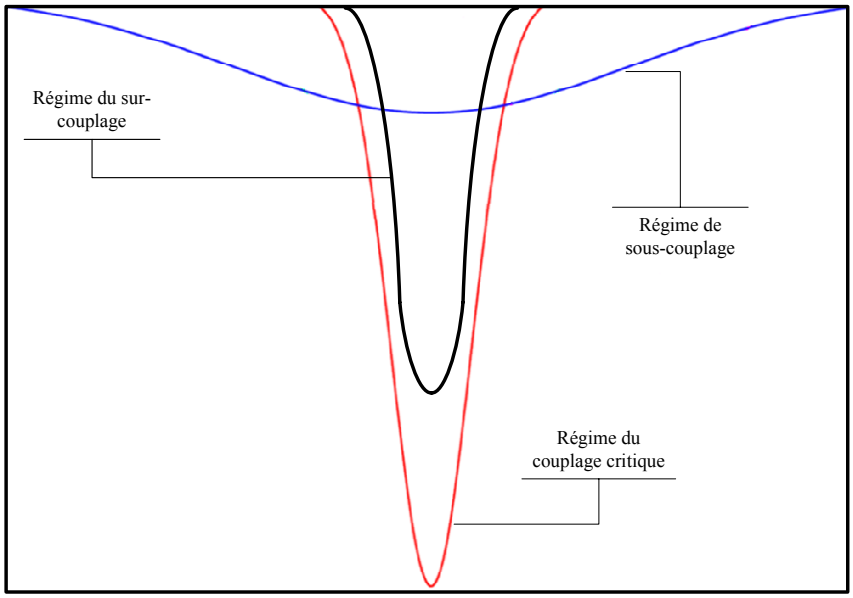


Figure II-1 : Allure de résonances WGM suivant le régime du couplage pour un résonateur couplé à une seule ligne de transmission optique

II.2.2 Historique et performances des différentes techniques de couplage

II.2.2.1 Le prisme

Le couplage par prisme est la technique la plus connue d'injection de lumière. Elle nécessite une mise en œuvre importante et délicate (voir figure II-2). Le prisme doit être constitué d'un matériau d'un indice supérieur à celui du résonateur. Le faisceau lumineux incident est focalisé sur la face du prisme et son angle d'injection nécessite d'être maîtrisé avec précision afin d'obtenir le couplage. Cette méthode possède l'avantage d'être très sélectif quant à

l'excitation des modes. En jouant sur l'angle d'injection, il est possible de favoriser un mode par rapport à un autre. Un taux de couplage de plus de 80 % peut être obtenu (44). Cette technique a été utilisée dans les travaux pionniers de Braginsky *et al* (29) pour des sphères avec des diamètres de 40 à 400 µm. Son inconvénient concerne l'encombrement du système couplage/résonateur et dans l'alignement du faisceau induit par rapport à l'équateur du disque ou de la sphère. Il est néanmoins très facile de trouver dans le commerce des prismes avec les bonnes caractéristiques permettant le couplage sur des résonateurs réalisés avec des matériaux variés.

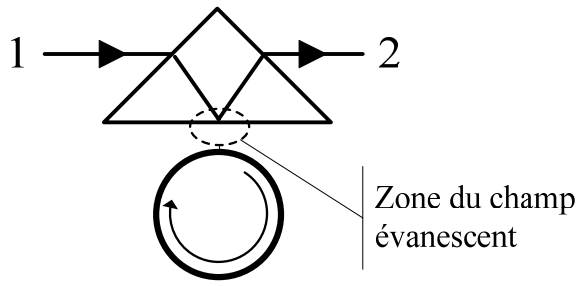


Figure II-2 : Schéma du principe du couplage par prisme

II.2.2.2 La fibre érodée

Cette méthode consiste à noyer une fibre à l'intérieur d'un bloc de verre. La fibre est alors polie jusqu'au cœur. Le cœur étant à nu le mode optique devient accessible, comme indiqué sur la figure II-3. L'inconvénient de cette méthode est cependant la fuite des modes du résonateur à l'intérieur du cladding de la fibre et dans le bloc autour. Les premières expériences utilisant le couplage par fibre érodée ont été réalisées par Dubreuil et al (56). Le taux de couplage obtenu était de l'ordre de 10% avec des sphères de diamètre supérieur à 250 µm.

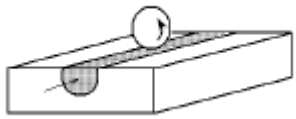


Figure II-3 : Schéma du principe du couplage par fibre érodée (57)

II.2.2.3 La fibre biseautée

La méthode de la fibre biseautée est peu coûteuse à réaliser (voir figure II-4). Elle allie le principe du couplage par prisme avec celui de la fibre érodée. La fibre est polie avec un certain angle jusqu'à atteindre le cœur, réalisant ainsi une réflexion totale à l'interface air/fibre permettant l'injection de la lumière dans le résonateur. En fonction de l'angle du

biseau, il est possible de sélectionner une famille de modes par rapport à une autre. De plus suivant le profil du biseau, il est même possible de récupérer le signal non couplé. Cette technique donne un taux de couplage d'environ 60% (58). L'inconvénient concerne, comme pour le prisme, la difficulté des réglages du système couplage/résonateur.

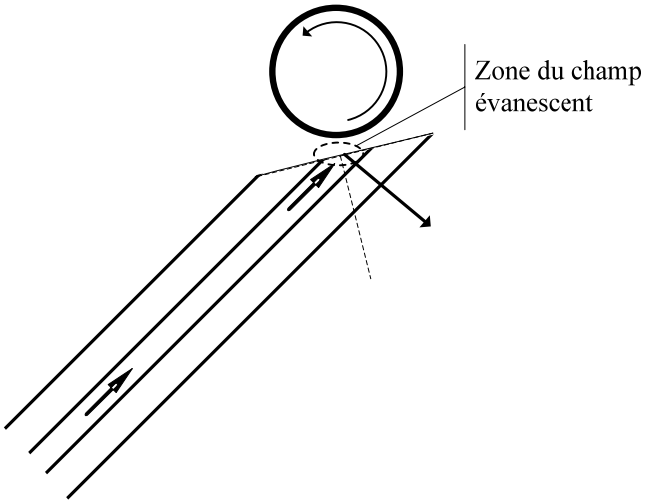


Figure II-4 : Schéma du principe du couplage par fibre biseautée

II.2.2.4 La fibre effilée et la fibre étirée

Le premier couplage avec une fibre de ce type a été effectué par Knight *et al* (59) avec des sphères de 85 µm. Ce couplage est considéré comme la méthode la plus efficace (voir figure II-5). Le taux de couplage peut atteindre 90%. Contrairement aux autres techniques, la génération de l'onde évanescente ne se fait pas en réalisant une réflexion totale à une interface mais grâce à un fort déconfinement du champ. Leurs fabrications est basé sur une fusion étirage d'une fibre optique monomode jusqu'à obtenir un diamètre entre 1 à 3 µm. Le mode initialement guidé dans le cœur de la fibre optique est converti, au cours de sa propagation dans la partie effilée ou étirée, en mode de gaine. Il y a alors un fort déconfinement du champ permettant le couplage aux modes de galerie. Les principaux inconvénients de ce type de fibres sont, d'une part, que le couplage n'est pas du tout sélectif et, d'autre part, qu'elles sont sensibles aux vibrations.

La fabrication de ces fibres peut être peu couteuse. Elles peuvent être obtenues grâce à une soudeuse à fibre optique. Cette dernière permet de chauffer localement la fibre tout en étirant chaque extrémité. Pour obtenir une fibre effilée plutôt qu'une fibre étirée, il faut poursuivre l'étirage jusqu'à la rupture. On peut obtenir par cette méthode de fabrication des fibres de diamètre de l'ordre du µm sur une centaine de µm de longueur. L'inconvénient est qu'il n'est

alors possible que de coupler avec de telles fibres des résonateurs optiques de dimension micrométrique. D'autres techniques de fabrication peuvent alors être mise en œuvre, demandant cette fois un coût et des moyens d'ingénierie permettant l'obtention de fibre étirée sur des longueurs millimétriques. De telles dimensions rendent d'autant plus l'utilisation de cette méthode de couplage sujette aux vibrations.

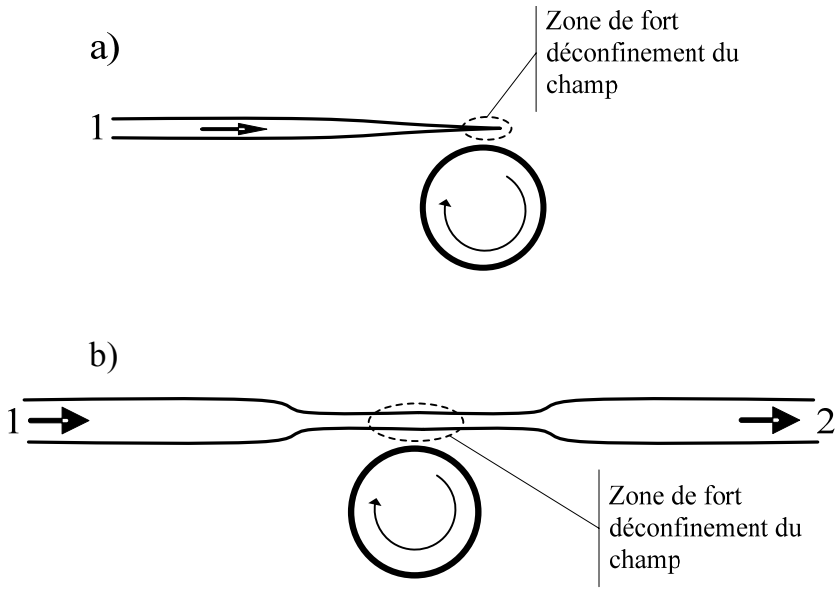


Figure II-5 : a) Schéma du principe du couplage par fibre effilée.
b) Schéma du principe du couplage par fibre étirée

II.2.3 Nos choix et nos réalisation

En vue de l'intégration du système couplage/résonateur, nos choix se sont orientés vers des solutions de couplage fiables, reproductibles, non sensibles aux vibrations et avec une mise en place et un encombrement non contraignant. Un autre paramètre pris en compte était aussi les difficultés de réalisation et leurs coûts.

II.2.3.1 Nos fibres effilées

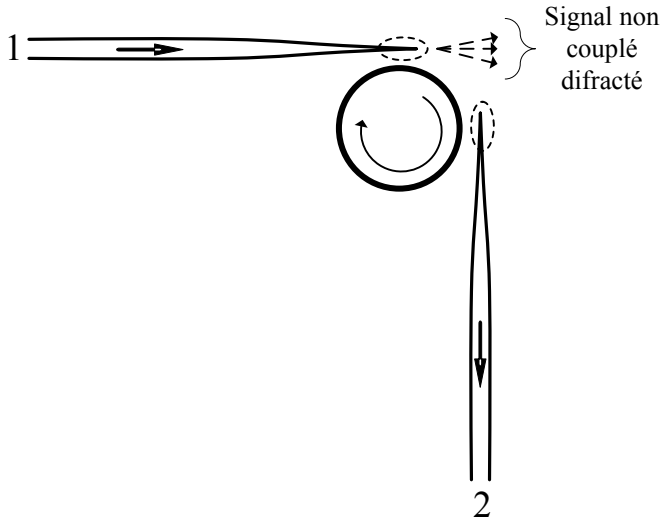
Notre première méthode de couplage utilisait des fibres effilées. Ces fibres possédant l'avantage d'une fabrication simple, peu couteuse et reproductible, étaient bien adaptées pour l'excitation des modes de galerie de nos premiers résonateurs optiques étudiés : les microsphères de SiO_2.

Elles ont été réalisées grâce à une soudeuse à fibre optique par l'ENSSAT-FOTON. La durée et l'intensité du chauffage local par un arc électrique ainsi que le sens et la distance de l'étirage jusqu'à la rupture étant entièrement paramétrable, ont permis d'obtenir des fibres effilées de diamètre de 1.5 à 2 µm sur 100 µm de longueur (voir figure II-6).

Figure II-6 : Photo d'une fibre effilée réalisée à l'ENSSAT-FOTON avec une soudeuse optique

Si l'on veut récupérer le signal qui a traversé le résonateur optique, ces fibres doivent être utilisées par paires :

- Une fibre effilée d'injection du signal
- Une fibre effilée de récupération du signal utile



FigureII-7 : Schéma du couplage avec 2 fibres effilées. La fibre 1 permet l'injection du signal qui est diffracté à son extrémité. La fibre 2 permet de récupérer le signal qui a traversé la microsphère.

Comme le montre la figure II-7, le signal non couplé est diffracté à l'extrémité de la fibre effilée créant un signal parasite pouvant masquer le signal utile. C'est pourquoi, cette méthode de couplage a été très rapidement remplacée par la fibre étirée, moins sensible aux vibrations et permettant de guider le signal non couplé loin du résonateur.

II.2.3.2 Nos fibres étirées

Nos premières fibres étirées ont été réalisées avec une soudeuse à fibre optique par l'ENSSAT-FOTON. La figure II-8 présente un exemple de ces réalisations. Nous obtenons par cette méthode des fibres étirées de 3 à 4 µm de diamètre sur 100 µm de longueur avec des pertes d'insertion de 5 à 10 dB à 1550 nm. Ces pertes d'insertion ne sont pas dues à la méthode de fabrication mais au report de la fibre étirée après fusion étirage sur un support.

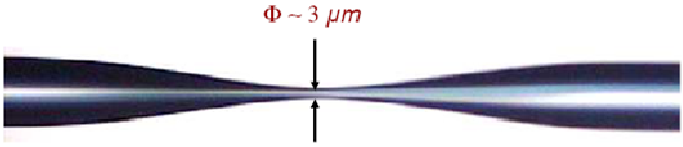


Figure II-8 : Photo d'une fibre étirée réalisée par fusion-étirage à l'aide d'une soudeuse optique par l'ENSSAT-FOTON

Ces fibres ne permettant que d'exciter les modes de galerie d'une microsphère, d'autres études ont donc été menées par la société LASEO en collaboration avec l'ENSSAT-FOTON pour obtenir des fibres étirées sur des longueurs millimétriques avec de très faibles pertes d'insertion.

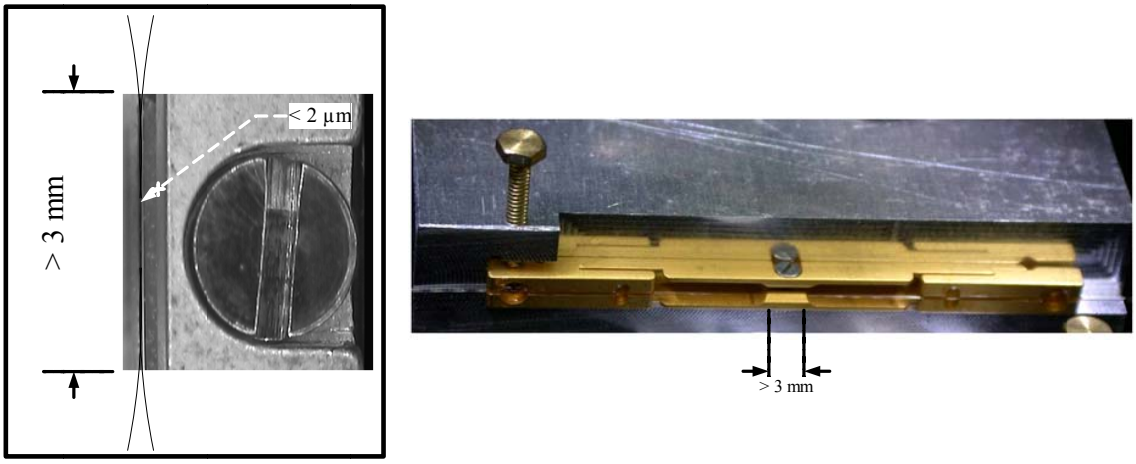


Figure II-9 : A gauche, photo d'une fibre étirée sur plusieurs millimètres avec un waist inférieur au micromètre. A droite, photo du support mécanique compensé en dilatation

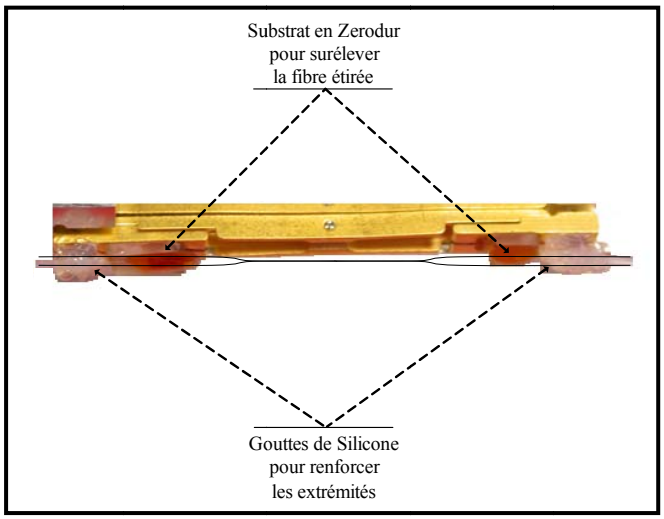


Figure II-10 : Photo du support surélevé pour le couplage des minisphères

Elles ont aboutit à la réalisation de fibres étirées avec un diamètre pour la zone de couplage inférieur à 2 µm sur une longueur de 2 à 4 mm présentant des pertes d'insertion < 3dB à

1550 nm. Ces faibles pertes d'insertion sont obtenues grâce à une pièce mécanique sur laquelle repose la fibre étirée compensée en dilatation (voir figure II-9).

D'autres supports de fibres étirées ont été réalisés pour permettre un couplage avec nos mini-résonateurs les plus volumineux, les minisphères, en les surélevant par rapport à la pièce mécanique (voir figure II-10).

A l'aide d'une source blanche autour de 1550 nm, nous avons vérifié la bande passante des fibres étirées qui peuvent exercer un rôle de filtrage en longueur d'onde. La figure II-11 montre le résultat de 1540 nm à 1565 nm.

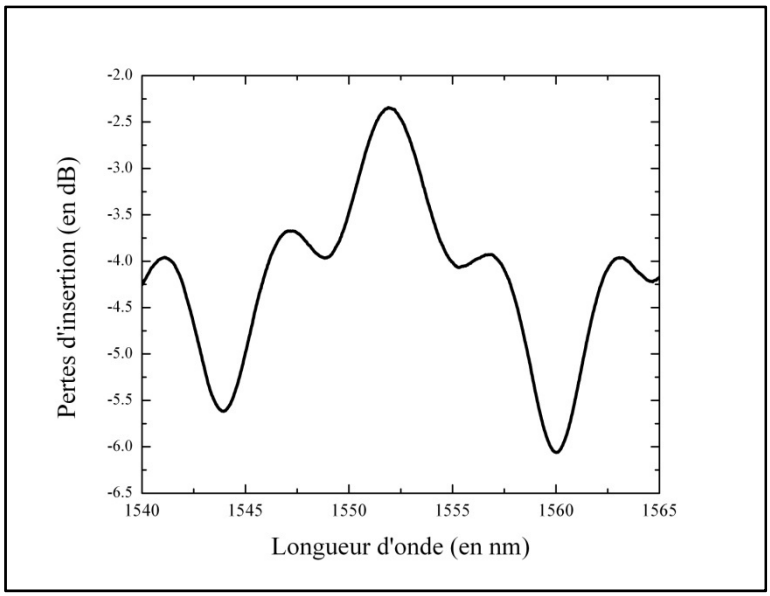


Figure II-11 : Pertes d'insertion d'une fibre étirée de 1540 nm à 1565 nm

Nous observons bien des variations des pertes d'insertions en fonction de la longueur d'onde mais celles-ci restent négligeables autour de 1550 nm.

II.2.3.3 Nos Fibres biseautées

II.2.3.3.1 Calcul théorique de l'angle du biseau

La solution d'une approche de couplage plus robuste aux vibrations est l'utilisation de fibres biseautées (voir figure II-12). Même si elles demandent des réglages plus fins pour l'obtention d'un couplage optimal, elles permettent de sélectionner des modes de galerie qui seront couplés avec nos résonateurs optiques.

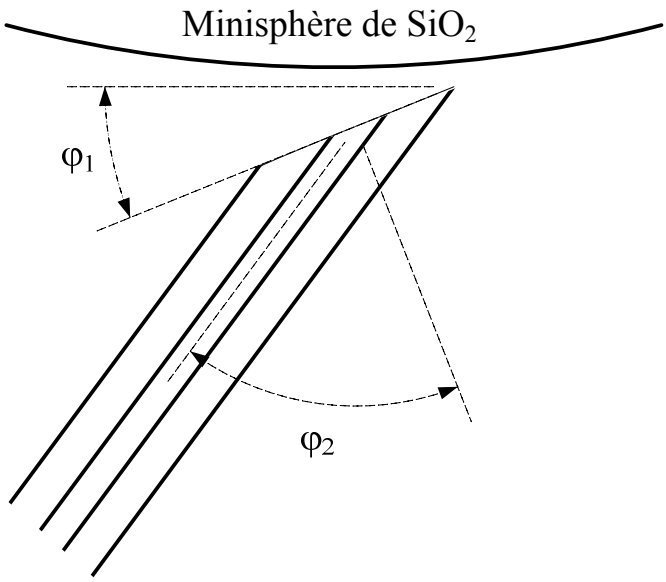


Figure II-12 : Schéma d'une fibre biseautée polie avec un angle φ_1. φ_2 étant son complémentaire

Cette sélectivité dépend de la valeur de l'angle du biseau φ_1 qui est lié à la fréquence de résonance des modes de galerie, $\nu_{\ell,n}^{TE,TM}$, par les relations suivantes (58) :

$$\nu_{\ell,n}^{TE,TM} = \frac{c\ell}{2\pi \cdot r \cdot n_{effectif_{\ell,n}}^{TE,TM}} \qquad \textit{(II-1)}$$

où r est le rayon du résonateur optique, c la vitesse de la lumière

$$\varphi_1 = 90 - \varphi_2 \qquad \textit{(II-2)}$$

$$\varphi_2 = \sin^{-1}\left(\frac{n_{effectif_{\ell,n}}^{TE,TM}}{n_{effectif\ fibre\ biseautée}}\right) \qquad \textit{(II-3)}$$

Chaque mode de galerie ayant une fréquence de résonance propre (ou un indice effectif différent, $n_{effectif_{\ell,n}}^{TE,TM}$), un angle de biseau donné permettra le couplage de ce mode et le filtrage des autres. L'étude de ces fibres biseautées a été envisagée pour le couplage avec nos minisphères de SiO_2[2], le but étant d'exciter seulement les modes TE/TM($\ell, n = 1$) et de filtrer les modes TE/TM ($\ell, n = 2$) , TE/TM ($\ell, n = 3$) …etc. Un programme sous Matlab a donc été effectué pour calculer les valeurs des indices effectifs des modes n en fonction des dimensions de la sphère. La figure II-13 montre les résultats de cette modélisation.

[2] *L'indice n_{quartz} du Quartz est supérieur à l'indice $n_{effectif\ fibre\ biseautée}$ de la fibre monomode standard (voir note de bas de page chapitre I). Le minidisque de Quartz ne peut donc pas être couplé avec ce type de fibres biseautées.*

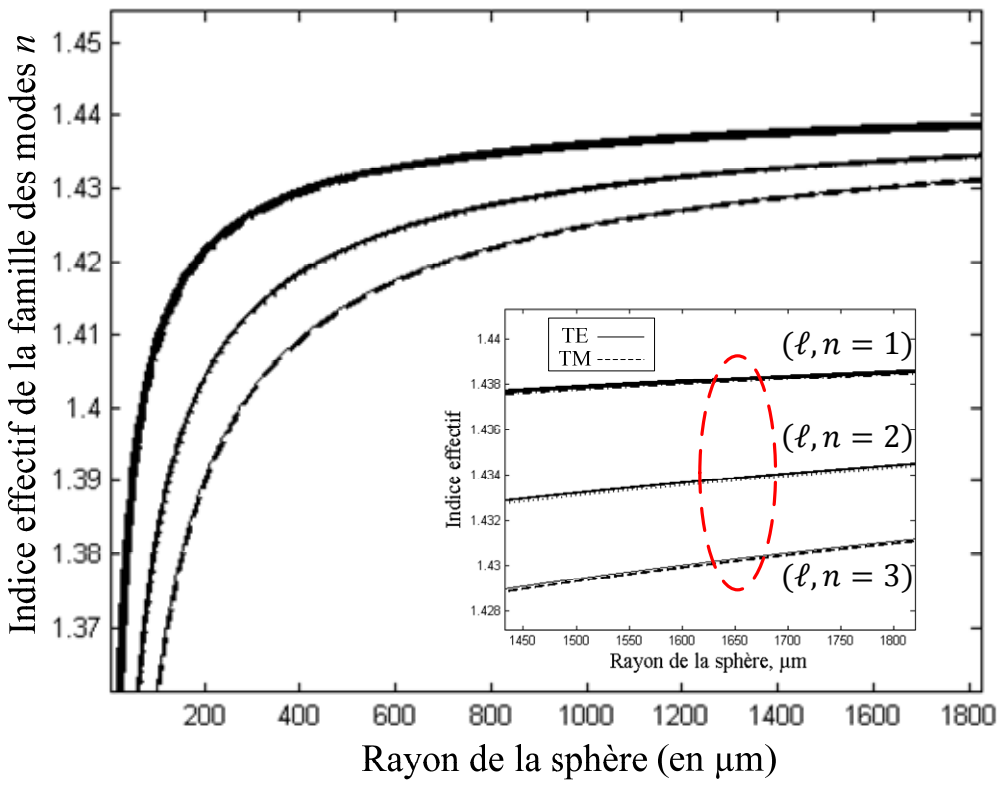


Figure II-13 : Modélisation sous Matlab pour le calcul des différents indices effectifs de la famille des modes n

Ensuite à partir des équations *II-1* et *II-2 II-3*, nous pouvons en déduire l'angle du biseau théorique le mieux adapté pour effectuer le couplage avec une sphère de 3.3 mm. Le tableau ci-dessous donne les valeurs des angles à réaliser pour exciter séparément les modes $(\ell, n = 1)$, $(\ell, n = 1)$, $(\ell, n = 2)$, $(\ell, n = 3)$, suivant la polarisation TE ou TM.

	Mode $(\ell, n = 1)$	**Mode $(\ell, n = 2)$**	**Mode $(\ell, n = 3)$**
Angle pour la polarisation TE	11.59°	12.41°	13.04°
Angle pour la polarisation TM	11.61°	12.43°	13.06°

Tableau II-1 : Valeurs théoriques de l'angle du biseau pour exciter la famille des modes n suivant leur polarisation TE,TM

Ainsi, théoriquement nous allons pouvoir exciter seulement le mode $(\ell, n = 1, \mathrm{TE})$ et le $(\ell, n = 1, \mathrm{TM})$ avec un angle du biseau de 12° ± 0.3°. Néanmoins, nous voyons clairement qu'il n'est pas possible d'exciter séparément une famille de modes liée à un seul état de polarisation.

II.2.3.3.2 Nos réalisations

Les premiers essais ont été réalisés au LAAS-CNRS avec un kit de polissage vendu dans le commerce pour la confection de connecteurs FC-APC. Les fibres utilisées étaient des fibres monomode standard fixées sur un support selon un angle donné. La figure II-14 représente une fibre biseautée ainsi réalisée de 13°.

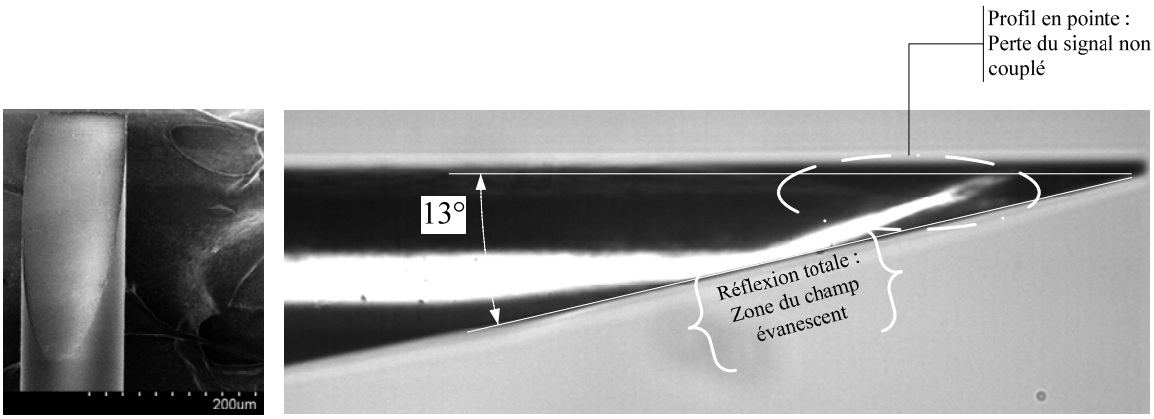


Figure II-14 : A gauche, photo prise au MEB d'une fibre biseautée réalisée eu LAAS-CNRS. A droite, photo du biseau de 13° avec un profil en pointe

Le couplage avec ces fibres biseautées, fabriquées au LAAS, de part et d'autre d'une sphère de 3,3 mm de diamètre n'a pas conduit à des résultats exploitables. Cela pouvait provenir :

- Soit du profil du biseau :

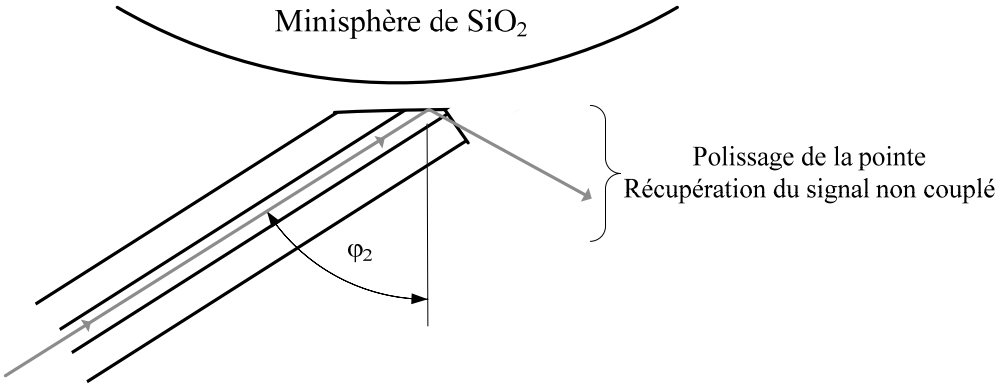


Figure II-15 : Schéma du profil d'une fibre biseautée avec un polissage de la pointe afin de récupérer le signal non couplé

N'ayant pas de retour direct du signal couplé à la sphère, contrairement au cas du taper (voir Figure II-14), il est très difficile de savoir si le couplage est réalisé ou non. Pour obtenir une

information sur le couplage, il faut modifier le profil tel qu'il est représenté sur la figure II-15. Pour réaliser ce type profil nous avons fait appel à un industriel (IDIL). Nous avons commandé une dizaine de ces nouvelles fibres biseautées avec un angle de 12° ± 0.3°.

- Soit de l'état du polissage du biseau :

Si cet état n'est pas de qualité optique, il y a des problèmes de diffraction du signal parasitant le couplage. Avec un échantillon qui nous a été fourni par IDIL, nous avons donc réalisé l'observation de l'état de surface au microscope électronique à balayage (MEB) et nous l'avons comparé avec l'une de nos réalisations.

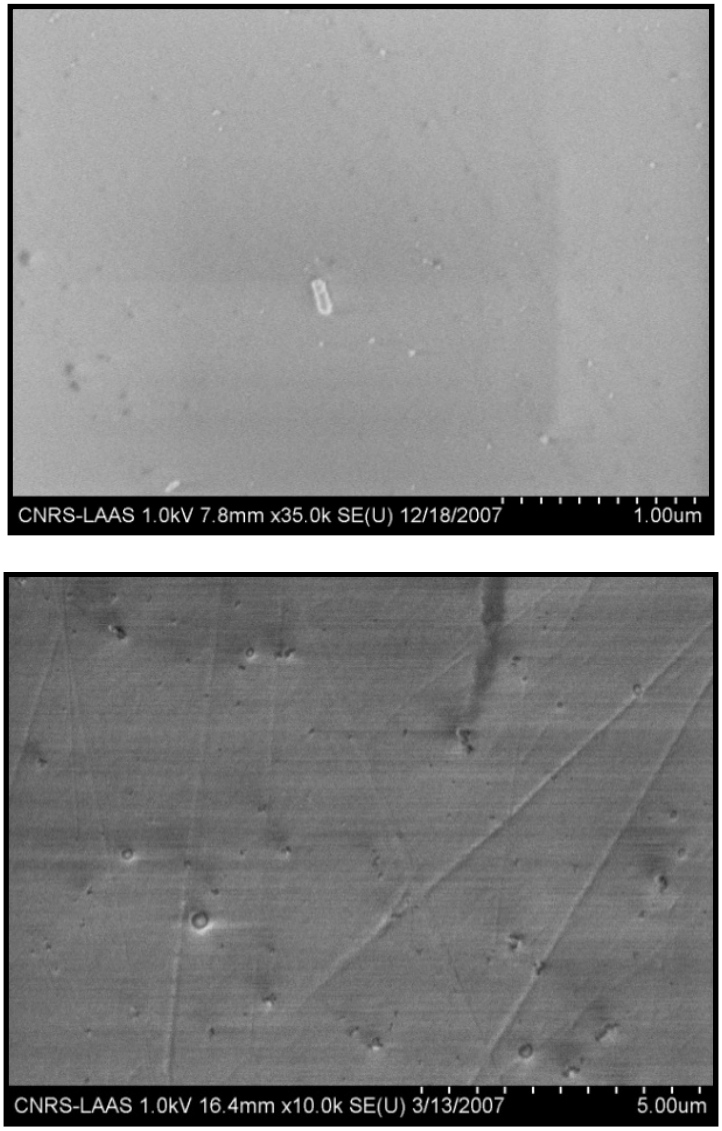


Figure II-16 : En Haut, état de surface de l'échantillon réalisé par IDIL. En bas, état de surface d'une fibre biseautée réalisé au LAAS-CNRS.

La figure II-16 montre clairement que la qualité optique du polissage est largement supérieure à celle que nous avions réalisée.

Les performances des différentes techniques de couplage citées dans cette partie sont résumées dans le tableau ci-dessous, nos choix de couplage figurant en gras.

	PRISME (Réf. 54 & 29)	FIBRE ERODEE (Réf. 55)	**FIBRE BISEAUTEE (Réf. 56)**	**FIBRE EFFILEE (Réf. 57)**	**FIBRE ETIREE (Réf. 57)**
MISE EN PLACE	☹☹	😐	😐	☺	☺
TAUX DE COUPLAGE	☺	☹	😐	☺	☺☺
SENSIBILITE AUX VIBRATIONS	😐	😐	😐	☹☹	☹
ENCOMBREMENT DU SYSTEME COUPLAGE/RESONATEUR	☹☹	😐	☺☺	☺☺	☺☺
REGLAGES DU COUPLAGE	☹	😐	☹	☺	☺
SELECTIVITE DES MODES WGM	☺☺	😐	☺☺	☹☹	☹
RECUPERATION DU SIGNAL NON COUPLE	☺	☺	☺	☹☹	☺☺
FABRICATION/COUT	☺	😐	😐	☺☺ (dimension µm)	☹☹ (dimension mm)

Tableau II-2 : Comparaison des performances des différentes techniques de couplage

II.3 Intégration

II.3.1 Assemblage mécanique

Pour l'instant, l'approche mécanique est le seul micro-assemblage garantissant le maintien du coefficient de qualité du résonateur. En effet, nous n'avons pas trouvé à ce jour de technique de report sur silicium des résonateurs monocristallins ou des mini-sphères de silice permettant la réalisation d'un couplage intégré, compte tenu des précisions de réalisation des résonateurs et surtout, de leurs dimensions. Toutes les techniques envisagées, basées sur des approches de type micro-usinage et V-grove, nécessitaient un réglage final de type piézoélectrique (très difficile à intégrer). Par ailleurs, la précision d'assemblage n'était pas meilleure que pour une réalisation micro-mécanique, compte tenu des outils disponibles aujourd'hui au LAAS-CNRS pour l'usinage mécanique de pièces de dimensions réduites.

Nous nous sommes donc orientés pour la réalisation de systèmes compacts à partir de cas résonateurs à fort Q vers un assemblage mécanique. Cet assemblage est basé sur la précision mécanique des découpes qui sont de l'ordre de 3 µm sur 250 mm et sur le collage des pièces mécaniques avec le moins de retrait possible. Les fibres de couplage seront approchées du

résonateur sur une table optique, avec des contrôles piézoélectriques, puis collées dans un canal lorsque le couplage aura été réalisé. Un système d'évacuation de la colle a été prévu, afin de n'intercaler entre la fibre et le support que le minimum de colle nécessaire. Une colle spéciale à faible retrait a été sélectionnée. Malgré toutes ces précautions, nous avons choisi de conserver un réglage final par platine piezoélectrique de petites dimensions, au moins dans une des directions de l'espace.

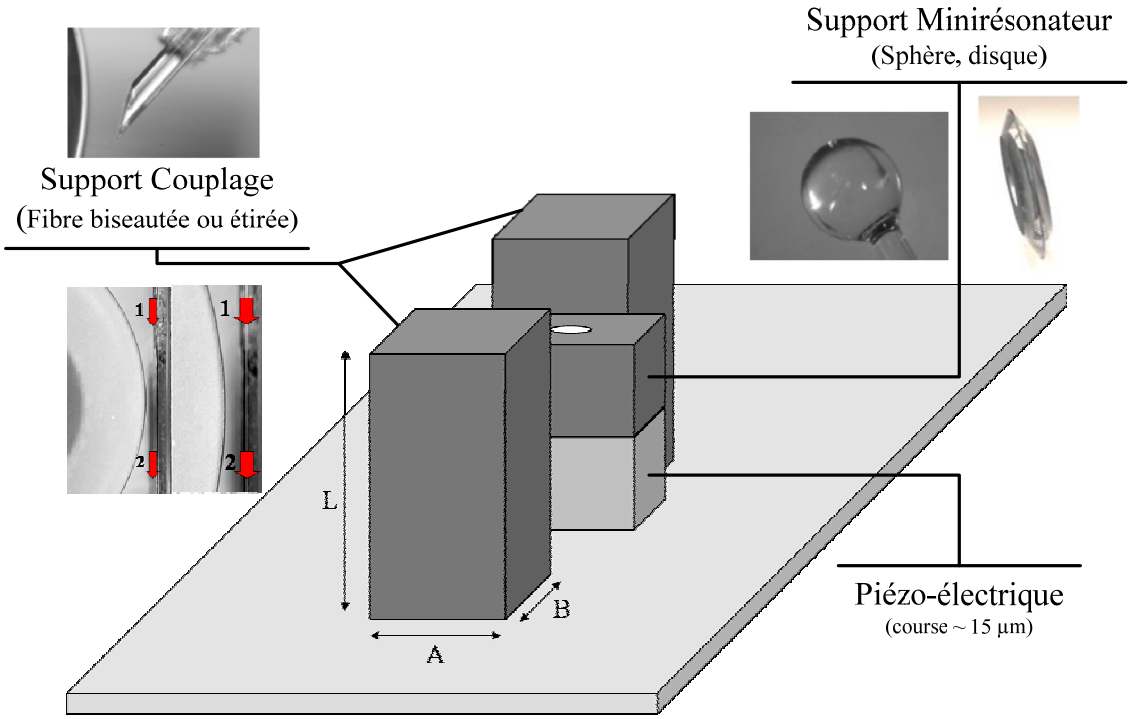


Figure II-17 : Schéma du montage mécanique du système couplage/résonateur

Un schéma du montage mécanique est représenté sur la figure II-17.

II.3.2 Assemblage microélectronique

Une approche alternative a été étudiée avec les technologues de la salle blanche du LAAS. Cette approche fait appel à des matériaux que l'on peut mettre en forme à basse température, pour réaliser les géométries nécessaires aux modes de galerie optiques. Cette approche est potentiellement intégrable avec les techniques de la microélectronique et elle est de plus réalisable avec des technologies de fabrication collective. Elle est basée sur l'utilisation des polymères pour réaliser de manière simultanée sur un même substrat des guides optiques et le résonateur de dimension millimétrique. La forme arrondie des bords du résonateur sera obtenue par dépôt de goutte. Néanmoins, nous ne savons pas aujourd'hui si les coefficients de qualité pouvant être obtenus seront suffisants pour notre application. Il est même probable que

ce ne sera pas le cas pour les sources à très haute pureté spectrale. Les polymères tels que le polystyrène, le polycarbonate, et la SU-8 ne présentent pas les mêmes propriétés optiques à 1550 nm que la silice. C'est pourquoi nous laissons la priorité au jour d'aujourd'hui à l'approche micro-mécanique. Cependant, l'utilisation des technologies planaires avec des micro-résonateurs (60), (61), (28), (62) permet d'envisager d'autres domaines applicatifs, comme le filtrage (63), (64), (65) ou les capteurs biologiques (66), (67) (voir tableau II-3).

Réf	Année	Matériau	Résonateur	Diamètre (µm)	*Q*
(61)	2007	Polymère	Disque	110	10^6
(28)	2002	Silice	Tore	120	10^8
(62)	2008	Nd:BK7	Sphère	200	10^4
(63)	1992	Silice	Anneau	3000	10^4
(64)	1997	GaAs	Disque	10.5	8500
(65)	2006	PMMA	Disque	60	10^4
(66)	2006	Polystyrène	Anneau	60	20000
(67)	2007	Silice	Sphère	340	10^5

Tableau II-3 : Etat de l'art de l'intégration des micro-résonateurs optiques

II.4 Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié les différentes techniques de couplage permettant le couplage des modes de galerie de micro- ou mini-résonateurs optiques. Chacune d'entre elles possèdent leurs avantages et leurs inconvénients. Nos choix de couplage se sont orientés vers des solutions reproductibles, peu encombrantes en vue d'une intégration avec un assemblage micro-mécanique, c'est-à-dire une méthode de couplage avec des fibres étirées et/ou des fibres biseautées.

Chapitre III :
Caractérisation des micro- et mini-résonateurs optiques

III.1 Introduction

Après avoir présenté les différents résonateurs et les approches choisies pour le couplage de ces résonateurs, ce chapitre décrit les différentes techniques de caractérisation optique de ces résonateurs. Le but recherché est de mettre au point un protocole de mesure de leur facteur de qualité, Q.

Tout au long de cette étude, le banc de test et les techniques de caractérisation mises en place ont évolué en prenant en compte les problèmes expérimentaux du dispositif couplage/résonateur.

III.2 Bancs de test des résonateurs optiques

III.2.1 Premier banc de test

Le montage expérimental destiné à mesurer le facteur de qualité, Q, des résonateurs optiques doit permettre d'obtenir des réglages sub-micrométriques pour le couplage.

Nous utilisons une station sous-pointe reconfigurée, placée sur une table anti-vibration et sous une cloche de plexiglas pour éviter le dépôt de poussières sur le résonateurs sous test. Plusieurs pièces mécaniques ont alors été réalisées au LAAS-CNRS pour mettre en place le banc expérimental. Ce banc de test est basé sur le principe suivant : le résonateur est maintenu sur un bras fixe ; les deux bras de la station sous pointe disposant de déplacements micrométriques de 50 mm sur chaque axe (X, Y, et Z) sont utilisés pour approcher le dispositif de couplage à moins d'un micron du résonateur.

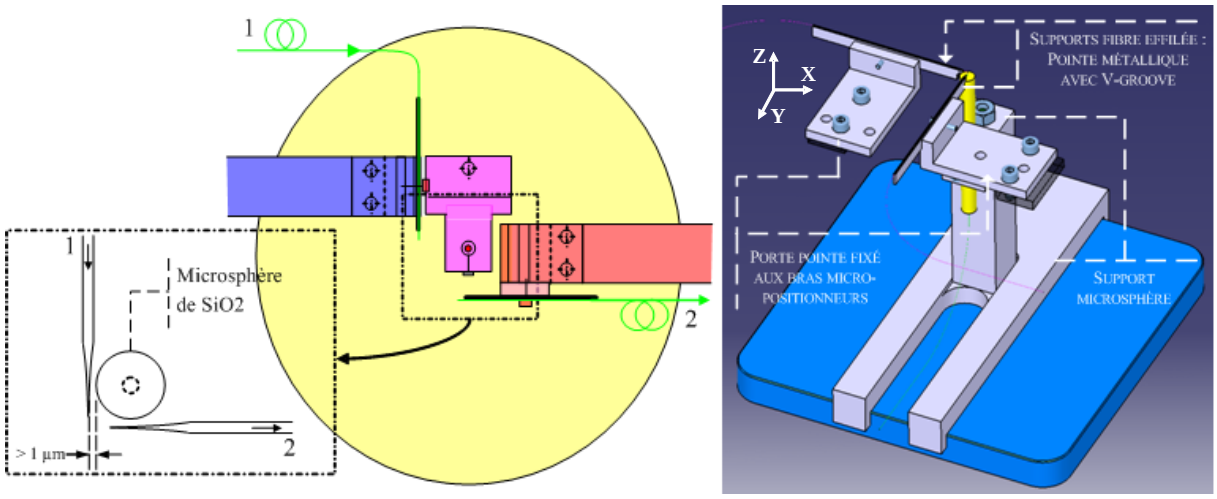


Figure III-1 : Schéma du banc expérimental mis en place pour le couplage des microsphères

La figure III-1 représente le schéma du premier banc de test effectuant le couplage par fibres effilées avec une microsphère.

Des petits éléments de positionnement piézoélectriques avec une course de 10 µm ont été ajoutés dans les trois directions de l'espace, permettant ainsi d'obtenir des déplacements sub-micrométriques commandés par leurs contrôleurs de tension de 0 à 100 V. De plus, une binoculaire combinée à une caméra et un écran, nous aide à visualiser le couplage avec le résonateur. La figure III-2 représente le montage expérimental dans son ensemble.

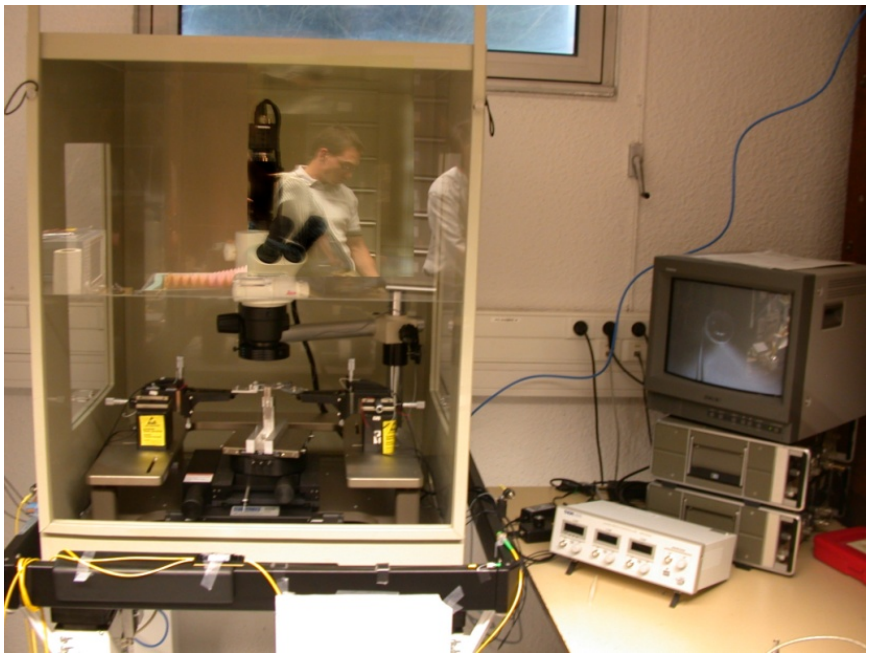


Figure III-2 : Banc de caractérisation des micro-résonateurs optiques. Il est composé de deux bras sub-micrométriques à contrôle piézoélectrique, d'une cage en plexiglas pour éviter le dépôt de poussières et d'un système de visualisation.

D'autres pièces mécaniques ont été réalisées pour permettre le couplage avec les fibres étirées et les fibres biseautées décrites dans le chapitre II.

III.2.2 Evolution et amélioration du banc de test

Nous avons observé que nos éléments piézoélectriques présentaient une dérive dans leur déplacement après un changement de position en fonction du temps. Pour nos applications où la position absolue est primordiale, cette dérive est un handicap pour obtenir un couplage optimal. Nous avons donc opté pour un autre système de nano-positionnement plus précis, utilisant une compensation électronique de la non-linéarité du déplacement piezoélectronique grâce à une jauge de contrainte. Ce système est une platine de translation XYZ avec une course de 100 µm sous 0 à 100 V sur chaque axe, avec une résolution de 2 nm. Nous avons

adapté le montage expérimental à ce nouveau dispositif. La figure III-3 représente les différentes pièces mécaniques qui ont été réalisées, la figure III-4 quant à elle, représente le dispositif final couplage/résonateur dans son ensemble.

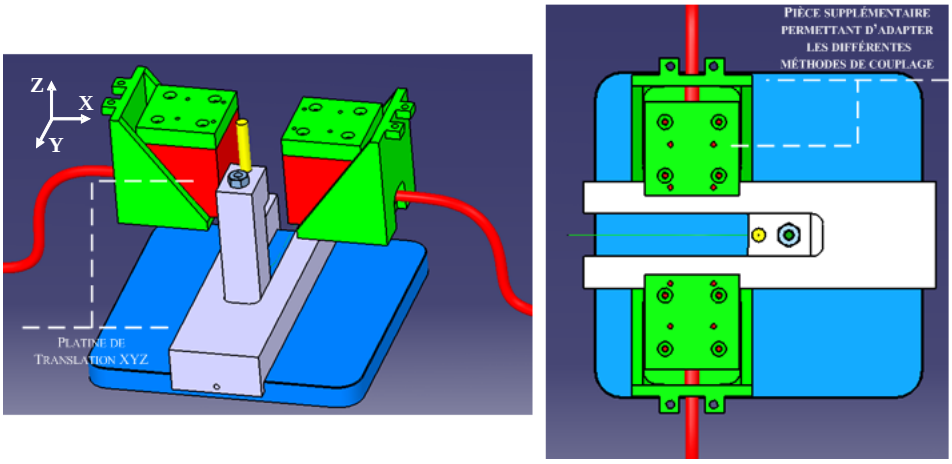


Figure III-3 : Schéma du nouveau dispositif piézoélectrique permettant le couplage des résonateurs optiques

En définitive, nous avons largement augmenté la fiabilité et la précision des couplages, quelle que soit la méthode utilisée (fibre étirée, fibre biseautée …).

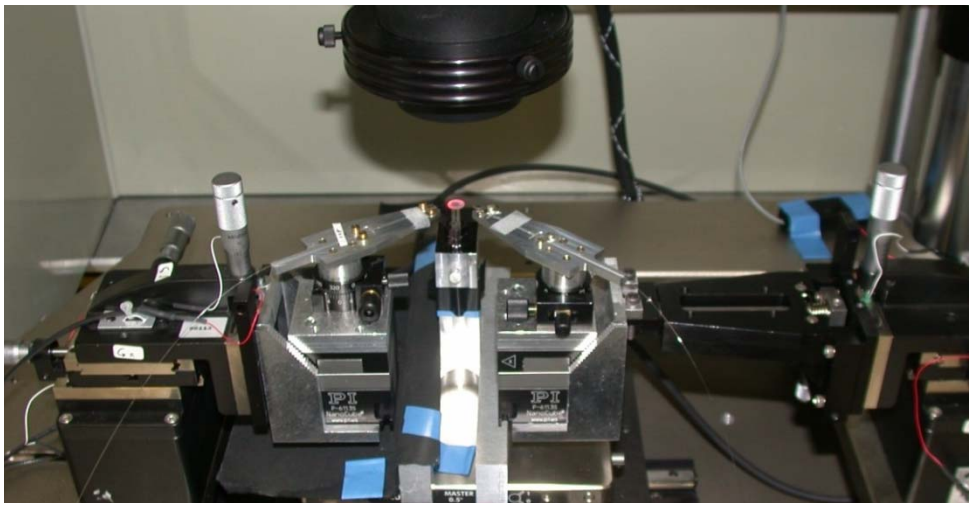


Figure III-4 : Photo du banc expérimental final autorisant un couplage des mini-résonateurs optiques avec une résolution de 2 nm.

III.3 Caractérisation optique des micro-résonateurs

III.3.1 Couplage dans le visible

La caméra combinée à la binoculaire de notre montage expérimental fonctionne dans le

visible. Pour faciliter la visualisation du couplage, il est possible d'effectuer un préréglage à l'aide d'un laser rouge fibré à 635 nm. Comme la distance du couplage dépend de la longueur d'onde du faisceau incident, il faut l'augmenter à l'aide des platines piézoélectriques pour obtenir un couplage dans l'infrarouge autour de 1550 nm. La figure III-5 montre le pré-couplage dans le rouge d'une microsphère à l'aide de fibres effilées.

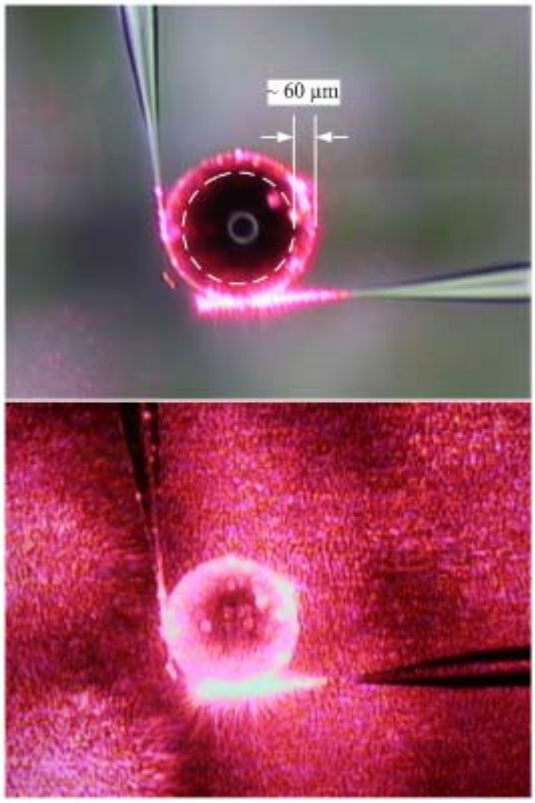


Figure III-5 : Visualisation du couplage des modes de galerie d'une microsphère de 405 µm de diamètre dans le rouge avec des fibres effilées. On peut observer l'extension radiale des modes résonants d'environ 60 µm.

D'une part, nous observons la propagation des modes de galerie confinés entre la paroi externe de la microsphère et la caustique interne. D'après la théorie de l'approche géométrique, l'extension radiale des modes résonants n'excède pas $r(1 - 1/n_s)$. Pour nos microsphères, nous avons une extension radiale de l'ordre de 60 µm. D'autre part, nous observons de nombreuses poussières qui se sont déposées sur la surface de la microsphère. Au cours de ces premiers tests de couplage, aucune protection n'a été utilisée. Comme cela est décrit dans le chapitre II, ces poussières, se couplent avec le signal incident diffracté à l'extrémité de la fibre effilée et engendrent un signal parasite pouvant masquer complètement le signal traversant le résonateur. De cette observation résulte notre choix d'utiliser pour la suite les fibres effilées uniquement pour l'extraction du signal ; l'excitation des modes du résonateur étant effectuée par une fibre étirée qui présente l'avantage de guider le signal non

couplé loin du résonateur. Par ailleurs, tous les autres tests et mesures ont été effectués sous la cloche en plexiglas. La figure III-6 montre le dispositif fibre étirée/effilée, avec un encart illustrant le pré-couplage avec le laser rouge.

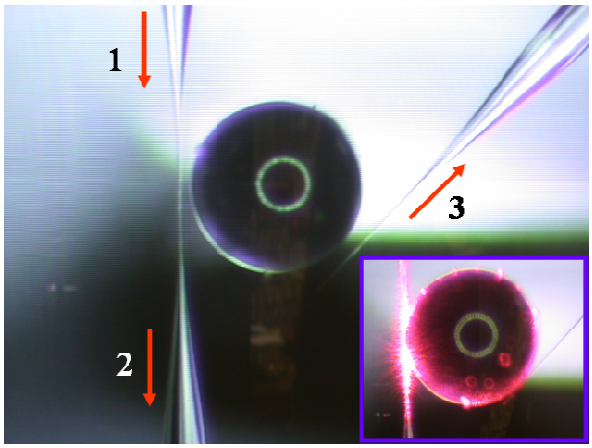


Figure III-6 : Dispositif expérimental du couplage d'une microsphère : la fibre étirée permet l'injection du signal laser, la fibre effilée son extraction. En encart, visualisation du couplage dans le visible.

III.3.2 Caractérisation avec une source blanche

Le couplage réalisé, la première mesure effectuée sur le banc expérimental est la caractérisation optique d'une microsphère de SIO_2 de 405 µm de diamètre à l'aide d'une source blanche centrée sur 1550 nm. La figure III-7 représente le montage expérimental.

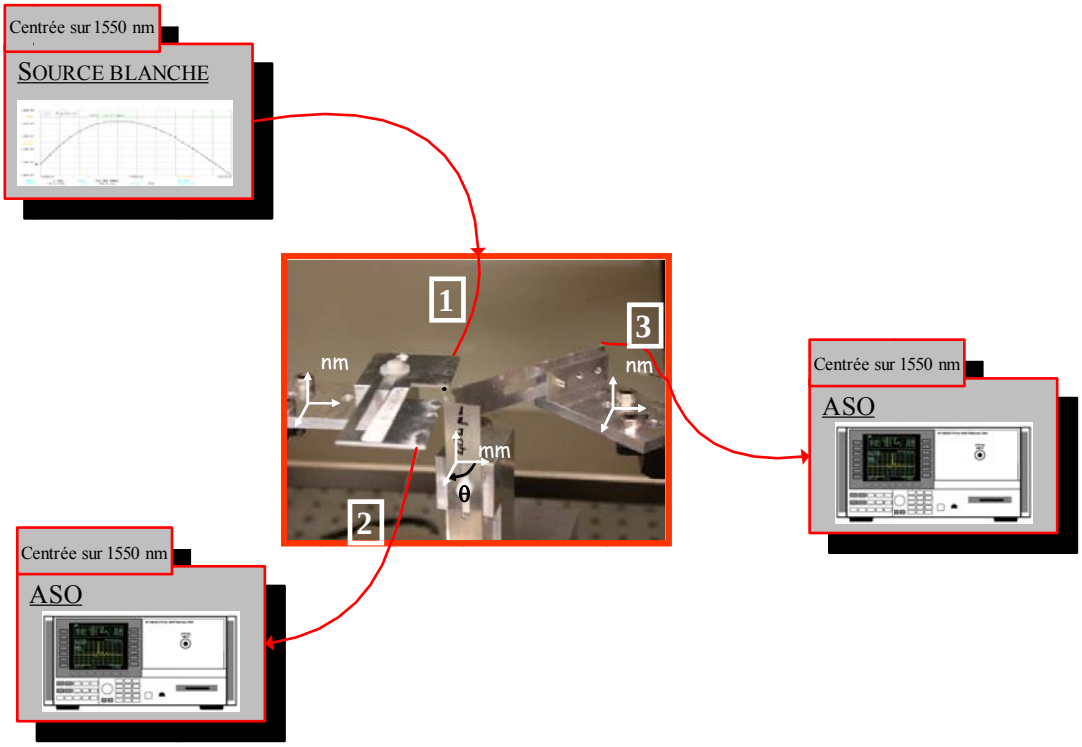


Figure III-7 : Premier banc de mesure d'une microsphère de 405 µm de diamètre

Le signal de 1 vers 2, nous permet d'obtenir la réponse en absorption de la microsphère. Le signal de 1 vers 3 donne la réponse en transmission après passage dans la microsphère. Ces signaux de sortie sont observés sur un analyseur de spectre optique (ASO). La caractérisation optique obtenue est représentée sur la figure III-8.

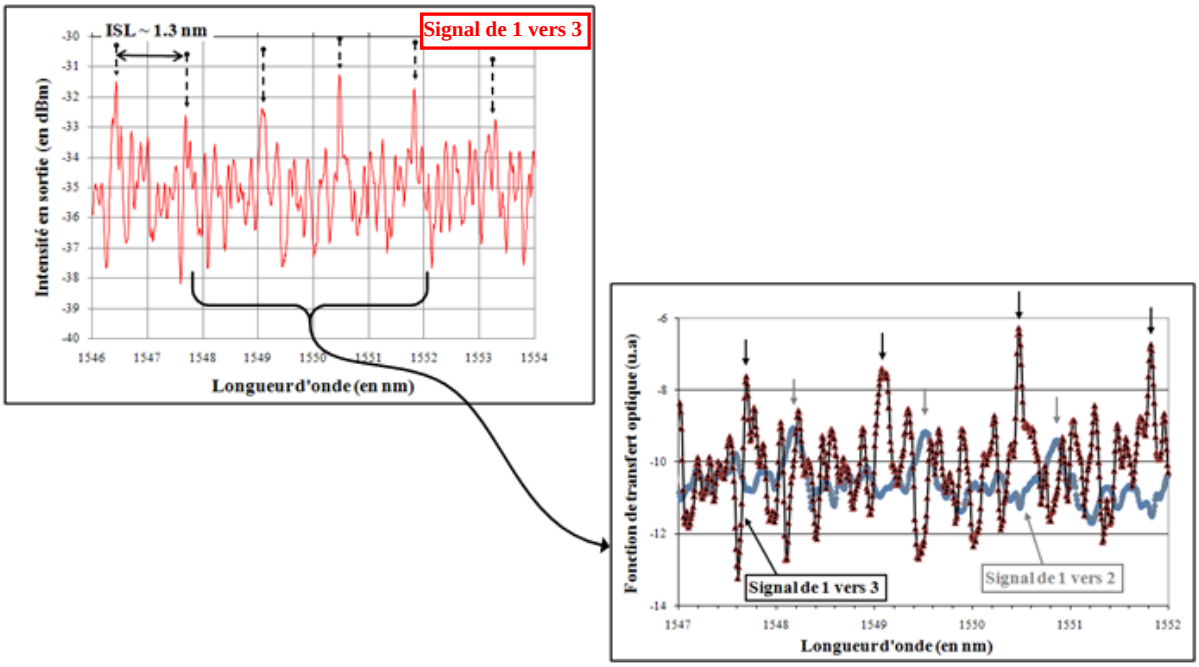


Figure III-8 : Caractérisation optique d'une microsphère de SiO_2 de 405 µm de diamètre avec une source blanche autour de 1550 nm. On note l'apparition de minima et de maxima de transmission, espacés de 1.3 nm

A partir du signal de 1 vers 3, nous observons bien l'excitation de modes de galerie de la microsphère espacés de $\Delta\lambda = 1.3 \pm 0.1$ nm. Ils correspondent aux principaux modes ℓ du micro-résonateur, espacés de l'écart prévu par les dimensions de la microsphère et de l'ISL correspondant (*I-3* et *I-4*) :

$$\Delta\nu_{n,\ell}^{\Delta\ell=1} \approx \frac{c}{\lambda^2}\Delta\lambda \approx 161 \text{ GHz}$$

$$ISL \approx \frac{c}{2\pi n_s r} \approx 161 \text{ GHz}$$

Ces modes ℓ sont bien visibles mais ils ne permettent pas le calcul de leurs coefficients de qualité, à cause de la limite en résolution de l'ASO. C'est le principal défaut de cette approche avec une résolution de 0.06 nm (soit 7.5 GHz), il n'est pas possible d'extraire le coefficient Q.

III.3.3 Effet thermique : Microsphère

Nous avons mis en évidence la fluctuation en température des modes de galerie d'une

microsphère (68). Nous excitons les modes de galerie via une source blanche centrée sur 1300 nm et nous venons modifier la température de la cavité sphérique en injectant une autre source lumineuse à 1550 nm. Nous observons alors que les modes se décalent en fonction de la puissance optique du laser de chauffe : plus la puissance du laser augmente, plus les modes se décalent en longueur d'onde. La figure III-9 illustre ce phénomène.

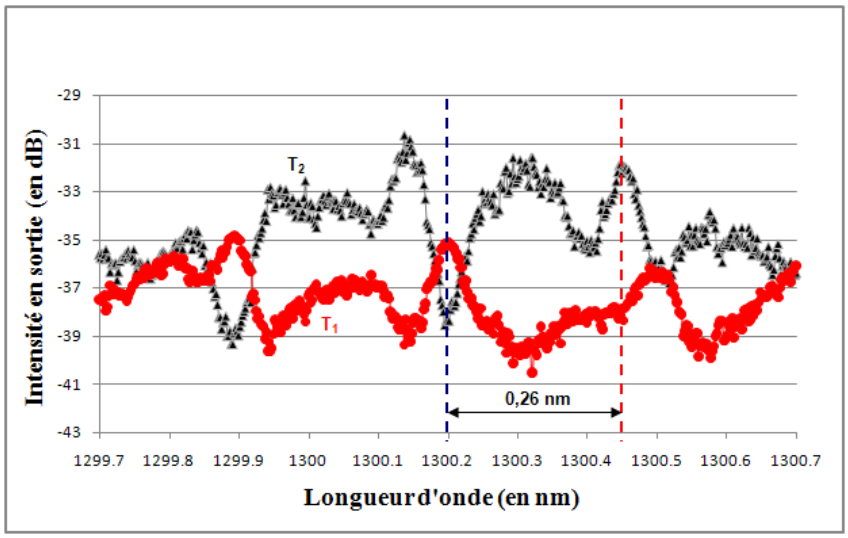


Figure III-9 : Fluctuation en température des modes de galerie. Signal de sortie obtenue à une température T_1 (laser de chauffe : 0 mW), signal de sortie obtenue à une température T_2 (laser de chauffe: 20 mW)

Nous obtenons une accordabilité sur 0.25 nm, soit 31 GHz, pour une puissance du laser de chauffe de 0 à 20 mW.

III.3.4 Interprétation des résultats des microsphères de SiO_2

A partir de ces résultats, nous pouvons en déduire :

- Notre méthode de couplage fibre étirée/effilée ne permettant pas la sélectivité des modes de galerie de la microsphère, il va être difficile d'avoir accès aux modes de galerie de type $(\ell, n = 1)$ et $(\ell', n = 2)$ ou (ℓ, n, m)et $(\ell, n, m + 1)$ afin de générer une fréquence micro-onde dans une plage observable (jusqu'à 30 GHz). Les modes prépondérants par cette méthode de couplage sont les modes les plus confinés, ℓ, espacés de 161 GHz.
- L'effet thermique sur la fluctuation en température des modes de galerie soulève un point critique sur la stabilité du système laser d'excitation/résonateur optique. La température du résonateur étant très sensible au signal optique, la moindre variation de puissance conduit à un décalage en fréquence.

III.4 Caractérisation optique des Mini-résonateurs

Par rapport aux microsphères, l'analyse optique directe à l'ASO avec une source blanche n'est pas assez précise pour séparer distinctement les principaux modes ℓ dans les mini-résonateurs, que ce soit pour le minidisque de quartz qui a un pseudo-ISL d'environ 8 GHz ou que ce soit pour la minisphère de SiO_2 qui a un pseudo-ISL de 20 GHz. Une autre méthode de caractérisation optique peut être envisagée : la méthode de balayage en longueur d'onde, dite de "scan". Elle consiste, comme son nom l'indique, à venir sonder la cavité résonante à l'aide d'un laser accordable en longueur d'onde et à mesurer en sortie la transmission du système. Suivant la longueur d'onde du laser d'excitation, le résonateur donnera une réponse en amplitude différente. Cette méthode n'est limitée que par la largeur de raie du laser avec lequel on effectue le balayage en fréquence.

III.4.1 Méthode de scan en longueur d'onde avec un laser DFB

Nous avons tout d'abord mis en place cette technique de scan avec un laser DFB du commerce à 1550 nm, présentant une largeur de raie de quelques MHz et contrôlé en température et en courant. Disposant au LAAS-CNRS d'un banc de test de largeur de raie, nous avons mesuré ce paramètre en fonction de la puissance optique du laser. Nous obtenons : $\Delta\nu_{\mathrm{DFB}} = 1.15$ MHz à 20 mW (voir figure III-10).

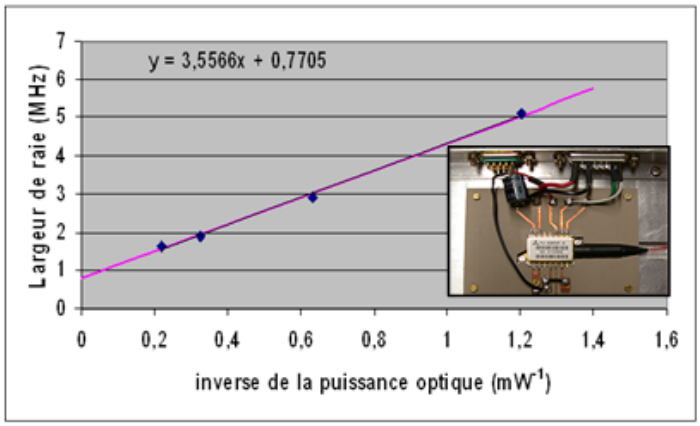


Figure III-10 : Mesure de la largeur de raie en fonction de la puissance optique du laser DFB.

Les premières mesures visant à repérer les principaux modes de résonances des mini-résonateurs ont été obtenues en augmentant manuellement pas à pas la température du laser et en relevant manuellement la valeur de la puissance optique en sortie. Ces mesures étaient

fastidieuses et non-reproductibles. Pour permettre un balayage en longueur d'onde plus rapide et reproductible, ce banc de mesure a été automatisé. Un programme sous HT Basic a été réalisé pour contrôler à la fois le contrôleur de température, le driver de courant du laser et le puissancemètre optique. Il exécute soit un balayage en température, soit un balayage en courant du laser tout en relevant la puissance optique en sortie. La vitesse de balayage, le nombre de points, le temps d'attente entre chaque mesure ainsi que le pas de la mesure peuvent être modifiés. Le pas minimum du balayage en température est de 0.1 °C ce qui correspond à $\Delta\lambda$ de 10 pm (soit 1.2 GHz), celui du balayage en courant est de 0.01 mA ce qui correspond à $\Delta\lambda$ de 0.1 pm (soit 12 MHz). Le balayage en température est donc préféré pour l'exploration des modes sur de larges plages spectrales car la puissance du laser varie peu dans ce cas. Le balayage en courant permet un balayage rapide au voisinage d'un mode. La figure III-11 représente ce banc de tests automatisé.

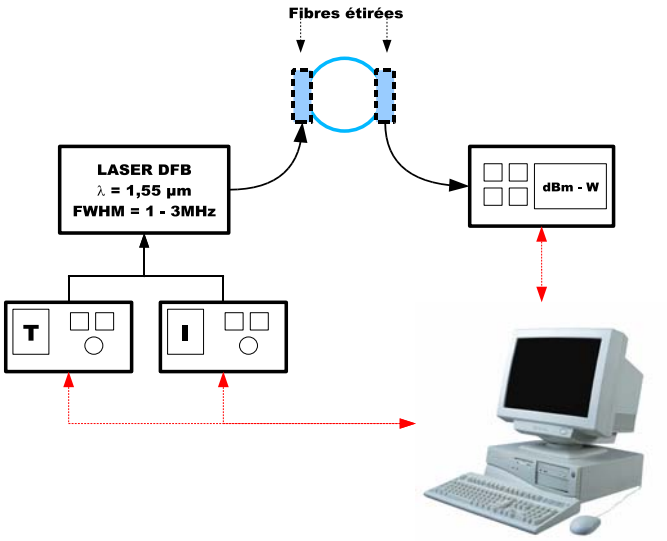


Figure III-11 : Schéma du banc expérimental de test automatisé des mini-résonateurs optiques

III.4.1.1 Résultat minidisque de Quartz

Nous avons réalisé des mesures sur le minidisque de Quartz couplé avec deux fibres étirés LASEO en utilisant la méthode de "scan" automatisée avec le laser DFB. La figure III-12 montre cette caractérisation optique avec un signal d'excitation de 20 mW et un balayage en température du laser de 20°C correspondant à un balayage en fréquence d'environ 250 GHz. Nous observons nettement l'excitation de certains modes de galerie du minidisque. Ils correspondent aux principaux modes ℓ du mini-résonateur, espacés de l'écart prévu par les dimensions de la microsphère et de l'ISL correspondant : 8 GHz.

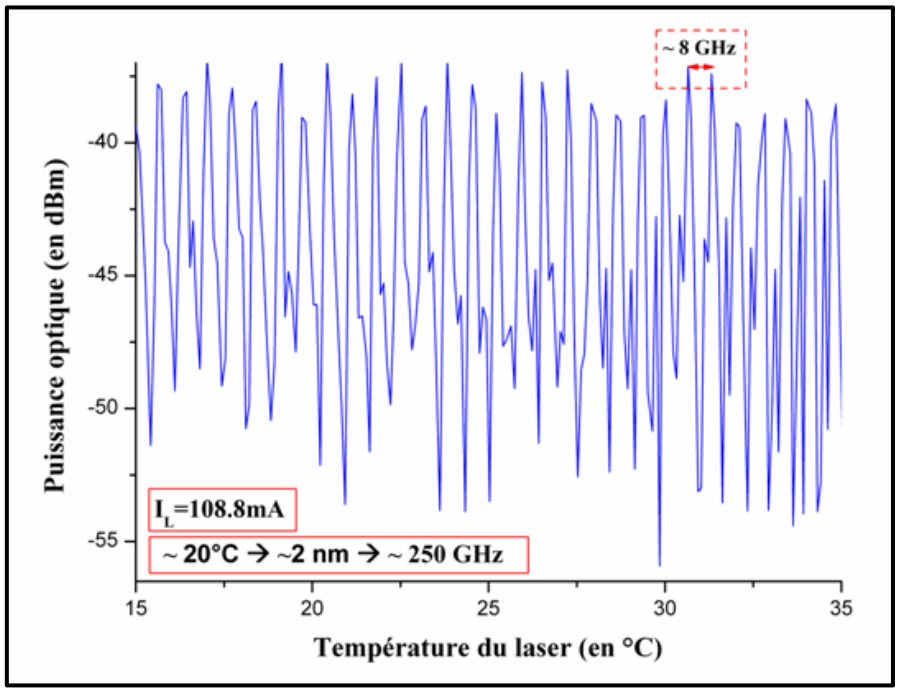


Figure III-12 : Caractérisation optique du minidisque de Quartz à l'aide du banc de test automatisé.

III.4.1.2 Limite expérimentale de cette approche

Cette méthode de scan avec un laser DFB peut être utilisée pour visualiser distinctement les principaux modes ℓ dans les mini-résonateurs. Cependant, elle ne permet pas de mesurer le coefficient de qualité Q du résonateur. La largeur de raie du DFB, trop large spectralement ne permet pas de venir scruter précisément les résonances puisque, si le résonateur présente un coefficient de qualité de l'ordre de 10^9, cette largeur de raie est supérieure à la largeur du mode et trop peu d'énergie se retrouve couplée à ces modes.

III.4.2 Méthode de scan en longueur d'onde avec un laser spectralement fin

III.4.2.1 Mesures au LAAS-CNRS

III.4.2.1.1 Caractéristiques du laser

Pour améliorer la caractérisation des modes des mini-résonateurs optiques, un laser spectralement fin et accordable est nécessaire (voir ANNEXE II). Nous avons donc fait l'acquisition d'un laser à fibre accordable émettant à 1550 nm avec une largeur de raie de 1 KHz. Deux moyens de contrôle de la fréquence du laser peuvent être utilisés, soit manuellement, soit avec une modulation externe :

- Contrôle lent :

  On peut faire varier la température du laser de 20 à 50 °C en appliquant une tension de 0 à 5 V à un régulateur. Ce système permet un contrôle sur une gamme d'une centaine de GHz avec une constante de temps relativement lente. Le coefficient de réglage est de 4 GHz/°C.

  Avantage : Il permet de réaliser un scan en longueur d'onde sur une très grande plage comprenant les pseudo-ISL des mini-résonateurs.

  Inconvénient : Il induit une variation de la puissance optique du laser de l'ordre de quelques mW. Les mesures de scan en absorption sont donc entachées de cette variation. Il est donc préférable d'utiliser ce contrôle lent pour obtenir la réponse en transmission après passage dans le résonateur.

- Contrôle rapide :

  On peut faire varier la fréquence du laser en appliquant une tension de 0 à 200 V à un contrôleur piézoélectrique. Ce procédé permet une accordabilité de plusieurs centaines de MHz avec une constante de temps plus rapide que celle liée à la température. Le coefficient de cette voie de contrôle est de 9.5 MHz/V.

  Avantage : Il permet de réaliser des mesures de scan au voisinage d'une résonance avec une précision plus grande qu'avec le contrôle en température.

  Inconvénient : Ce système permet un contrôle sur une gamme au maximum de 2 GHz, inférieure aux pseudo-ISL des mini-résonateurs.

III.4.2.1.2 Protocole expérimental

La synoptique de la méthode de scan au LAAS-CNRS avec le laser KOHERAS est présentée sur la figure III-13. Les différents modules composant le montage sont les suivants :

- Le générateur basse fréquence (GBF) :

  Le GBF génère un signal carré ou une rampe triangulaire pour réaliser la modulation externe du contrôle lent ou rapide de la fréquence du laser. La fréquence du signal carré ou triangulaire dépend du type du contrôle, son excursion en tension dépend de la plage de mesure souhaitée.

- Une photodiode Discovery DC 30S:

  Ce photo-détecteur permet la conversion de notre signal optique en signal électrique. Sa plage d'utilisation est comprise entre 1200 et 1600 nm, sa bande passante va du

continu jusqu'à 30 GHz environ.

- L'oscilloscope Tektronix DPO 4054 :

  Il présente un grand taux d'échantillonnage ce qui nous permet d'obtenir des signaux de très bonne qualité.

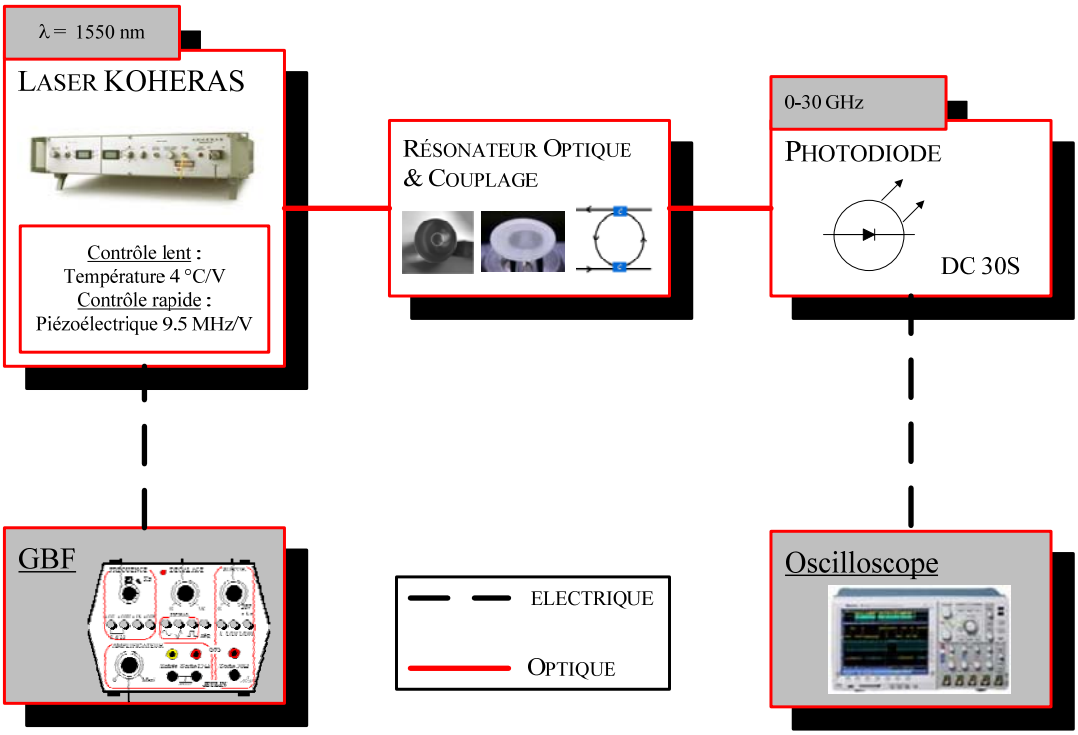


Figure III-13 : Schéma de la méthode de scan avec le laser KOHERAS

En résumé, nous commandons à l'aide du GBF le laser KOHERAS en lui imposant un balayage sur la plage souhaitée autour de la longueur d'onde centrale (1550 nm), le signal optique est ensuite converti en signal électrique afin d'être mesuré par l'oscilloscope rapide. Nous visualisons ainsi les différents pics des modes WGM suivant le dispositif de couplage d'insertion/extraction.

III.4.2.1.3 Résultat pour le minidisque de Quartz

La caractérisation du minidisque de Quartz par la méthode de scan avec le laser KOHERAS a été réalisée en absorption à l'aide d'une fibre étirée. Ces mesures se sont avérées délicates. En effet, le couplage par fibre étirée semble plus adapté aux microsphères qu'aux disques compte tenu de leur géométrie respective. La sphéricité offre effectivement de nombreuses possibilités à l'onde pénétrant dans la sphère de rester piégée dans la cavité, ce qui n'est pas le cas du disque. Pour exciter les modes WGM, il faut que l'axe de la fibre étirée soit parfaitement parallèle à l'axe du disque. Nous avons donc mis en place un montage pour

observer ce positionnement à l'aide d'un prisme de renvoi (voir figure III-14).

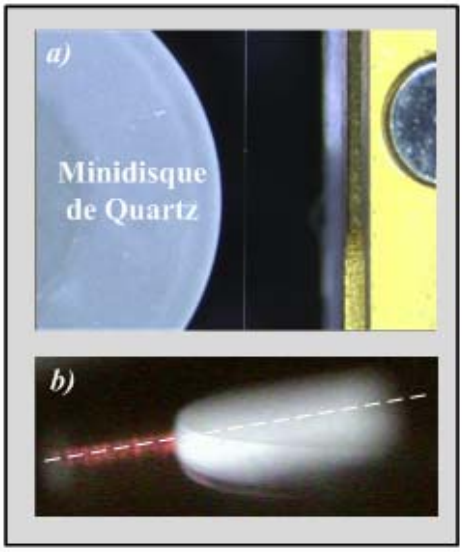


Figure III-14 : a) Vue de dessus du Minidisque de Quartz et de la fibre étirée. b) Vue du prisme de renvoi donnant l'information sur l'orientation de l'axe de la fibre étirée par rapport à l'axe du disque

Aux prix de nombreux réglages, la figure III-15 présente le résultat obtenu. Le balayage en longueur d'onde utilisé était le contrôle rapide du laser.

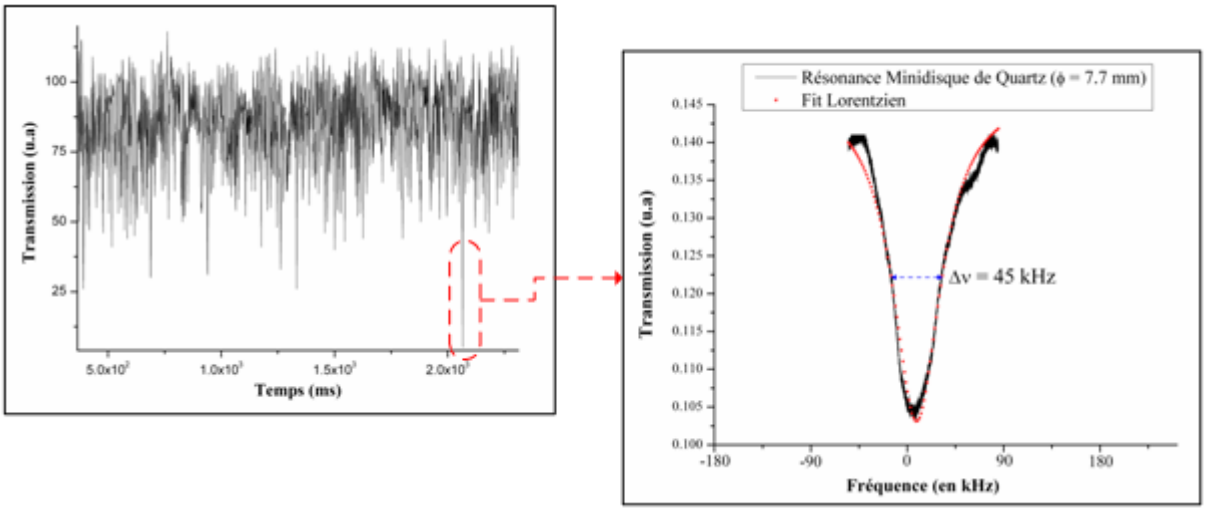


Figure III-15 : Mesure de scan du minidisque de Quartz avec P_{laser} = 27 mW et $\Delta\nu_{laser}$ = 1kHz. La mesure d'une résonance donne une largeur à mi-hauteur de 45 ± 5kHz, correspondant à un facteur de qualité de $Q \sim 4.3x10^9$

Compte tenu des améliorations apportées au banc de scan, nous avons cette fois-ci une précision suffisante pour calculer le facteur de qualité, Q, à partir de la largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\nu$ de la résonance (relation *(I-9)*). Nous obtenons alors un facteur de qualité de $4.3x10^9$. Ce résultat, du même ordre de grandeur que l'état de l'art (52), nous conforte sur la qualité du polissage de la surface réalisée à l'échelle nanométrique.

III.4.2.1.4 Effet thermique : Minidisque de Quartz

En diminuant la vitesse de balayage du piézoélectrique, nous pouvons observer un élargissement des résonances du minidisque de Quartz. La figure III-16 montre cet effet thermique, correspondant au chauffage de la cavité lorsqu'elle celle-ci est attaquée par une puissance laser. Cette observation accentue le problème de fluctuation en température des modes WGM.

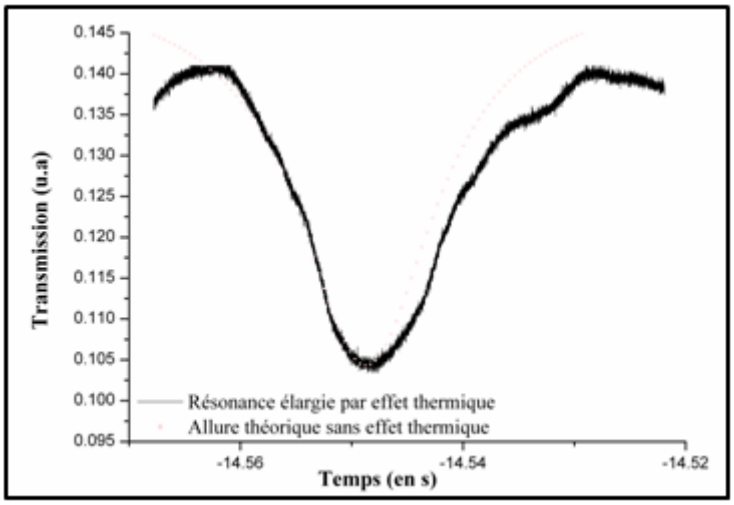


Figure III-16 : Elargissement de la résonance du minidisque de Quartz par chauffage de la cavité par la puissance laser

III.4.2.2 Mesures à l'ENSSAT-FOTON

L'équipe de recherche de l'ENSSAT-FOTON a aussi mis en place une méthode de scan pour la mesure du facteur de qualité des mini-résonateurs. Le laser utilisé est une tunics-BT accordable en longueur d'onde sur une plage de 6 GHz, avec un pas de 342 MHz par volt et présentant une largeur d'impulsion à mi-hauteur de 150 kHz.

III.4.2.2.1 Premier résultat Minisphère de SiO_2

L'ENSSAT-FOTON a réalisé la première caractérisation d'une minisphère de SiO_2 de 3.3 mm de diamètre avec leur banc de "scan". Ces mesures ont été effectuées peu de temps après sa fabrication par fusion au moyen d'un laser CO_2. La figure III-17 présente le résultat obtenu avec un couplage par fibre étirée. Pour un balayage de 6 GHz, nous observons un nombre considérable de pics d'absorption. Un tel spectre aussi dense en pics est la manifestation de l'excitation de plusieurs familles de modes de résonances associées à des ordres radiaux n différents, mais aussi d'une levée de dégénérescence en fréquence sur chacun des modes angulaires ℓ due à l'ellipticité de la minisphère. Pour diminuer ce nombre de pics,

une des solutions est d'utiliser un couplage plus sélectif : les fibres biseautées. Cependant, si la réduction du nombre de familles associées à des ordres radiaux différents peut être résolue par ce type de couplage, l'effet de l'ellipticité quant à lui sera toujours présent.

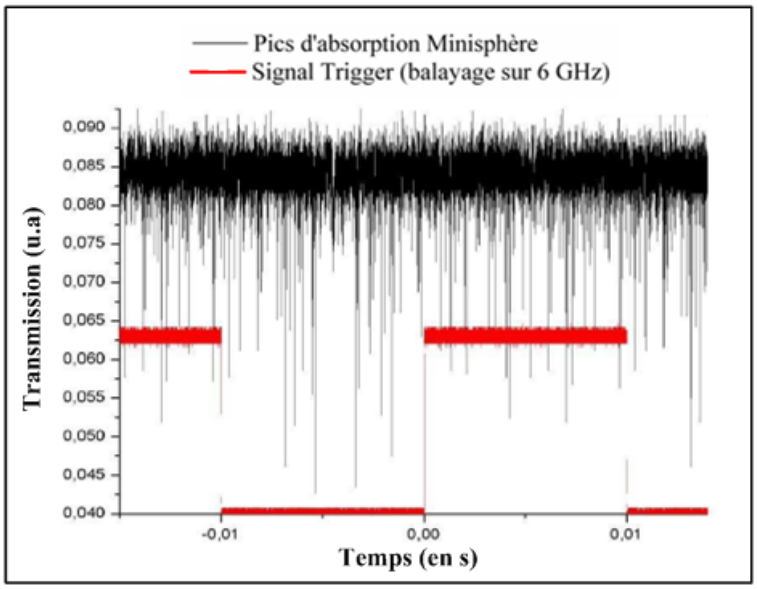


Figure III-17 : Mesure de scan réalisée par l'ENSSAT-FOTON de la sphère de 3.3 mm de diamètre après sa fabrication

En isolant un de ces pics, l'ENSSAT-FOTON a mesuré un facteur de qualité de $Q \sim 2x10^8$ avec une minisphère en verre silicate fondu (voir figure III-18).

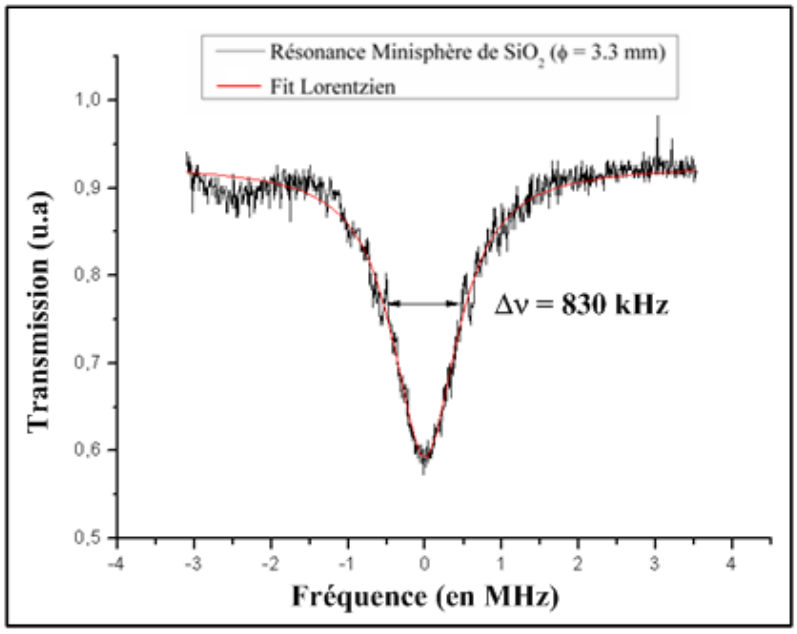


Figure III-18 : Mesure de scan réalisée par l'ENSSAT-FOTON d'une résonance de 830 kHz correspondant à un facteur de qualité de $Q \sim 2x10^8$

III.4.2.2.2 Autre mesure : évolution du facteur *Q*

Au cours d'une visite à l'ENSSAT-FOTON, plusieurs mois après sa fabrication, nous avons réalisé d'autres mesures de scan de cette minisphère de 3.3 mm de diamètre. La figure III-19 et III-20 montre la caractérisation optique obtenue et la mesure du facteur de qualité. Toujours pour un balayage de 6 GHz, nous observons une diminution du nombre des pics d'absorption par rapport à la mesure représentée sur la figure III-17. Celle-ci est liée à la diminution du facteur de qualité des modes WGM. Après plusieurs mois de stockage sous une atmosphère non contrôlée, la mesure du facteur de qualité est de seulement $Q \sim 4.4\text{x}10^6$.

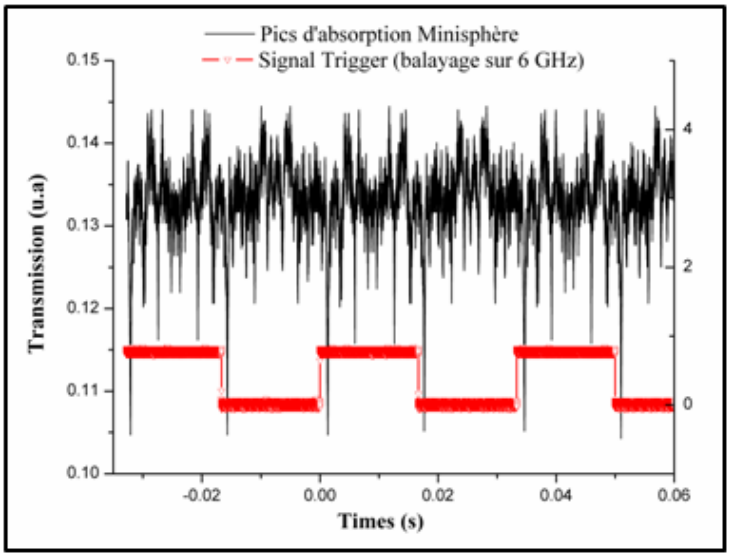


Figure III-19 : Mesure de scan de la sphère de 3.3 mm de diamètre après plusieurs mois de stockage sous atmosphère non contrôlée

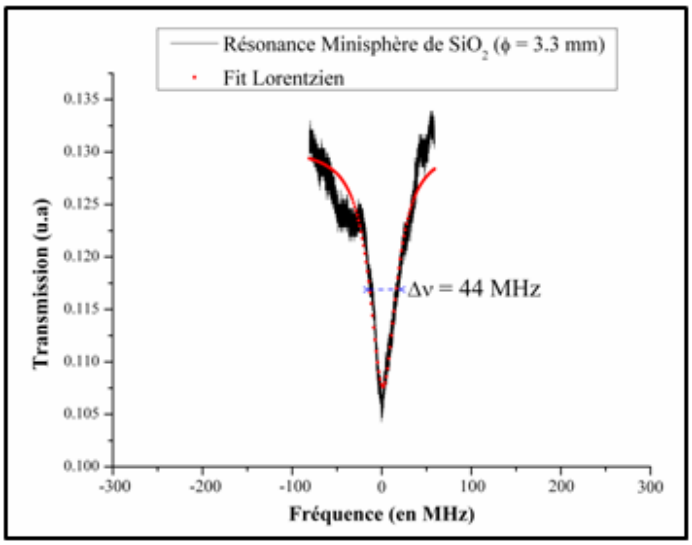


Figure III-20 : Mesure de la largeur spectrale à mi-hauteur d'une résonance : 44 MHz correspondant à un facteur de qualité de $Q \sim 4.4\text{x}10^6$

III.4.2.2.3 Analyses et interprétations des résultats

A l'issue des tests et caractérisations des minisphères de SiO_2, nous avons vu apparaître certains problèmes. Nous pouvons en déduire quelques remarques importantes sur l'utilisation de ce type de mini-résonateur en verre silicate fondu :

- L'évolution du facteur de qualité :

  La mesure du facteur de qualité de $2x10^8$ avec une minisphère de 3.3 mm de diamètre est un résultat de même ordre de grandeur que ceux obtenus sur des microsphères Cependant, le facteur Q étant limité par la pollution dans une fine couche à l'interface sphère/air par absorption d'eau moléculaire ainsi que par la contamination par d'autres aérosols présents dans l'atmosphère, il est indispensable pour augmenter et maintenir le facteur de surtension d'effectuer un processus de fabrication et de stockage sous atmosphère contrôlée. Sans protection particulière, nous avons pu constater que la durée d'utilisation des résonateurs en verre silicate fondu se trouve limitée à quelques mois quel que soit le dispositif de couplage utilisé.

- Le problème de la densité des pics :

  Ce problème est lié à l'ellipticité du résonateur. La moindre ellipticité se manifeste de manière flagrante par la présence de nombreux pics. La mesure de scan montre clairement qu'avec l'augmentation de la taille, ce type de résonateur ne peut plus être considéré comme sphérique mais elliptique.

Une solution peut résoudre à la fois le problème de densité de pics ainsi que l'effet de la pollution par les ions OH^- : le Dip-Coating des sphères millimétriques. L'idée est de déposer une couche d'un autre verre après fabrication par fusion de la sphère. La couche déposée n'étant pas soumise à un processus de fusion, elle ne verra pas son absorption intrinsèque s'accroître pour cause de pollution. Autrement dit, le facteur de qualité du résonateur ne sera plus limité par l'absorption du matériau mais par l'état de surface. Des travaux ont été réalisés avec l'utilisation de verre SiO2/HfO2 (69). De plus, suivant l'épaisseur de la couche déposée, c'est-à-dire en jouant sur l'indice effectif du milieu de propagation, nous pouvons chercher à n'exciter que les modes les plus confinés (modes n = 1), voire à sélectionner une seule des polarisations TE ou TM. Cependant, tout comme l'utilisation des fibres biseautées, cette technique de Dip-Coating diminuera le nombre de pics, mais n'annihilera pas l'effet de l'ellipticité.

Une solution alternative est de réaliser un autre type de résonateur optique avec un peigne de

fréquence unique : les anneaux fibrés.

III.5 Caractérisation optique des anneaux fibrés

Ces résonateurs optiques, présentant de nombreux avantages, ont pu être caractérisés par deux méthodes pour la mesure du facteur de qualité, à savoir : la méthode de scan et la méthode de Cavity Ring Down, décrite ci-après. Ils ont ainsi permis de valider et de comparer ces deux approches pour le calcul du facteur de surtension des mini-résonateurs optiques.

Au cours des mesures pour limiter les effets thermiques, les anneaux fibrés sont isolés dans des boitiers incluant une thermalisation passive (plaque de cuivre à l'intérieur). Nous utilisons aussi des boucles de Lefèvre afin de pouvoir sélectionner un seul état de polarisation (TE ou TM).

III.5.1 Méthode de Cavity Ring Down

Il s'agit d'une méthode de mesure temporelle et non fréquentielle contrairement à la méthode de scan. Le principe fondamental est de mesurer le temps de vie des photons dans le dispositif sous test via la mesure du temps de décroissance de l'énergie lumineuse sortant de l'ensemble résonateur/coupleur. Pour cela, l'interrogation du système peut se faire en le soumettant à une impulsion laser. Le montage expérimental est décrit dans la référence (70). Une autre possibilité, mise en place à l'ENSSAT-FOTON consiste à balayer très rapidement la longueur d'onde d'un laser de sonde tout en enregistrant le signal transitoire. L'avantage de cette méthode, contrairement à la méthode de scan, est d'obtenir une information sur l'état du régime du couplage (sur-couplage, sous couplage, couplage critique). Un modèle mathématique a donc été élaboré à l'ENSSAT-FOTON pour permettre l'obtention des facteurs de qualité Q, Q_e et Q_0 et par conséquent la nature du régime de couplage (71). L'inconvénient est qu'elle ne peut être utilisée que pour des facteurs de qualité supérieure à 10^7.

III.5.2 Résultats Anneau fibré de 1 m

Le premier système caractérisé est constitué de deux coupleurs du commerce 99/1 dont deux de leurs guides d'accès sont soudés ensemble pour former une boucle fibrée de 1 m. Les pertes dues aux soudures sont de 0.01 dB et 0.03dB.

III.5.2.1 Résultat par la méthode de scan au LAAS

A l'aide de la méthode de balayage en longueur d'onde, nous avons mesuré la fonction de transfert du système complet de l'intensité normalisée $T_{1\to2} = \left|\frac{a_{out}}{a_{in}}\right|^2$ et $T_{1\to3} = \left|\frac{d_{out}}{a_{in}}\right|^2$. La figure III-21 présente les résultats obtenus avec un balayage en température. Nous observons nettement le peigne de fréquence unique, espacés de l'écart prévu par les dimensions de la boucle et de l'ISL correspondant : 205 MHz. On peut également remarquer la variation de puissance induite par le balayage en température sur la mesure $T_{1\to2}$.

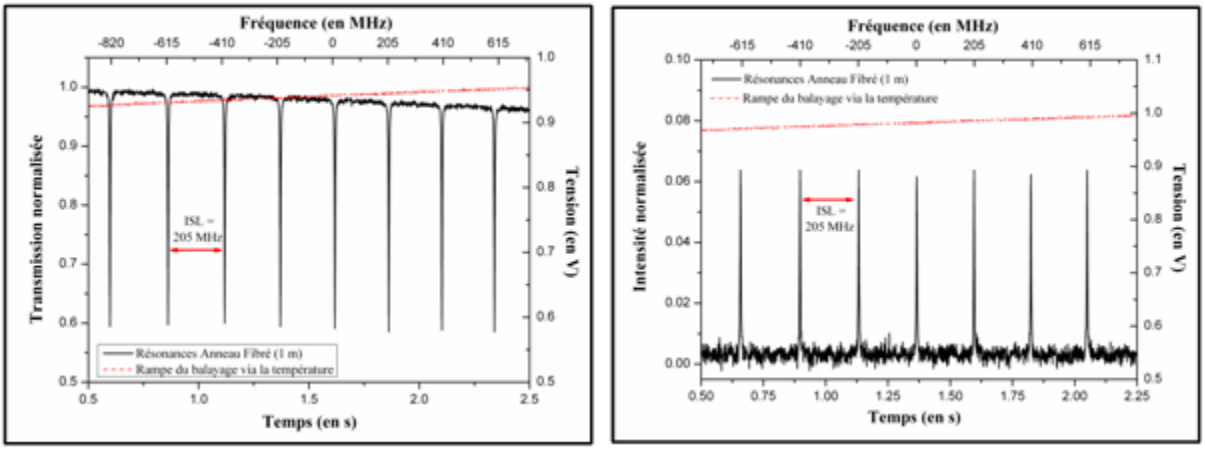


Figure III-21 : Mesure de scan d'un anneau fibré d'1 m isolé dans un boitier avec une thermalisation passive. A l'aide des boucles de Lefèvre, une seule famille de mode est présente, espacée de 205 MHz.

En modifiant les conditions de mesures, nous pouvons déterminer le facteur de qualité Q de cet anneau avec une précision suffisante (voir figure III-22). Nous obtenons ainsi $\Delta\nu = 2.70$ MHz correspondant à $Q = 7.2\text{x}10^7$.

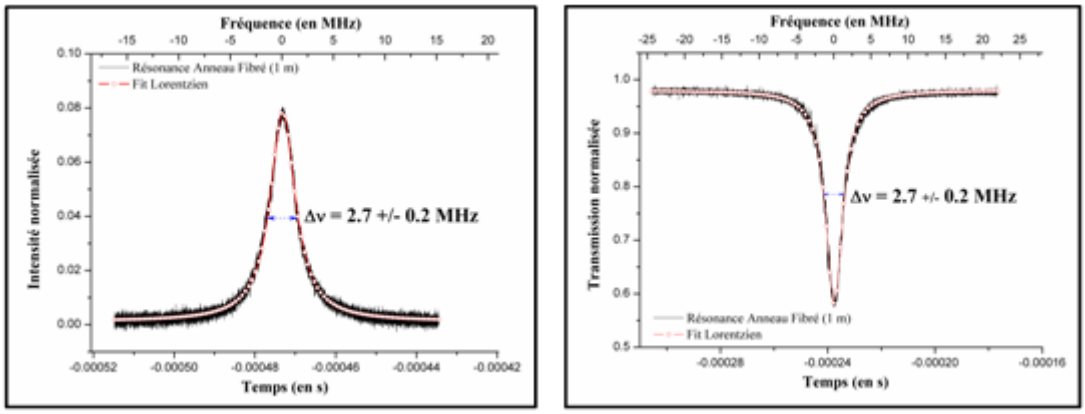


Figure III-22 : Mesure du coefficient de qualité Q d'un anneau de 1 m à partir de celle de la largeur de résonance

III.5.2.2 Résultat par la méthode de Cavity Ring Down à l'ENSSAT-FOTON

D'autres mesures ont été réalisées avec la méthode de Cavity Ring Down. La courbe expérimentale de la réponse de la cavité est représentée sur la figure III-23 ainsi que son traitement théorique. La valeur du facteur de qualité déduite de l'ajustement entre mesure et théorie donne : $Q = 7.5\text{x}10^7$. Ce coefficient de qualité mesuré est tout à fait conforme à celui relevé lors des mesures de scan sur ce même résonateur. Par ailleurs, une information supplémentaire sur l'état du couplage peut être extraite : nous sommes dans les conditions de sous-couplage ($Q_e > Q_0$).

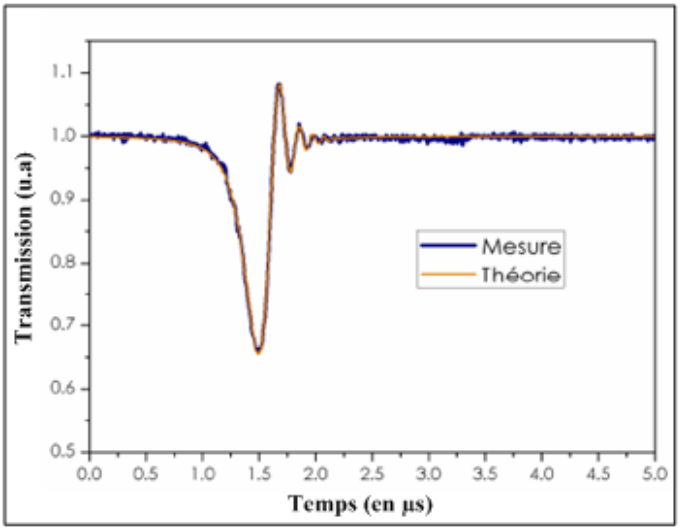


Figure III-23 : Mesure de Cavity Ring Down réalisée par l'ENSSAT-FOTON d'un anneau de 1 m. Les valeurs du taux de déclin de l'amplitude du champ à travers le coupleur ($1/\tau_e$) et du taux de déclin intrinsèque dû à toutes les autres sources de pertes du résonateur ($1/\tau_0$) extraites par traitement mathématique donnent : $\tau_e = 1.05\ \mu s > \tau_0 = 141$ ns. Ceci est caractéristique du régime de sous-couplage

III.5.2.3 Comparaison mesures/modèle des anneaux fibrés

Nous pouvons comparer ces résultats aux résultats du modèle théorique présentés dans le chapitre I. Nous constatons un écart légèrement inférieur à la valeur prévue par le modèle théorique : Q de l'ordre de 10^8 pour la théorie et Q de l'ordre de 10^7 pour mesure. Cependant, ce modèle théorique ne prenait pas en compte les valeurs réelles des coefficients de couplage et des pertes par soudures. En rétro-simulant avec les paramètres réels, nous obtenons un facteur de qualité Q par simulation de $6.5\text{x}10^7$. Cette fois, l'erreur entre théorie/expérience est inférieure à 10 %. Cet écart observé peut être dû à l'estimation des pertes des soudures optiques, qui reste un processus qui ne prend en compte que l'alignement des fibres. Finalement, cette erreur, relativement faible, est acceptable pour une conception système et permet de valider notre approche analytique des boucles fibrés.

III.5.3 Résultats Anneau fibré de 20 m

Nous avons réalisé d'autres anneaux fibrés avec des longueurs de 20 m, en effectuant au préalable une sélection des coupleurs. L'intérêt d'augmenter la longueur de la boucle est évident : ce dispositif autorise l'obtention d'un coefficient de qualité Q de l'ordre de 10^9. Ce type de résonateur optique peut donc être un choix alternatif aux minidisques ou aux minisphères à modes de galerie, offrant la possibilité de s'affranchir du problème de la densité des pics et des problèmes de couplage.

III.5.3.1 Résultat par la méthode de scan

La figure III-24 présente les résultats de la fonction de transfert de la boucle de 20 m de l'intensité normalisée $T_{1\to2}$ et $T_{1\to3}$. Nous observons les différents pics de résonance espacés de l'écart prévu par les dimensions de l'anneau et de l'ISL correspondant : 10 MHz.

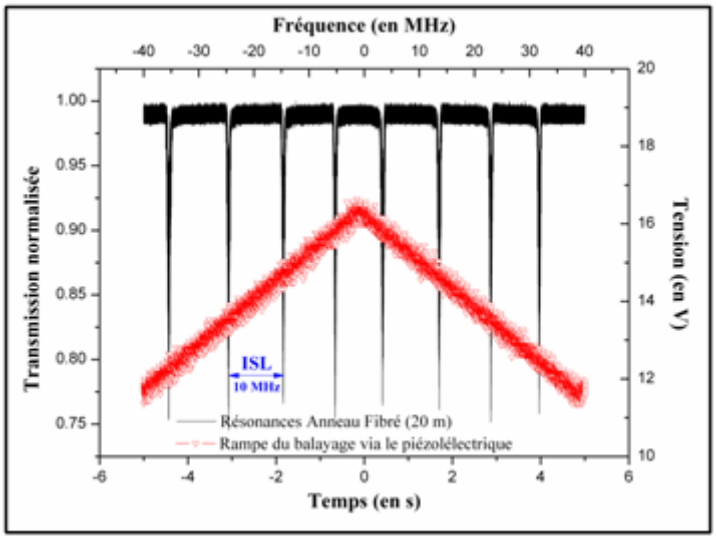


Figure III-24 : Mesure de scan d'un anneau fibré de 20 m. L'ISL mesuré est de 10 MHz

Les mesures du facteur de surtension de ce résonateur, illustrées par la figure III-25, ont mis en évidence les limitations de notre méthode de scan comme méthode de caractérisation de résonateurs passifs à très fort Q. Ces mesures sont entachées de perturbations dues peut-être aux effets thermiques, aux incertitudes sur la vitesse du balayage conduisant à des erreurs sur les caractéristiques spectrales mesurées. Nous obtenons donc une incertitude conséquente sur notre mesure de la largeur de raie : $\Delta\nu = 83 \pm 20$ kHz. Nous pouvons, quand même, en déduire un facteur de qualité Q de l'ordre de 10^9.

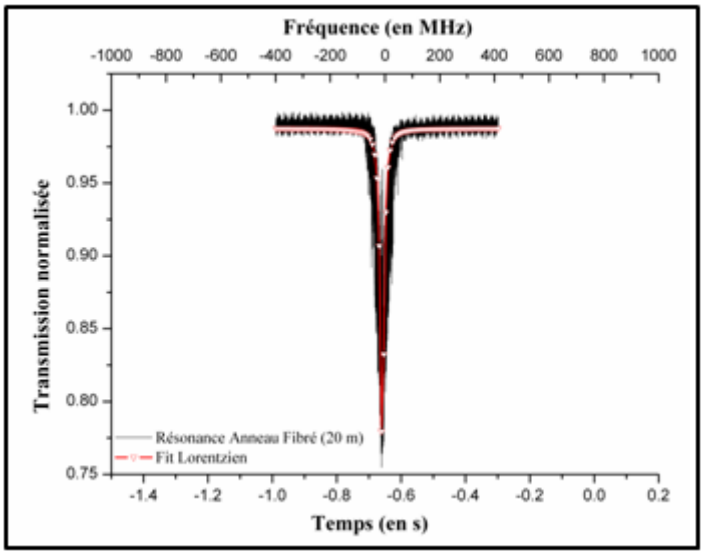


Figure III-25 : Résonance d'un anneau fibré de 20 m. La mesure de largeur de raie admet une incertitude de ± 20 kHz, due aux limitations du banc de scan

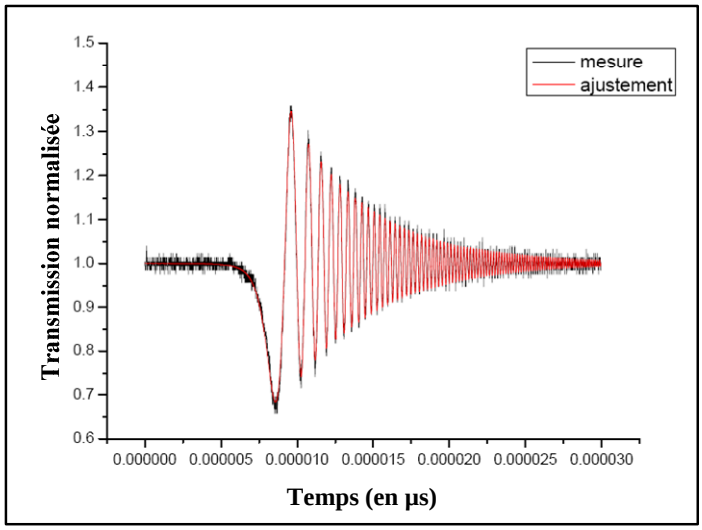
III.5.3.2 Résultat par la méthode de Cavity Ring Down

Pour comparer ces résultats aux mesures de Cavity Ring Down, nous avons envoyé à l'ENSSAT-FOTON des résonateurs fibrés du même type. Un des signaux de Cavity Ring Down est reporté sur les figures III-26. Les mesures des différents facteurs de qualité mesurées mis en jeu sont les suivantes :

- Facteur de qualité intrinsèque : $Q_0 = 5.1\text{x}10^9$
- Facteur de qualité de couplage : $Q_e = 9.1\text{x}10^9$

} $Q_e > Q_0$: régime de sous-couplage

- Facteur de qualité global : $Q = (1/ Q_e + 1/ Q_0)^{-1} = 3.3\text{x}10^9$



Figures III-26 : Mesure de Cavity Ring Down réalisée par l'ENSSAT-FOTON d'un anneau de 20 m.

Nous pouvons constater que cette méthode, insensible aux effets thermiques, est plus fiable pour la caractérisation de résonateurs à très fort $Q > 10^9$.

III.5.3.3 Comparaison mesures/modèle des anneaux fibrés

Enfin, nous pouvons comparer ces résultats aux résultats du modèle théorique, en prenant en compte les paramètres réels. On constate cette fois un écart théorie/expérience un peu plus important que dans le cas de la boucle de 1 m : $Q = 3.3\text{x}10^9$ pour la mesure et $Q = 5.2\text{x}10^9$ pour la théorie. L'écart observé est cependant relativement faible et reste tout à fait acceptable pour une conception système.

III.5.4 Effet thermique : Anneau Fibré

Comme pour la microsphère de SiO_2 et le minidisque de Quartz, nous avons pu mettre en évidence l'effet combiné du changement thermique de l'indice de réfraction et de la dilatation thermique de la cavité lorsque celle-ci est attaquée par une source laser (72). La figure III-27 montre les résonances d'une boucle fibrée en fonction du sens du balayage en longueur d'onde. Durant un balayage qui augmente en longueur d'onde, la réponse de l'anneau fibré est élargie. La raison de ce comportement est que la cavité est chauffée quand la longueur d'onde du laser approche la résonance, et par conséquent, le laser et la fréquence de résonance du résonateur se déplacent simultanément en fréquence et dans le même sens. Inversement, quand la longueur d'onde diminue durant le scan, la fréquence du laser et la résonance de la cavité se propagent dans des directions opposées. En conséquence, le profil de la résonance est plus étroit.

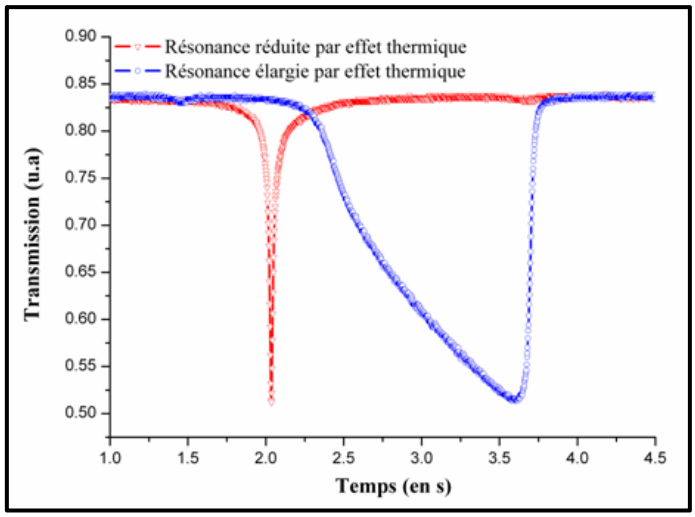


Figure III-27 : Mise en évidence de l'effet thermique par injection d'une puissance optique dans un résonateur (P_{laser} = 10 mW)

III.6 Conclusion

Pour caractériser les résonateurs optiques, nous avons mis en place un véritable protocole de mesure de leur facteur de qualité. Nous avons pour cela utilisé la méthode usuelle de balayage en longueur d'onde tout d'abord basée sur un laser à semi-conducteur, puis sur un laser à fibre à haute pureté spectrale. Cette technique peut induire des erreurs sur les caractéristiques spectrales mesurées pour les très fort Q. Cependant, elle peut être dans ce cas suppléée par une autre méthode permettant de contourner ces inconvénients : la méthode de Cavity Ring Down. Nous avons ainsi calculé la valeur des facteurs de surtension des différentes cavités résonantes dont nous disposions. Le tableau III-2 résume les résultats obtenus. En comparaison avec le tableau I-3 du chapitre I, les performances obtenues sont très encourageantes. Néanmoins, compte tenu du processus de fabrication et du conditionnement des résonateurs sphériques, il est quasi-illusoire d'espérer une amélioration du facteur de surtension au-delà de quelques 10^8 sans processus de fabrication sous atmosphère contrôlée et protection dans une enceinte sous atmosphère inerte. Une façon de contourner cette limitation est l'utilisation des résonateurs par usinage et polissage de sa surface. C'est le cas du minidisque de Quartz dont le facteur de qualité mesuré est compatible avec les applications visées, avec un ISL de 8 GHz accordant une finesse de l'ordre de 160000. D'autre part, la technologie alternative basée sur les boucles de fibres, offrant de nombreux avantages, peut atteindre des facteurs de qualité $Q > 10^9$. Son principal inconvénient repose sur son faible ISL concédant un résonateur de finesse réduite à quelques centaines. Enfin, les effets thermiques observés au cours de ces mesures constituent un véritable problème puisque lorsque la puissance du laser est couplée au résonateur le mode de résonance se décale naturellement par effet thermique. Une rétroaction est donc nécessaire pour verrouiller ces modes sur la raie laser, afin que le laser et le résonateur forment un système couplé.

	Minisphère de SiO_2	**Minidisque de Quartz**	**Anneau fibré 1**	**Anneau fibré 2**
Dimension (diamètre ou longueur de fibre)	3.3 mm	7.7 mm	1 m	20 m
Pseudo-ISL ou ISL	~ 20 GHz	~ 8 GHz	205 MHz	10 MHz
***Q* mesuré**	$2x10^8$	$4.3x10^9$	$7.2x10^7$	$3.3x10^9$

Tableau III-1 : Mesure du facteur de qualité des différents résonateurs étudiés

Chapitre IV :

Laser/Résonateur : un système asservi

IV.1 Introduction

Après avoir étudié les techniques de caractérisation optique des résonateurs, il était nécessaire de résoudre le problème de l'attaque du résonateur par le laser, et du maintien de l'alignement des fréquences de ces deux composants. En plus des dérives intrinsèques de la fréquence centrale de la raie du laser d'excitation (les dérives rapides "jitter" et les dérives lentes "drift"), nous avons mis en évidence les dérives des modes de résonance en fonction de la puissance laser. Il faut donc, pour nous permettre d'exploiter les hauts facteurs de qualité Q de nos résonateurs optiques, réaliser le verrouillage de ces modes sur la raie laser d'excitation. Par conséquent, nous avons développé deux approches différentes afin que le laser et le résonateur forment un système couplé :

- La première approche, impliquant le laser spectralement fin, reste une approche de laboratoire. Elle utilise la technique de Pound-Drever (73), (74). Elle utilise le balayage en température pour se rapprocher du mode et le balayage piézoélectrique pour le verrouillage.
- La deuxième approche vise à réaliser le verrouillage sur un laser DFB (75). En effet, l'utilisation de mini-résonateurs optiques ne se justifie que si l'on est capable de mettre en œuvre un système avec un laser de volume et de coût réduit. Dans ce cas, le verrouillage doit assurer non seulement la stabilisation du laser sur le résonateur, mais également accroître la pureté spectrale du laser.

Ce chapitre décrit ces deux techniques différentes de rétroaction. Elles sont absolument nécessaires pour la stabilisation du laser sur les modes à très fort Q.

IV.2 Première approche : Discriminateur de fréquence optique

Dans cette partie, nous décrivons l'utilisation d'une technique pour améliorer la stabilité spectrale d'un laser DFB du commerce, avec comme caractéristique qu'il soit monomode et qu'il présente un accès à ses paramètres électroniques (courant, température…). Nous avons choisi un verrouillage avec un système tout fibré du type "discriminateur de fréquence". Les avantages de cette technique sont d'une part qu'elle bénéficie de la robustesse, de la compacité et des faibles pertes de propagation des fibres optiques, et d'autre part qu'elle met en œuvre un laser de télécommunications en boitier "butterfly".

IV.2.1 Notion d'asservissement

Un asservissement est un système à contre-réaction qui permet de contrôler un paramètre (déplacement, température, fréquence) à partir d'une grandeur d'entrée que l'on appelle également consigne. La chaîne d'asservissement comporte généralement un comparateur et un transducteur. Le comparateur a pour but de mesurer l'erreur par rapport à la consigne. Le transducteur, quant à lui, permet d'appliquer le signal de correction élaboré à partir du signal d'erreur.

Dans notre cas de la stabilisation en fréquence d'un laser DFB, notre système est constitué des éléments suivants :

- Le comparateur, ici le discriminateur de fréquence, permettant de mesurer et comparer la fréquence instantanée du laser, convertit les écarts de fréquence en écarts en tension avec un facteur de conversion $\boldsymbol{D_\nu}$ (V/Hz). Il fournit le signal d'erreur.
- Le transducteur va convertir les fluctuations de tension en fluctuation de courant, $\boldsymbol{C}$ (A/V), et appliquer la correction via le courant du laser.

L'ensemble constitue la boucle d'asservissement représentée sur la figure IV-1.

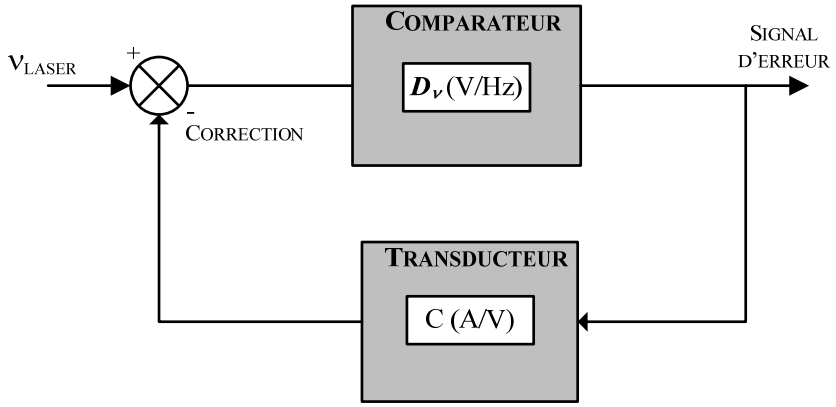


Figure IV-1 : Schéma de principe d'un asservissement mis en place dans notre cas pour stabiliser en fréquence un laser DFB

Ce système doit posséder les deux qualités fondamentales à tout système asservi : la précision et la stabilité. Les problèmes de bruit ajouté par l'asservissement devront également à terme être pris en compte. La précision désigne la capacité du système à se rendre à la valeur asservie. La stabilité désigne la capacité du système à maintenir la valeur contrôlée à la valeur souhaitée. Afin de concevoir la boucle d'asservissement la mieux adaptée, il faut trouver un compromis entre les conditions de stabilité et de précision. Ces conditions sont déterminées

avec les différents coefficients $\boldsymbol{C}$ et $\boldsymbol{D_\nu}$[3]. Il est donc important d'avoir un bon rapport signal sur bruit du discriminateur de fréquence, nécessaire à l'élaboration d'un signal de correction, ainsi qu'un temps de réponse et une bande passante des transducteurs adaptés, nécessaire à la correction de la fréquence. Pour améliorer les caractéristiques de précision stabilité, rapidité du système il est nécessaire d'introduire dans la boucle de commande un correcteur qui va permettre d'amplifier les écarts en tension avec un gain $\boldsymbol{G}$ (V/V).

IV.2.2 Banc expérimental mis en place

Pour cette partie, nous avons confié la réalisation des différents modules à P. Lacroix, assistant-ingénieur au LAAS-CNRS.

L'amélioration des propriétés spectrales de la fréquence laser ainsi que le contrôle de sa fréquence moyenne au cours du temps sont obtenues par mesure de la fréquence instantanée par le discriminateur de fréquence optique et, par correction des fluctuations de cette fréquence via le courant du laser. Dans le discriminateur, c'est l'élément résonant (ou le retard) qui effectue une conversion fréquence/phase qui permet la détection de cette fréquence. La synoptique de cette approche est présentée sur la figure ci-dessous.

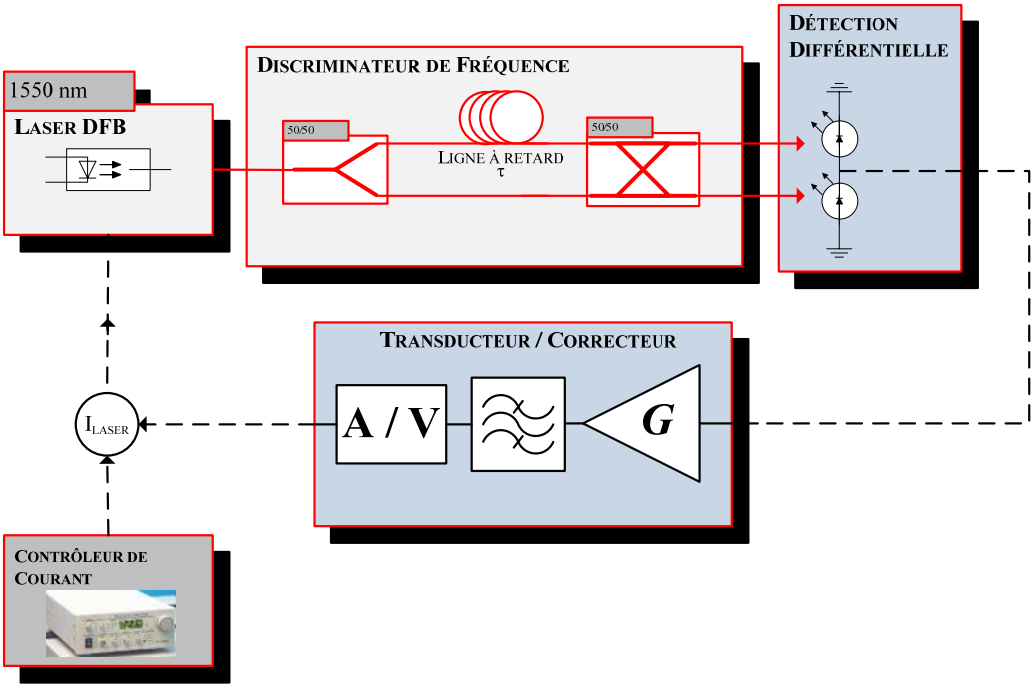


Figure IV-2 : Schéma du banc de stabilisation d'une source DFB par l'utilisation d'un discriminateur de fréquence et d'une contre-réaction électrique via le courant du laser

[3] La calibration et la mesure du coefficient du discriminateur $\boldsymbol{D_\nu}$ fut l'objet d'un sujet de stage en avril 2008 (stage de F. Ouahouah, Master MEMO).

Les différents modules composant le montage sont les suivants :

- Le laser DFB :

  Il émet à 1550 nm avec une largeur de raie de quelques MHz.

- Alimentation en courant du laser :

  L'alimentation du laser est réalisée par un contrôleur de courant du commerce.

- Le discriminateur de fréquence :

  La pureté spectrale du système final est basée, non pas sur celle du laser libre, mais sur le coefficient de qualité de l'élément de référence de fréquence du discriminateur (ligne à retard, ou résonateur optique). Dans un premier temps, le discriminateur met en œuvre une ligne à retard optique, τ. Un point important concerne les deux bras en sortie du deuxième coupleur optique 3 dB : ils doivent être équilibrés pour ne pas engendrer des problèmes supplémentaires de polarisation et de phase, afin que les deux photodiodes voient le même signal.

- La détection différentielle :

  La détection utilise un couple de photodiodes équilibrées positionnées tête bèche. L'avantage de cette détection nous permet de résoudre le problème du bruit d'amplitude du laser. En effet, les fluctuations d'amplitude sont éliminées puisque les courants résultants des composantes en amplitude sont soustraits. Un autre avantage est de ne plus avoir de composante continue dans le signal d'erreur. La forme du signal en sortie de ces photodiodes est représentée sur la figure IV-3.

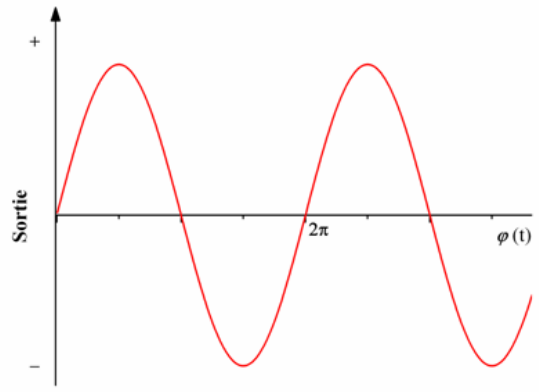


Figure IV-3 : Forme du signal en sortie de la détection différentielle de la phase optique, $\varphi(t)$

- Le correcteur :

  Ce dispositif comporte un amplificateur transimpédance faible bruit avec un gain ***G***, un filtrage passe-bas réglable.

- Le transducteur :

  Ce dernier élément est un convertisseur tension/courant relié au courant du laser DFB avec un coefficient ***C***.

L'ensemble transducteur/correcteur avec la détection différentielle a été intégré sur un circuit imprimé, pour une plus grande fiabilité et compacité du dispositif final (voir figure IV-4).

figure IV-4 : Dispositif de photodétection, d'amplification, et de filtrage. Pour la compacité du système, l'ensemble est intégré sur un circuit imprimé

IV.2.3 Problèmes rencontrés

Au cours des tests en boucle ouverte, nous avons rencontré plusieurs problèmes :

- Un problème lié à l'alimentation externe du laser :

  Un signal alternatif se superposait à l'alimentation en courant du laser en utilisant le contrôleur de courant du commerce, faussant le signal d'erreur. Un dispositif spécifique à l'alimentation laser est donc en cours de réalisation en prenant en compte les conditions optimales de sécurité pour éviter d'endommager le laser.

- Un problème de la bande passante de la boucle de verrouillage :

  Le but est de stabiliser et d'améliorer la pureté spectrale du laser, ce qui suppose une dynamique assez grande de la boucle de verrouillage. En effet, la largeur de raie du laser DFB est de plusieurs MHz à faible puissance, ce qui implique une bande passante pour la boucle de correction supérieure. Des modifications sur la carte électronique de contre-réaction sont en cours de réalisation pour augmenter ce facteur.

A partir de ces modifications, des mesures en boucle ouverte seront réalisées. Si elles sont concluantes, la vérification du fonctionnement du système compact en boucle fermée sera facilement observable via le banc de test de largeur de raie que nous disposons au LAAS-CNRS.

IV.3 Deuxième approche : Technique de Pound-Drever

Dans cette partie, nous décrivons la méthode de verrouillage du laser KOHERAS sur un mode du résonateur. Cette approche est basée sur le contrôle de la fréquence du laser par l'intermédiaire de la méthode de Pound-Drever. Elle permet d'obtenir un signal en tension proportionnel à l'écart de fréquence entre la fréquence du laser et une fréquence de référence fournie, dans notre cas, par le résonateur optique. Le système complet est, là encore, un système tout fibré, évitant ainsi les problèmes de réglage et de compacité d'un système en espace libre. Néanmoins, l'inconvénient de cette technique vient de l'utilisation d'un laser volumineux de laboratoire.

IV.3.1 Schéma de principe de l'asservissement

Comme pour le cas de l'approche "discriminateur de fréquence", on peut définir les différents éléments de l'asservissement.

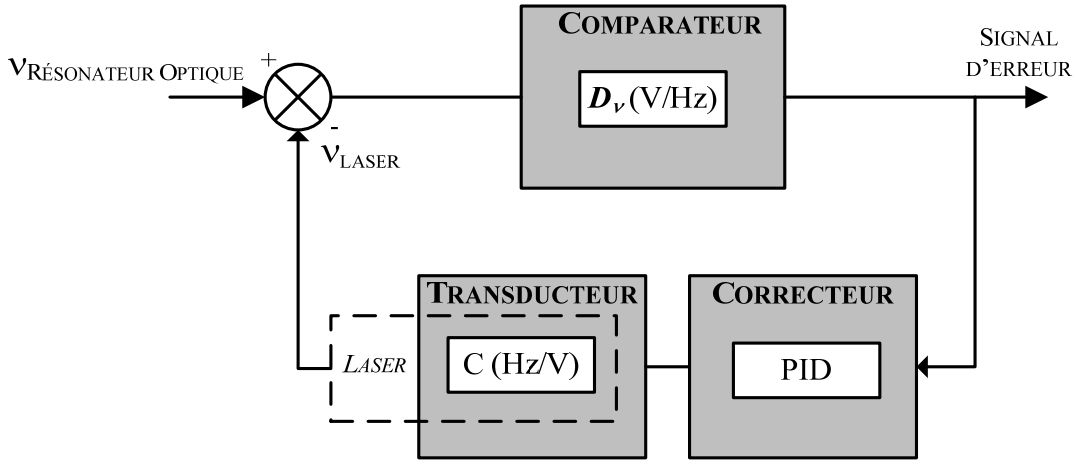


Figure IV-5 : Schéma de principe de la boucle d'asservissement de la fréquence du laser sur la fréquence d'une résonance d'une cavité optique

- Le comparateur :

  Il va permettre de comparer la fréquence du laser avec la fréquence du mode résonant de la cavité optique. Il fournie le signal d'erreur en convertissant les écarts de fréquence en écarts de tension ($\boldsymbol{D_\nu}$ (V/Hz)).

- Le correcteur :

  Il va permettre de réaliser le meilleur compromis entre précision, stabilité et rapidité du système étudié. Le correcteur choisi est un correcteur proportionnel Intégrateur

Dérivateur (PID).

- Le transducteur :

  Il va permettre de convertir et de corriger les fluctuations de tension en fluctuation de fréquence (***C*** (Hz/V)), via le contrôle rapide piézoélectrique du laser KOHERAS.

La représentation de la boucle d'asservissement est illustrée sur la figure IV-5.

Pour déterminer les paramètres et obtenir la meilleure réponse du système asservis, l'étude du fonctionnement en boucle ouverte est primordiale. En boucle ouverte, en modifiant la consigne, c'est-à-dire en modifiant la fréquence du laser, on obtient la réponse caractéristique du système permettant de construire le signal de correction. Celle-ci est réalisable en effectuant un balayage autour d'une résonance à l'aide du contrôle lent ou rapide du laser KOHERAS. La synoptique du fonctionnement en boucle ouverte est présentée sur la figure ci-dessous.

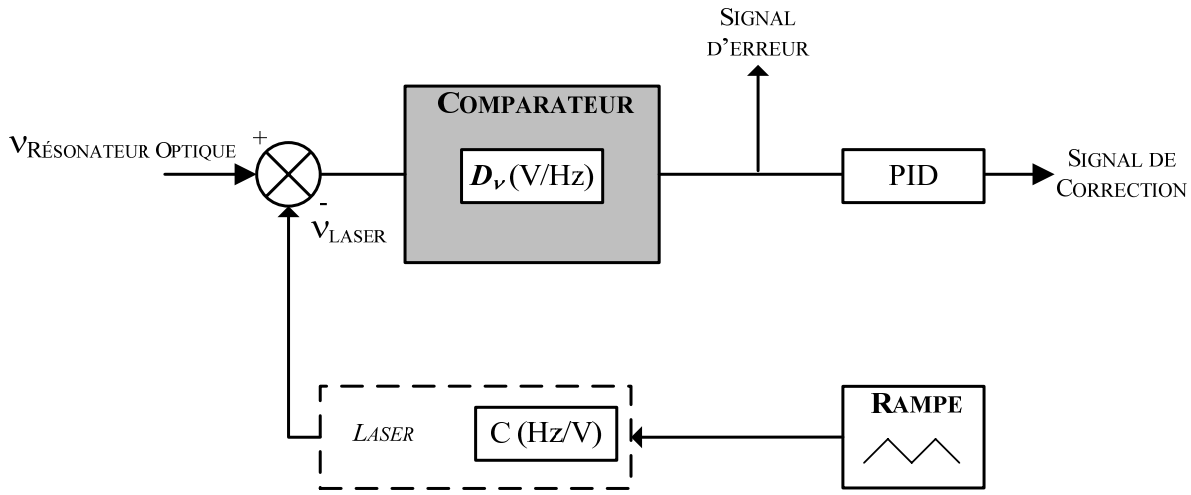


Figure IV-6 : Schéma de principe du fonctionnement en boucle ouverte

IV.3.2 Banc expérimental mis en place et conditions d'utilisation

L'idée de base du discriminateur de Pound-Drever est de générer une modulation de phase du signal optique, et de détecter l'effet du passage par le résonateur sur cette modulation de phase. L'information ainsi recueillie servira ensuite à corriger la fréquence du laser pour le centrer sur le résonateur. Pour notre application, cette modulation est réalisée à l'aide d'un modulateur électro-optique (MEO). Elle crée deux bandes latérales autour de la porteuse optique aux fréquences $\nu_{LASER} \pm \nu_{MEO}$. Comme le montre la figure IV-7, il en découle alors plusieurs conditions pour utiliser cette méthode de Pound-Drever :

- Pour effectuer la modulation de phase, la fréquence de modulation, ν_{MEO} doit être

supérieure à la largeur spectrale du mode résonant, $\Delta\nu_R$, et doit être largement inférieure à l'ISL de la cavité optique :

$$\Delta\nu_R < \nu_{MEO} \ll ISL$$

- Pour obtenir l'information de phase, la largeur spectrale du laser doit être, quant à elle, inférieure à la largeur spectrale du résonateur :

$$\Delta\nu_{\mathrm{LASER}} \leq \Delta\nu_R$$

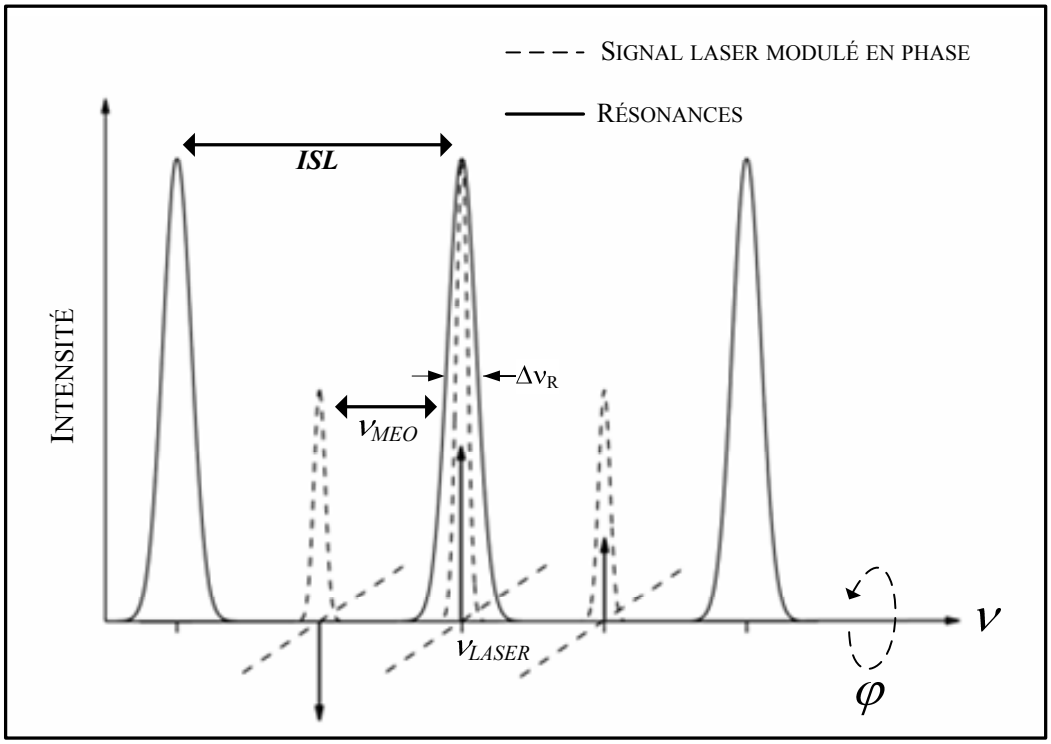


Figure IV-7 : Schéma du spectre du signal laser modulé en phase centré sur une résonance. Lorsque l'indice de modulation, β, est petit, on obtient un spectre à trois raies semblable à celui obtenu pour une modulation d'amplitude, avec une différence : les deux raies latérales sont en opposition de phase

Une contrainte supplémentaire concerne le bruit du système bouclé : le défaut de cette approche est de rajouter sur le spectre une composante supplémentaire à ν_{MEO}. Il faudra donc que cette composante se situe à une distance à la porteuse non critique pour l'application visée (c'est-à-dire, en général, assez lent en fréquence).

Le Laser KOHERAS remplissant ces conditions, nous avons mis en place le banc de contre-réaction par la technique de Pound-Drever présenté sur la figure IV-8.

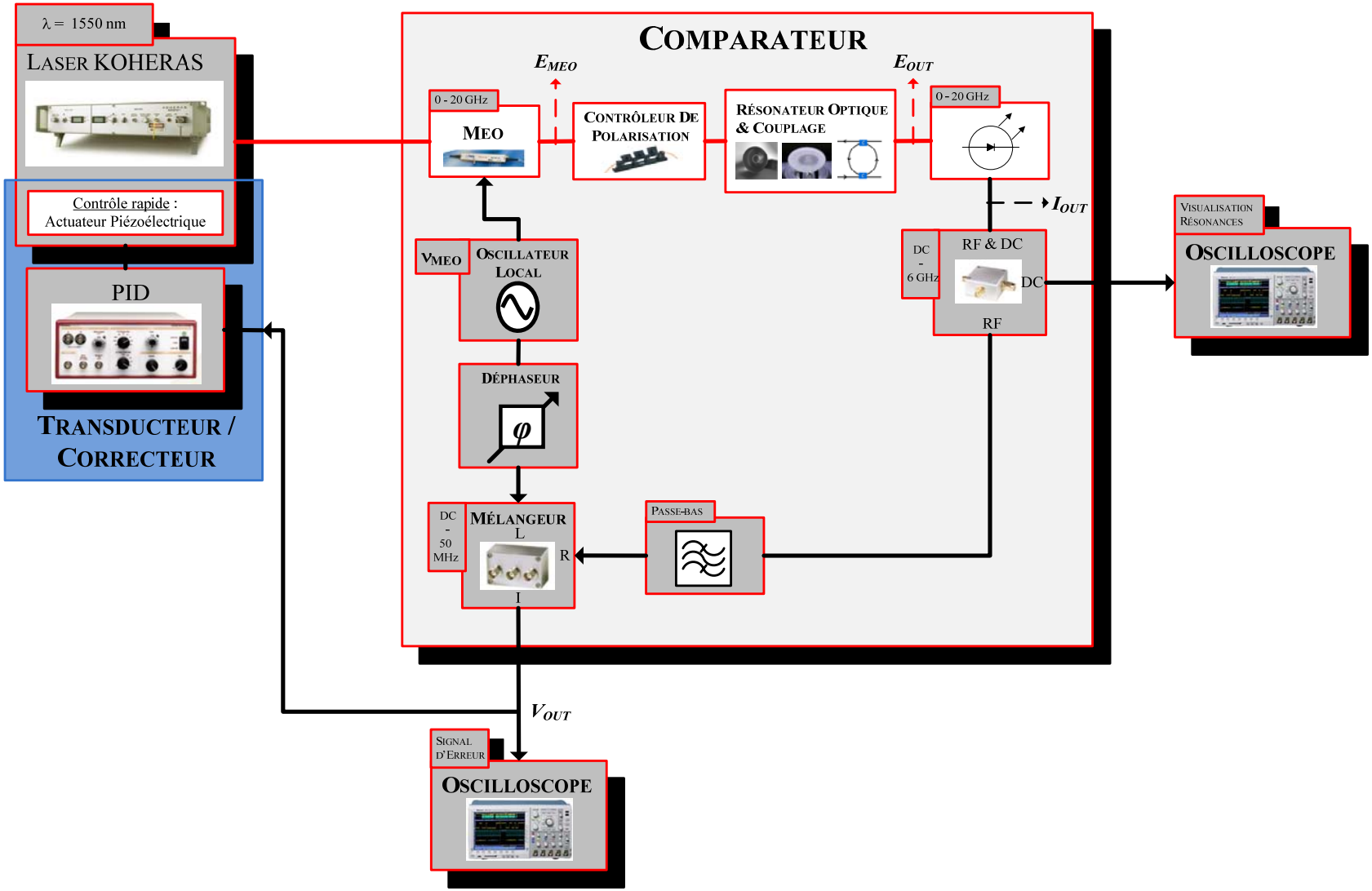


Figure IV-8 : Banc de verrouillage du mode laser KOHERAS sur un mode résonant par l'intermédiaire de la méthode de Pound-Drever

IV.3.3 Du champ laser jusqu'au signal d'erreur

Les expressions analytiques du champ laser traversant les différents éléments du banc de mesure peuvent être définis jusqu'à l'obtention de l'expression du signal d'erreur.

IV.3.3.1 Forme analytique du signal d'erreur

En partant de l'expression du champ laser et du développement en fonction de Bessel du premier ordre de la modulation de phase[4], on peut en déduire l'expression du champ, E_{MEO}, après le modulateur électro-optique :

$$E_{MEO} = E_{LASER} e^{i2\pi\nu_{LASER}t}[J_0(\beta) + J_1(\beta)e^{i(2\pi\nu_{MEO}+\varphi)t} - J_1(\beta)e^{-i(2\pi\nu_{MEO}+\varphi)t}] \quad \textit{(IV-1)}$$

Cette expression reflète le spectre à trois raies, formé de la raie centrale du laser et des bandes latérales de modulation, illustré sur la figure IV-7.

On pose $X_R(\Delta\nu)$ la fonction de transfert en fréquence de la réponse du résonateur optique. Si on suppose que l'on soit au voisinage d'une résonance, seule la bande centrale rentre dans la cavité optique, alors on peut exprimer le champ, E_{out}, à sa sortie :

$$E_{OUT} = E_{LASER} e^{i2\pi\nu_{LASER}t}[J_0(\beta)X_R(\Delta\nu) + J_1(\beta)e^{i(2\pi\nu_{MEO}+\varphi)t} - J_1(\beta)e^{-i(2\pi\nu_{MEO}+\varphi)t}] \quad \textit{(IV-2)}$$

avec $X_R(\Delta\nu) = |X_R(\Delta\nu)|e^{-i\phi(\Delta\nu)}$

L'intensité de ce champ est obtenue après la photodiode en posant :

$$I_{OUT} = \frac{1}{2}\mathcal{R}e\{E_{OUT}E_{OUT}^*\} \quad \textit{(IV-3)}$$

Après développement et élimination des termes constants, on obtient une expression contenant uniquement le terme proportionnel au décalage de fréquence modulé en amplitude à la fréquence de modulation ν_{MEO} :

$$I_{OUT} = [2E_{LASER}^2 J_0(\beta)J_1(\beta)|X_R(\Delta\nu)|] \sin[\phi(\Delta\nu)] \sin[(2\pi\nu_{MEO}t + \varphi)] \quad \textit{(IV-4)}$$

Le signal d'erreur est obtenu en mélangeant le signal de sortie de la photodiode avec un signal dit de démodulation, déphasé par rapport à celui-ci. Ainsi, la tension à la sortie du mélangeur vaut :

$$V_{OUT} = AE|X_R(\Delta\nu)| \sin[\phi(\Delta\nu)] [\cos(\varphi_{MEO} - \varphi) - \cos(\varphi_{MEO} + \varphi + 4\pi\nu_{MEO}t)] \quad \textit{(IV-5)}$$

où $A = 2E_{LASER}^2 J_0(\beta)J_1(\beta)$ et E l'efficacité du mélangeur.

En filtrant la composante en $2\nu_{MEO}$ et en réglant le déphasage du signal de démodulation tel

[4] Ce développement en fonction de Bessel est possible pour un indice de modulation de phase $\beta < 1$.

que $\varphi_{MEO} = \varphi$, on obtient alors :

$$V_{OUT} = \frac{A}{2} E|X_R(\Delta\nu)| \sin[\phi(\Delta\nu)] \qquad \textit{(IV-6)}$$

Cette expression du signal d'erreur peut s'écrire en fonction du temps :

$$V_{OUT} = f(\Delta\nu(t))$$

Par conséquent, en fonctionnement en boucle ouverte, lorsque l'on balaye la fréquence laser, on va bien décrire la fonction $\Delta\nu(t)$ à l'oscilloscope, qui correspond à la réponse du système aux perturbations.

IV.3.3.2 Mesure expérimentale du signal d'erreur

Pour s'affranchir du problème de la densité de pics et des problèmes de couplage, nous avons testé la méthode de Pound-Drever avec l'anneau fibré de 1 m en boucle ouverte. Pour ces mesures, le laser KOHERAS est modulé à 40 MHz, cette fréquence de modulation étant inférieure à l'ISL de la boucle de fibre (205 MHz) et supérieure à la largeur de raie d'une résonance (2.7 MHz).

La principale difficulté pour obtenir un signal d'erreur contenant l'information de l'écart de fréquence entre la fréquence du laser et la fréquence de résonance provient de l'ajustement de la phase du signal de démodulation, φ_{MEO}, par rapport à φ (76). D'après l'expression *IV-5*, si $\varphi_{MEO} = \varphi \pm {}^{\pi}/_{2}$, le terme fonction de $\Delta\nu$ disparaît, ne laissant que le terme en $2\nu_{MEO}$. Un tel réglage de phase donne alors un signal d'erreur nul quand la fréquence du laser balaye les fréquences autour d'une résonance, entrainant la perte de l'information permettant de faire converger le système d'asservissement. En contrepartie, si le réglage de phase est réalisé ($\varphi_{MEO} = \varphi$), on décrit bien la fonction $\Delta\nu(t)$ lorsque la fréquence du laser balaye ± 40 MHz autour de la fréquence de résonance, comme le montre la figure IV-9.

Nous obtenons ainsi le spectre en sortie du résonateur optique, déphasant successivement aussi l'une et l'autre des deux bandes latérales de modulation. Cette allure, présentant un triplet de "résonance" autour d'une raie centrée sur la fréquence de résonance, est caractéristique du signal d'erreur de la méthode de Pound-drever. Elle ne décrit pas l'amplitude mais retranscrit les transitions de phase lors du passage d'une résonance. Ainsi, la pente de la zone linéaire du signal d'erreur est proportionnelle à la largeur spectrale de la résonance, $\Delta\nu_R$ et donc proportionnelle au facteur de qualité Q (77). Le but de la contre-réaction est de se stabiliser au centre de cette zone linéaire, correspondant au point noir reporté sur la figure IV-9. Il en découle que plus le facteur de qualité Q sera élevé, plus la

pente sera raide, rendant les réglages du verrouillage plus difficile.

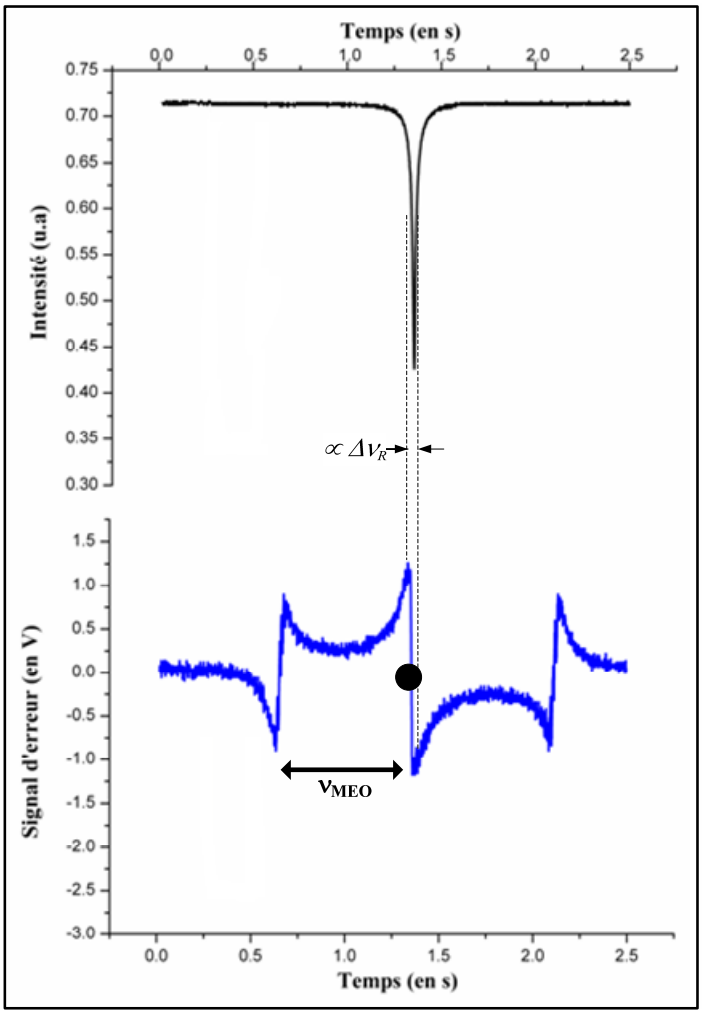


Figure IV-9 : Signal d'erreur typique de la technique de Pound-Drever si $\varphi_{MEO} = \varphi$ lors du passage d'une résonance de l'anneau fibré de 1m. La pente de la zone linéaire de ce signal est proportionnelle à la largeur spectrale de résonance, $\Delta\nu_R$

IV.3.4 Mode de fonctionnement en boucle fermée

Chaque résonateur optique présente une réponse différente en fonction de son facteur de qualité Q. Pour chaque résonateur, il faut donc étudier le signal d'erreur pour optimiser les paramètres du transducteur en boucle fermée, et plus particulièrement ceux du correcteur PID.

IV.3.4.1 Protocole de mesure en boucle fermée

Le protocole expérimental pour refermer la boucle d'asservissement peut se décomposer en quatre étapes :

1. Réglage de la phase du signal de démodulation, φ_{MEO}.
2. Réglage du gain, du temps d'intégration du PID en fonction des caractéristiques du

résonateur optique. En sortie du PID, on obtient alors le signal de correction, c'est-à-dire la tension à appliquer à l'actuateur piézoélectrique du laser. Ce signal doit effectuer de large excursion en tension pour corriger efficacement, de l'ordre de la centaine de fois la valeur de la largeur de résonance.

3. Recherche de l'accrochage en déplaçant la fréquence du laser à l'aide de la température au voisinage d'une résonance.
4. Fermeture manuelle de la boucle lorsque la fréquence du laser croise une résonance.

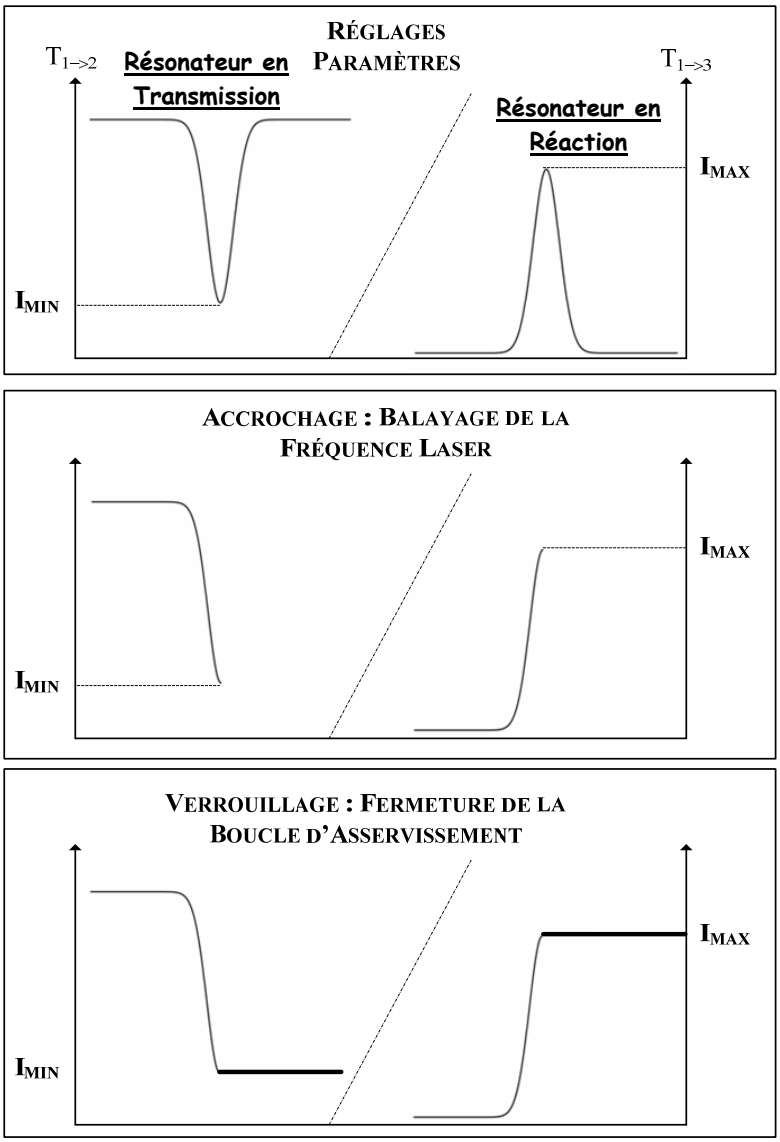


Figure IV-10 : Schéma des différentes étapes jusqu'au verrouillage de la fréquence laser sur la fréquence de la résonance de la cavité optique

Au final, lorsque la boucle est fermée, nous obtenons :

- le signal du résonateur en transmission verrouillé sur sa valeur minimale
- le signal du résonateur en réaction verrouillé sur sa valeur maximale.

La figure IV-10 résume les différentes étapes de la fermeture de la boucle d'asservissement.

Lorsque le gain de boucle est suffisant et lorsque le temps d'intégration est assez court, le signal de correction maintien le verrouillage du laser sur la résonance pendant une durée quasi-illimitée. On se trouve dans un régime d'asservissement stable. En revanche, si ces conditions ne sont pas remplies, la perte du verrouillage se produit de manière aléatoire. Le décrochage peut avoir lieu dans la seconde ou dans la minute qui suit l'accrochage.

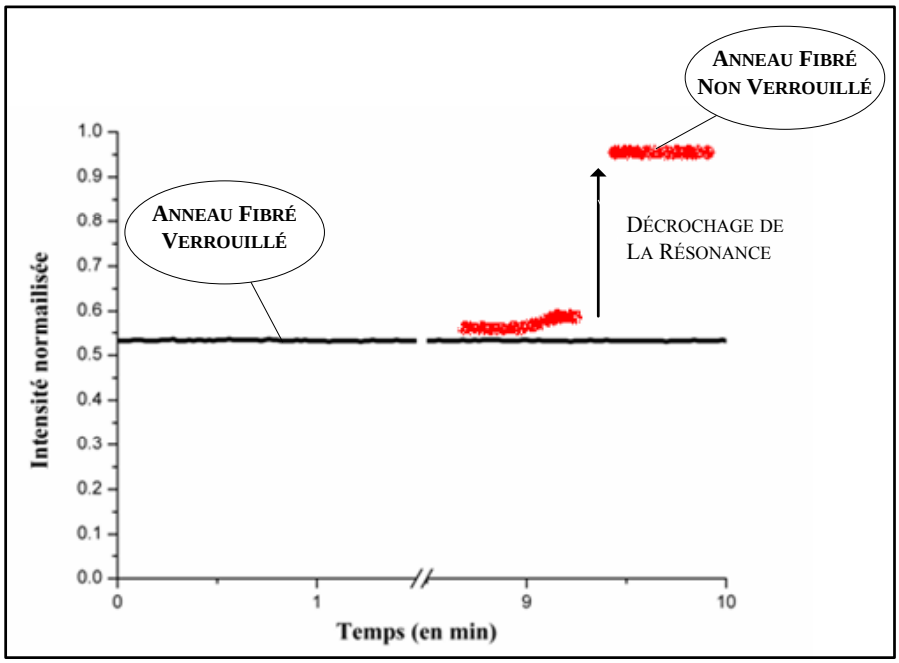


Figure IV-11 : Stabilité du signal en transmission verrouillé sur une résonance de l'anneau fibré de 1 m pendant une durée de 10 minutes

La figure IV-11 présente une mesure de la stabilité de la contre-réaction réalisée pendant une durée de 10 minutes avec l'anneau résonant fibré de 1 m.

IV.3.4.2 Stabilité aux perturbations extérieures

Dans un régime stable, le signal de correction étant grand (gain de boucle de 100 environ), il peut compenser des petites perturbations telles que (78) :

- Les changements des conditions de couplage
- Les variations en température de la pièce

Il peut aussi corriger des perturbations plus rapides. Afin de démontrer expérimentalement cette correction au cours d'un verrouillage, nous avons créé une perturbation de courte durée en frappant sur la table de mesure. Comme le montre la figure IV-12, le système est à nouveau stable presque immédiatement après chaque perturbation.

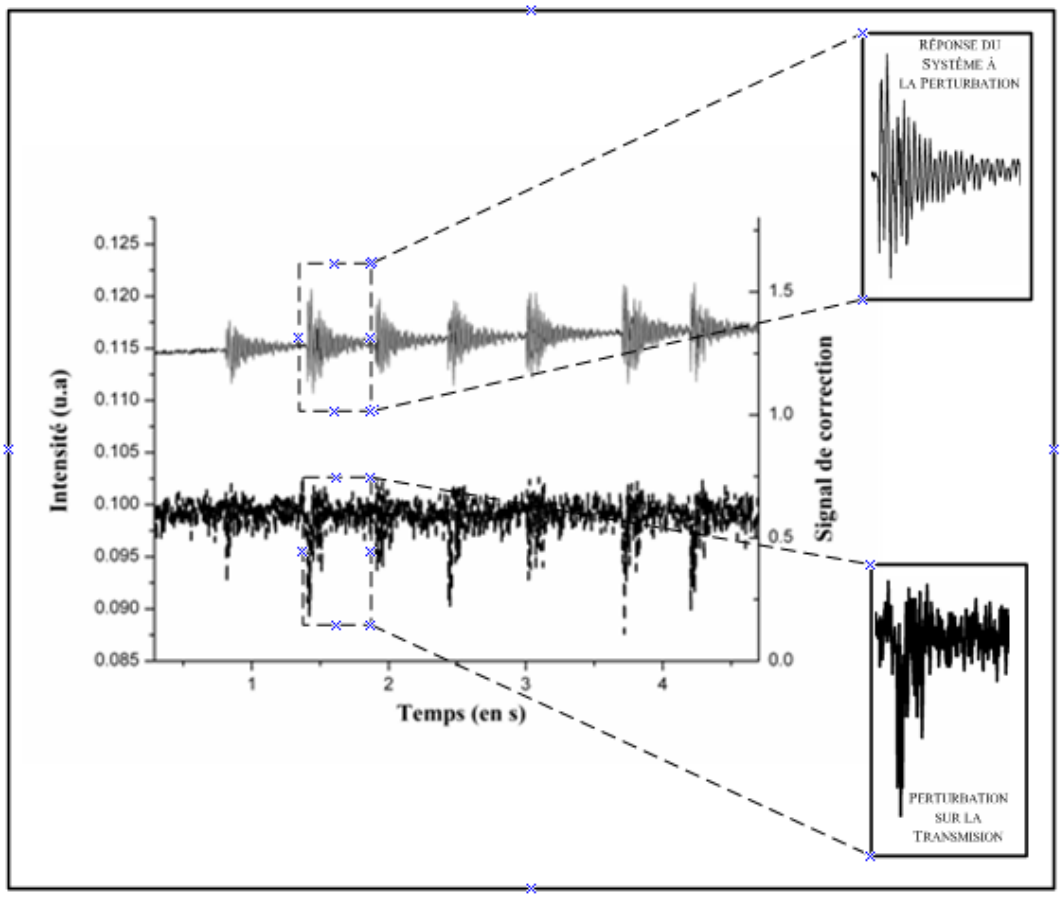


Figure IV-12 : Réponse du système à une perturbation de courte durée (choc sur la table de mesure)

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le principe de deux méthodes d'asservissement de la fréquence laser sur la fréquence de résonance d'une cavité optique. Cette stabilisation est indispensable pour s'affranchir des problèmes de fluctuation en température des modes. La première approche, visant à réaliser le verrouillage sur un laser DFB, fait encore l'objet d'études et n'est pas totalement opérationnelle. Cependant, elle reste la solution pour l'intégration du système complet. La deuxième approche, plus volumineuse, utilisant la technique de Pound-Drever a été testée et validée avec un des types de résonateurs étudiés : les anneaux fibrés.

Maintenant que le laser et le résonateur forment un système couplé, il est possible d'exploiter les très hauts facteurs de qualité, Q, lors d'une application RF ou hyperfréquence.

Chapitre V :
Sources hyperfréquences à très haute pureté spectrale à base de résonateurs optiques

V.1 Introduction

Comme nous l'avons vu précédemment, les résonateurs optiques à fort coefficient de qualité Q peuvent être utilisés pour la réalisation ou la stabilisation de sources de fréquence dans le domaine optique. Ils peuvent également être exploités dans le domaine micro-onde (ou RF) et le but de ce chapitre est d'étudier précisément cette fonction.

Dans le domaine micro-onde, ces résonateurs peuvent être mis à profit pour palier aux limitations en coefficient de qualité des résonateurs hyperfréquences. Pour cela, il est possible de transporter l'onde hyperfréquence à l'aide de l'onde optique (porteuse optique) et réaliser le traitement du signal dans le domaine optique, avant de le convertir à nouveau dans le domaine hyperfréquence. Les résonateurs optiques peuvent donc être utilisés pour filtrer des signaux micro-ondes, ou pour améliorer les performances des oscillateurs hyperfréquences en termes de compacité, stabilité et pureté spectrale. De nombreuses topologies, à cavité optique résonante ou non, sont possibles pour la réalisation d'un oscillateur électro-optique, avec des avantages et des inconvénients différents, et surtout des performances en bruit qui restent à préciser pour les mini-résonateurs optiques.

V.2 Filtrage micro-onde par l'optique

V.2.1 Principe

L'utilisation des résonateurs optiques pour le filtrage micro-onde peut être facilement obtenu une fois que le laser est stabilisé sur le résonateur.

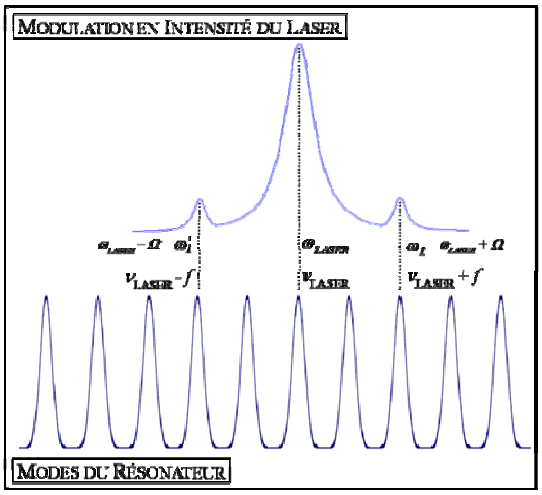


Figure V-1 : Filtrage du signal du laser modulé par trois modes du résonateur optique

Le principe est le suivant : la porteuse optique (le laser) est modulée par une fréquence micro-onde, *f*. Ce signal traverse ensuite le résonateur optique dont aux moins deux modes entre eux sont distants de la fréquence de modulation micro-onde choisie (voir figure V-1). Le signal est ensuite restitué dans le domaine micro-onde par détection du battement optique sur une photodiode rapide. La figure V-2 présente schématiquement le banc de mesure de ce filtrage micro-onde par l'optique, la modulation micro-onde étant réalisée à l'aide d'un modulateur d'intensité Mach-Zehnder (MZM).

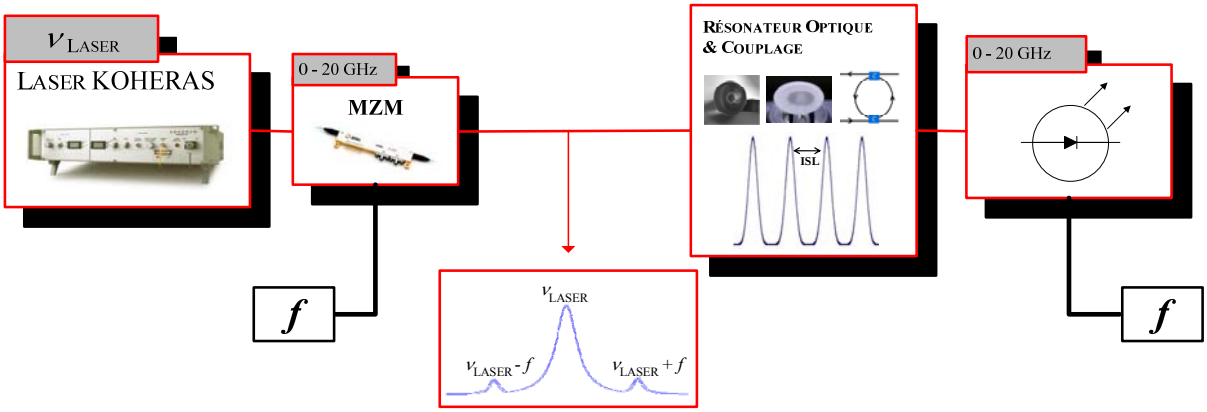


Figure V-2 : Schéma du banc de mesure du signal micro-onde en sortie des résonateurs optiques

Ce système permet de bénéficier aux fréquences micro-ondes des très forts coefficients de qualité que l'on peut obtenir dans le domaine optique. Cependant, comme le démontre le calcul dans le paragraphe suivant, le coefficient de qualité équivalent en hyperfréquence, Q_H, est néanmoins réduit.

V.2.2 Calcul du facteur de qualité Q_H équivalent en hyperfréquence

Il est possible de calculer le facteur de qualité équivalent micro-ondes d'un signal RF en passant par un système comme celui décrit dans la figure V-1. Avec l'hypothèse que les résonances optiques successives soient décrites par une Lorentzienne, nous pouvons écrire la fonction de transfert optique du résonateur comme suit :

$$H(\omega) = \frac{H_1' e^{-i\varphi_1'}}{1 + 2iQ\dfrac{\omega - \omega_1'}{\omega_1'}} + \frac{H_{LASER} e^{-i\varphi_{LASER}}}{1 + 2iQ\dfrac{\omega - \omega_{LASER}}{\omega_{LASER}}} + \frac{H_1\ e^{-i\varphi_1}}{1 + 2iQ\dfrac{\omega - \omega_1}{\omega_1}} \qquad (V\text{-}1)$$

avec ω_{LASER}, ω_1 et ω_1' correspondant à la pulsation de la porteuse optique et aux pulsations des deux bandes latérales.

En considérant la modulation d'intensité de la porteuse optique par un signal sinusoïdal $s(t) = \cos(\Omega t)$ où Ω est la pulsation de modulation micro-onde avec un indice de modulation d'intensité m, le signal du laser modulé s'écrit alors :

$$S_{LASER}(t) = [A + mA\cos(\Omega t)]\cos(\omega_{LASER} t) \qquad (V\text{-}2)$$

Après filtrage par le résonateur optique pour un signal décalé en fréquence micro-onde de $\Delta\Omega$, on obtient en notation complexe :

$$\bar{S}_{OUT}(t) = A.H_{LASER}e^{i(\omega_{LASER}t-\varphi_{LASER})} + \frac{mA}{2}\frac{H_1' e^{i[(\omega_1'-\Delta\Omega)t-\varphi_1']}}{1-2iQ\frac{\Delta\Omega}{\omega_1'}} + \frac{mA}{2}\frac{H_1\ e^{i[(\omega_1+\Delta\Omega)t-\varphi_1\ ]}}{1+2iQ\frac{\Delta\Omega}{\omega_1}} \qquad (V\text{-}3)$$

La détection en puissance du signal $\bar{S}_{OUT}(t)$ est obtenue après la photodiode en posant :

$$P_{OUT} = \frac{1}{2}\mathcal{R}e\{\bar{S}_{OUT}(t)\bar{S}_{OUT}^*(t)\} \qquad (V\text{-}4)$$

Avec les hypothèses suivantes :

$$\frac{\Delta\Omega}{\omega_1'} \approx \frac{\Delta\Omega}{\omega_1} \approx \frac{\Delta\Omega}{\omega_0}$$

$$H_1 = H_1'$$

$$\varphi_1' = \varphi_0 = \varphi_1$$

la puissance en sortie de la photodiode vaut :

$$P_{OUT} \simeq \mathcal{R}e\left\{\frac{2H_{LASER}H_1}{1+2iQ\frac{\Delta\Omega}{\omega_{LASER}}}e^{i(\Omega+\Delta\Omega)t}\right\} \qquad (V\text{-}5)$$

La phase à la sortie du système s'écrit alors :

$$\varphi_{OUT} = Arg\left(\frac{2H_{LASER}H_1}{1+2iQ\frac{\Omega-\Omega_0}{\omega_{LASER}}}\right) \qquad (V\text{-}6)$$

On en déduit l'expression de la pente de phase à la pulsation Ω_0d'un résonateur optique :

$$\left.\frac{d\varphi}{d\Omega}\right|_{\Omega=\Omega_0} = \frac{d}{d\Omega}\tan^{-1}(2Q\frac{\Omega-\Omega_0}{\omega_0}) \qquad (V\text{-}7)$$

L'expression de la pente de phase d'un résonateur hyperfréquence est, quant à lui, définit par :

$$\frac{d\varphi}{d\Omega} = \frac{2Q_H}{\Omega} \qquad (V\text{-}8)$$

A partir des expressions (*V-7)* et (*V-8)* il est possible de définir un facteur de qualité équivalent pour le résonateur optique par comparaison avec le résonateur hyperfréquence. On peut en conclure que le coefficient de qualité équivalent hyperfréquence, Q_H, s'écrit en fonction du coefficient de qualité optique, Q, réduit du rapport de pulsation entre la pulsation

du signal modulant micro-onde, Ω et celle de la porteuse optique, ω_0 :

$$Q_H = \frac{\Omega}{\omega_{LASER}} Q \qquad (V\text{-}9)$$

Ou encore :

$$Q_H = \frac{f}{\nu} Q \qquad (V\text{-}10)$$

avec f la fréquence de modulation micro-onde et ν la fréquence de la porteuse optique.

A titre d'exemple, le coefficient de qualité équivalent hyperfréquence, Q_H, est réduit d'un facteur 10^4 entre une porteuse optique à 200 THz ($\lambda = 1.5$ µm) et une fréquence de modulation de 20 GHz. Il est donc essentiel d'utiliser des résonateurs optiques présentant des coefficients de qualité très élevés, au-delà de 10^8 si l'on veut concurrencer les résonateurs hyperfréquences à une telle fréquence de modulation. En revanche, on pourra noter que Q_H est proportionnel à la fréquence de modulation f. De ce fait, plus la fréquence de l'application micro-onde sera élevée et meilleur sera le coefficient de qualité équivalent du résonateur optique-hyperfréquence. Ce comportement est le comportement inverse des résonateurs micro-ondes traditionnels, dont le coefficient de qualité a tendance à diminuer à très haute fréquence (gamme millimétrique). L'approche optique est donc particulièrement prometteuse pour l'obtention de performances exceptionnelles en gamme millimétrique, à condition de disposer de composants optoélectroniques adaptés à ces fréquences.

V.2.3 Résultats expérimentaux du filtrage micro-onde par l'optique

La figure V-3 présente le montage expérimental mis en place, incluant la contre-réaction, la photodiode rapide et le modulateur hyperfréquence de Mach-Zehnder (MZM). Ces mesures sont effectuées par un analyseur de réseaux vectoriel (ARV) permettant de relever la fonction de transfert entre le modulateur et la photodiode. La courbe observée à l'ARV du paramètre de transmission, S_{21}, est directement l'image du peigne de résonance en fonction de la fréquence de modulation[5], limité expérimentalement par la bande passante du modulateur MZM. Pour notre banc de mesure, cette bande passante à -3dB est de 20 GHz. En définitive, nous pouvons obtenir des résonances équivalentes en terme de coefficient de qualité, toutes séparées de l'ISL correspondant à la longueur de la boucle fibrée, jusqu'à 20 GHz.

[5] Le coefficient de qualité équivalent en hyperfréquence peut être calculé, soit à partir de la mesure en amplitude de l'ARV, soit à partir de la mesure de la phase (voir ANNEXE III).

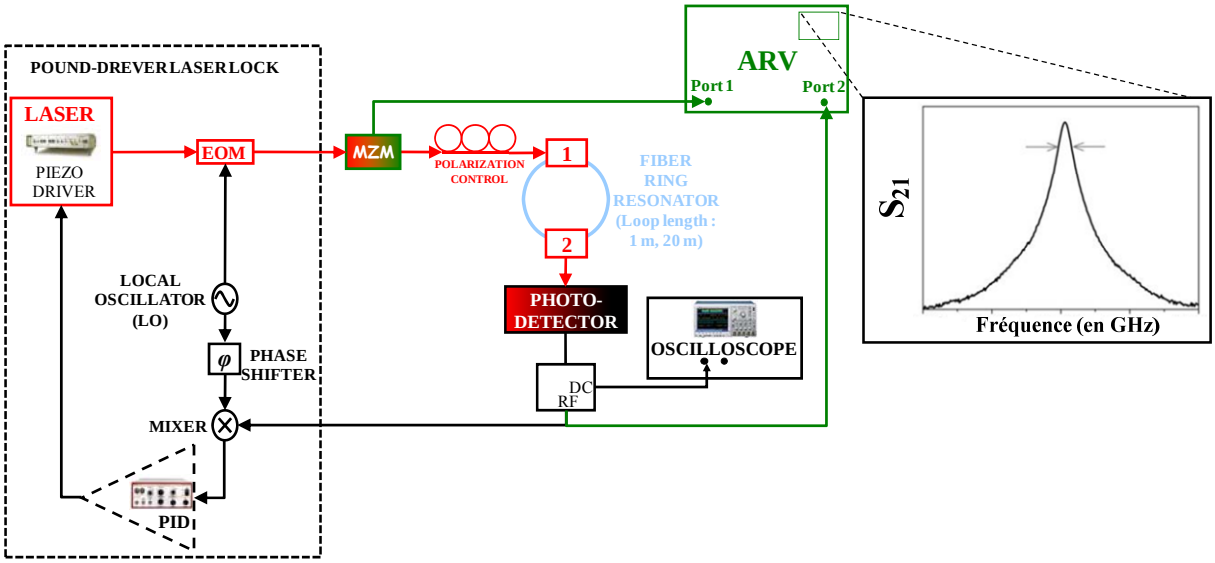


Figure V-3 : Banc de mesure expérimentale du filtrage micro-onde par l'optique de 40 MHz à 20 GHz

V.2.3.1 Anneau fibré de 1m

Nous avons réalisé des mesures de la réponse du filtrage micro-onde avec l'anneau de 1 m. La figure V-4 présente l'observation de quatre modes de ce résonateur, espacés de 205 MHz.

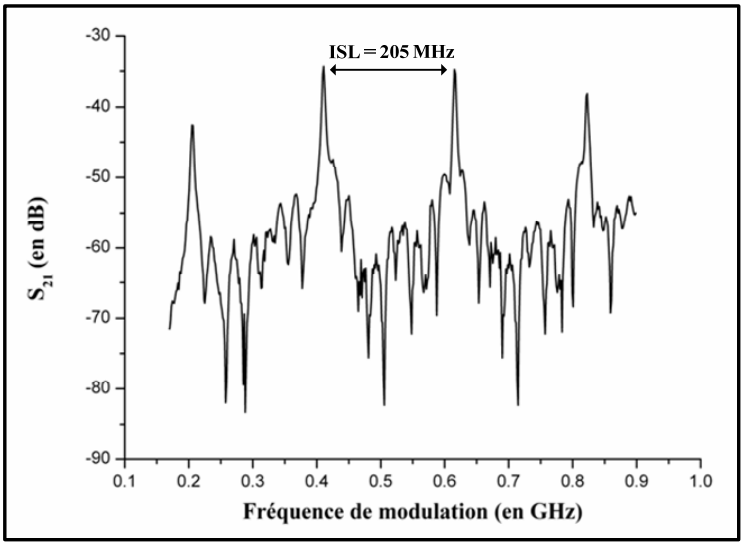


Figure V-4 : Mesure effectuée à l'ARV de quatre résonances de l'anneau fibré de 1 m, chacune espacée de 205 MHz

La figure V-5 montre, quant à elle, la mesure du coefficient de qualité optique de l'une de ces résonances à partir de la mesure de la largeur spectrale. Le facteur Q optique mesuré est de $8\text{x}10^7$. Il est tout à fait conforme à celui relevé lors des mesures de Cavity Ring Down sur ce même résonateur ($Q = 7.5\text{x}10^7$) ou aux mesures de scan ($Q = 7.2\text{x}10^7$). Ce résultat valide une nouvelle fois nos différentes approches expérimentales pour le calcul du facteur de surtension avec la possibilité d'obtenir une mesure temporelle et une mesure fréquentielle. Cette valeur

constitue d'ores et déjà une performance très intéressante pour les applications compte tenu de la faible longueur de fibre, sachant que la valeur maximale théorique simulée est de l'ordre de 10^8.

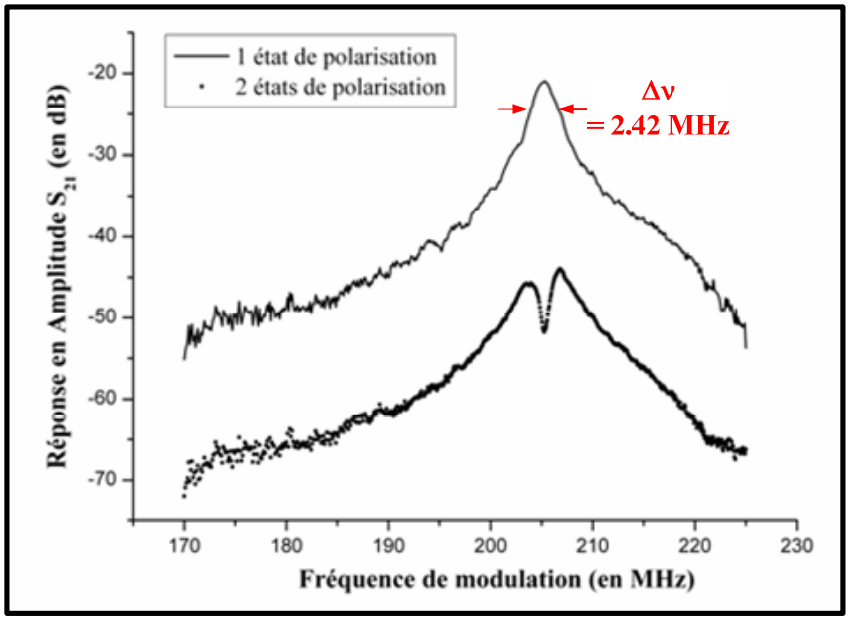


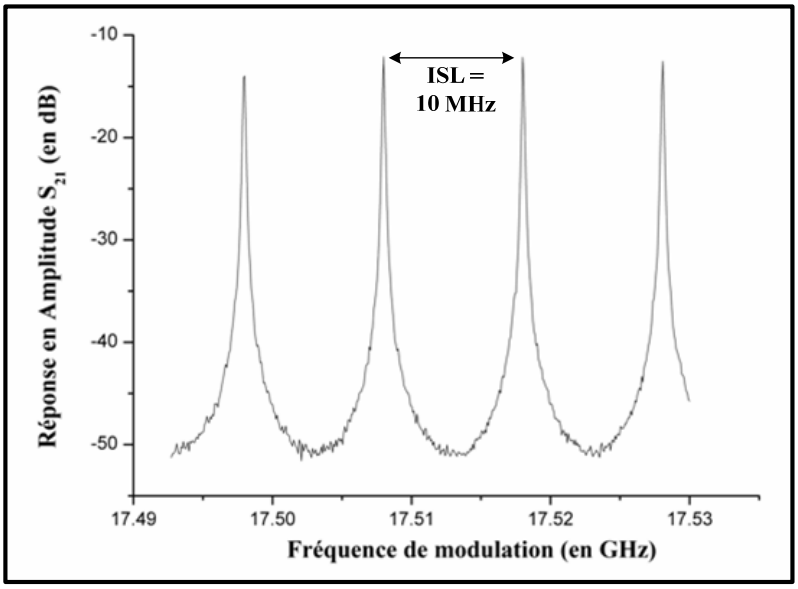
Figure V-5 : Mesure de la fonction de transfert en fréquence de l'anneau fibré de 1 m. On obtient une largeur spectrale à mi-hauteur de 2.42 MHz

On notera toutefois un problème que nous avons observé lors de cette mesure de paramètres S, et que nous n'avions pas remarqué auparavant : l'observation des deux types de modes dans la fibre (TE et TM) peut conduire à une dégradation en amplitude de la résonance (voir figure V-5). Ce problème a été résolu en utilisant avant le résonateur un contrôleur de polarisation. Cette observation a été rendue possible par la très grande précision en fréquence que nous offre le banc de test couplé à l'analyseur de réseaux.

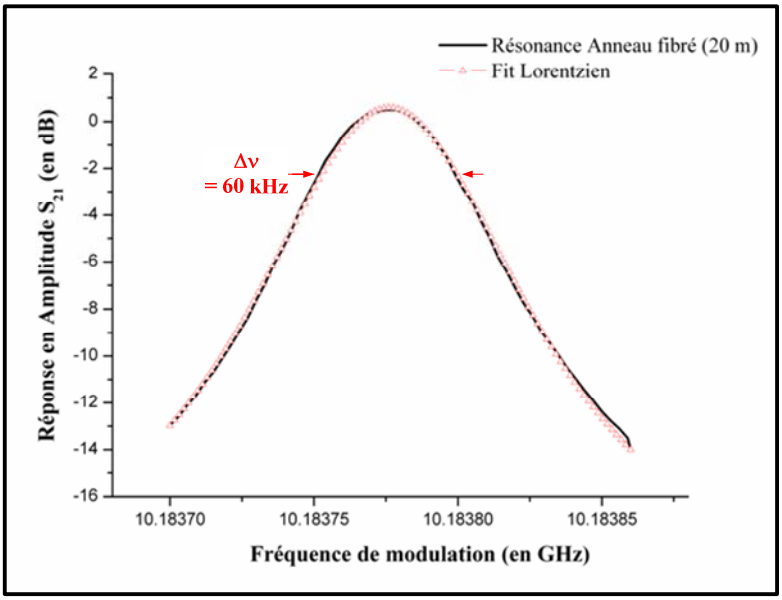
V.2.3.2 Anneau Fibré de 20 m

Les figures V-6 et V-7 présentent le même type de résultat obtenu cette fois avec un résonateur fibré de 20 m, correspondant à un ISL de 10 MHz. Grâce à l'augmentation de longueur et à la sélection des coupleurs, une largeur de résonance de 60 kHz a pu être obtenue, ce qui correspond à un facteur de qualité optique de 3.2×10^9. Ce coefficient de qualité est très proche de celui mesuré par la méthode de Cavity Ring Down ($Q = 3.3 \times 10^9$). En ce qui concerne la mesure de scan, la précision est insuffisante pour que la comparaison soit réellement significative. Ce résultat valide cette approche expérimentale pour une gamme de coefficients de qualité 10 fois plus élevés que le précédent. Ce résultat montre aussi l'intérêt de ce dispositif pour les applications : il autorise en hyperfréquences l'obtention d'un

coefficient de qualité Q_H de 3.2×10^5 à 20 GHz, ce qui n'est pas réalisable avec d'autres techniques purement micro-ondes.



Figures V-6 : Visualisation de 4 résonances autour de 17.5 GHz, espacées de 10 MHz. Le contrôleur de polarisation a été réglé de tel sorte à obtenir qu'une seule polarisation de l'onde optique.



Figures V-7 : Mesure de la fonction de transfert en fréquence de l'anneau fibré de 20 m. On obtient une largeur spectrale à mi-hauteur de 60 kHz avec un moyennage de 50 sur l'ARV

V.2.4 Application aux mini-résonateurs ?

Cette approche fréquentielle fine pour l'analyse des résonateurs optiques fibrés multifréquences s'est donc révélée extrêmement robuste et précise. Elle montre qu'il doit être possible avec ce banc de tester des mini-résonateurs extrêmement surtendus avec des $Q > 10^9$.

La prochaine étape sera alors bien entendu son application aux différents mini-résonateurs optiques étudiés dans ce manuscrit. De plus, cette approche est utile non seulement parce qu'elle donne des résultats proches de l'application visée (observation de la qualité du filtrage hyperfréquence par l'optique), mais aussi parce qu'elle fournie une observation très détaillée de la fonction de transfert optique. Il s'agit donc également d'un outil très intéressant pour la métrologie optique.

V.3 OEO et topologies associées

Dans un oscillateur hyperfréquence, on peut remplacer le résonateur micro-onde par un système optique avec un plus fort coefficient de qualité, en utilisant une porteuse optique comme décrit précédemment. L'oscillateur sera opto-électronique, avec des conversions optique/électrique (E/O) et électrique/optique (O/E), comme le montre la figure V-8.

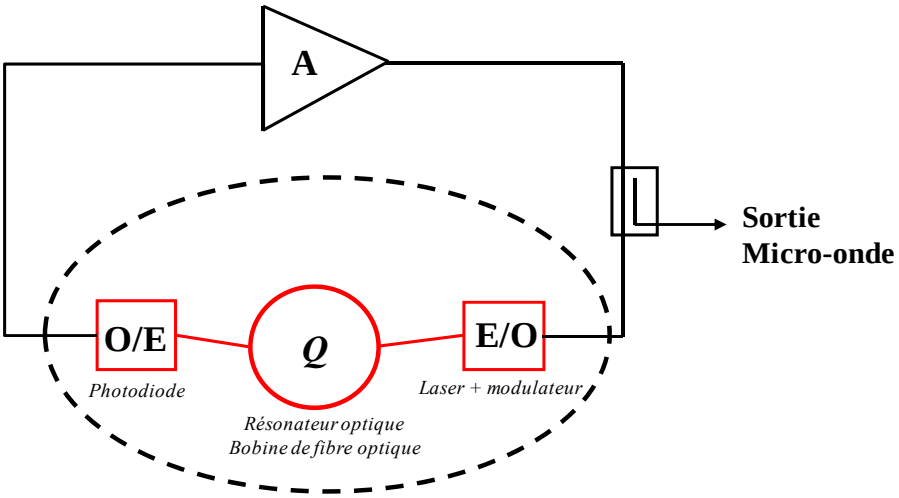


Figure V-8 : Schéma d'un OEO avec les conversions optique/électrique (E/O) et électrique/optique (O/E).

V.3.1 Principe de fonctionnement et performances d'un OEO

Le concept d'OEO a été proposé pour la première fois en 1994 (79). La première topologie était basée sur le concept d'oscillateur à ligne à retard optique (voir figure V-9). Cette ligne à retard fixe la fréquence par le passage par zéro de la phase de boucle, et la forte pente de sa courbe phase-fréquence (proportionnelle au retard) est équivalente à un coefficient de qualité élevé, défini par la relation suivante :

$$Q_{LR} = \pi \tau f \qquad (V\text{-}11)$$

où τ est le retard, et f la fréquence micro-onde.

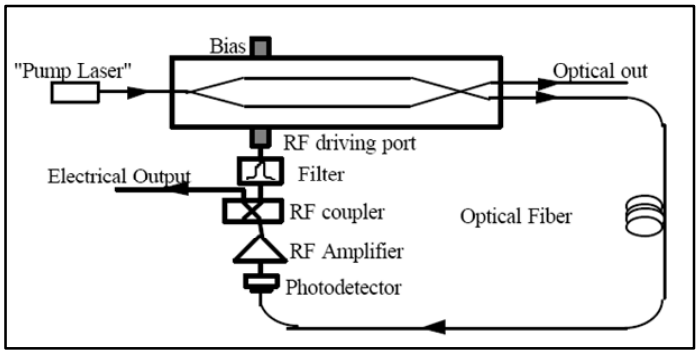


Figure V-9 : Schéma typique d'un OEO à ligne à retard (79)

Avec une atténuation extrêmement faible dans la fibre optique (0.2 dB/km), il est possible d'atteindre des retards très importants, d'une dizaine à plusieurs dizaines de microsecondes. Par exemple, pour une ligne optique de 4 km (soit environ 20 µs de retard) le coefficient de qualité équivalent à 10 GHz est de $6x10^5$. Cependant, même si les valeurs du coefficient de qualité équivalent peuvent être élevées dans ces dispositifs, plusieurs problèmes doivent être résolus pour en tirer pleinement profit : les pertes de conversion E/O et O/E, le bruit de l'optique, les modes parasites ou encore la stabilité en température.

A titre d'exemple, on pourra noter la performance d'un système de ce type :

- Bruit de phase : -163 dBc / Hz à 10 kHz de la porteuse à 10 GHz (80)

D'autres réalisations ont été effectuées à plus haute fréquence, jusqu'à 39 GHz (81), ou sur des systèmes accordables de 6 à 12 GHz par pas de 3 MHz (82).

V.3.2 Cas de l'oscillateur couplé optique électrique ou COEO

Il s'agit d'une topologie proposée dès 1998 (83), mais dont la potentialité pour la génération à très haute pureté spectrale n'a été réellement démontrée qu'en 2005 (84). Dans cette configuration (voir figure V-10), la porteuse optique n'est pas fournie par un laser indépendant du reste du système mais est réalisée par une boucle incluant un amplificateur optique (AO). Le laser, comme l'oscillateur micro-onde, bénéficient donc tous deux du fort coefficient de qualité de la référence passive. Le laser n'est plus un laser monomode mais un laser à modes couplés, et c'est un battement de modes qui est en fait mis à profit par l'oscillation hyperfréquence. Il s'agit donc bien d'un système de deux oscillateurs couplés, l'un optique, l'autre micro-onde, d'où le sigle COEO pour "Coupled Optical Electric Oscilator". L'équipe de Maleki *et al* a montré que le coefficient de qualité équivalent en micro-ondes de ce système était plus élevé que celui à ligne à retard avec un facteur 15 environ (84).

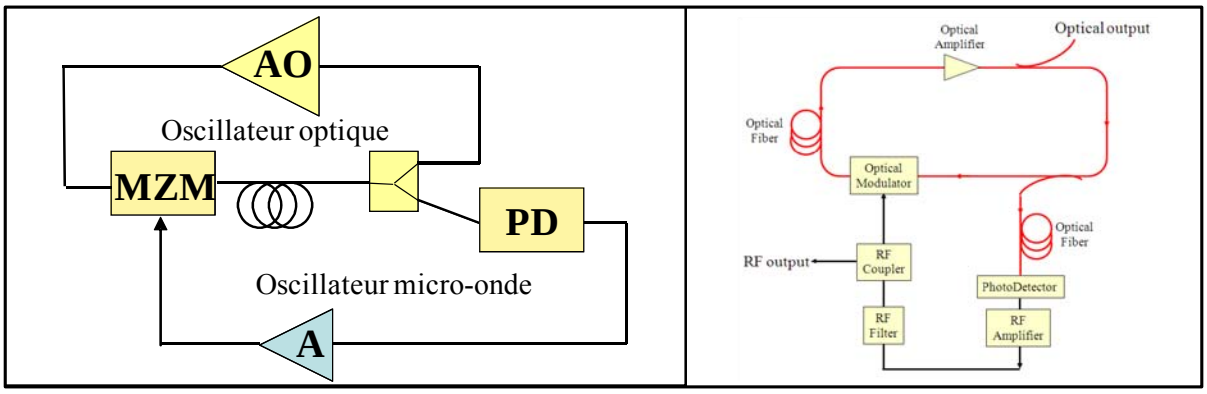


Figure V-10 : Schéma de principe d'un COEO (80)

V.3.3 OEO à Résonateur optique

V.3.3.1 Principe et performances

La dernière topologie présentée ici repose sur l'utilisation des mini-résonateurs optiques, étudiés dans ce manuscrit, en tant que filtre à très fort Q pour réduire ainsi les dimensions importantes du système à ligne à retard optique. Les autres intérêts de cette approche outre la miniaturisation est qu'elle peut être plus aisément stabilisée en température et que l'ISL des modes WGM permet de s'affranchir des modes indésirables de l'oscillateur à ligne à retard optique. Cette idée avait été avancée dès 1999 (85), mais n'a été développée que ces cinq dernières années (86), (87), (88). Comme nous l'avons montré dans le chapitre I, de nombreux types de mini-résonateurs optiques peuvent être utilisés pour cette application, avec des facteurs de qualité optiques compris entre 10^8 et 10^{11}. A ce jour, les seuls résultats obtenus dans la littérature concernent surtout les mini-résonateurs possédant des propriétés optiques non-linéaires, comme le tantalate de lithium ($LiTaO_3$) (89) (effet électro-optique), ou comme le fluorure de calcium (CaF_2) (90) en exploitant le mélange paramétrique à quatre ondes. D'autres matériaux comme le Quartz (91) et le Niobate de Litium (92), possédant aussi des propriétés électro-optiques, permettent le filtrage micro-onde. L'intérêt de la configuration d'OEO avec ces résonateurs est qu'elle ne nécessite qu'un seul composant optique pour réaliser la modulation et le retard. Les principaux résultats sur ces OEO sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Par ailleurs, le montage complet de l'OEO à base de mini-résonateurs n'est jamais rigoureusement décrit, mais il est le plus souvent spécifié l'utilisation d'une contre-réaction permettant le verrouillage du laser sur le mode résonant WGM. En ce qui concerne nos résonateurs optiques, les performances obtenues en terme de facteur de qualité optique sont encourageantes ($Q \sim 10^8$ à $4x10^9$ pour les mini-résonateurs et jusqu'à 3×10^9 pour les systèmes

fibrés résonants). Néanmoins, l'augmentation du facteur Q à lui seul est insuffisant pour l'obtention d'un très bon bruit de phase, comme le montrent les résultats en bruit de phase des OEO du tableau V-1 et comme va le montrer le paragraphe V.4.

Réf.	Année	Matériau	Diamètre (mm)	Q	f (GHz)	Bruit de phase
(89)	2008	$LiTaO_3$	~ 1.3	~ 10^8	~ 33	-80 dBc/Hz @ 10 kHz
(90)	2008	CaF_2	~ 3.5	~ 10^9	~ 9.4	-95 dBc/Hz @ 10 kHz

Tableau V-1 : Etat de l'art concernant les OEO à base de résonateur WGM

V.3.3.2 Comparaison Résonateur fibré/Ligne à retard

A la vue des résultats obtenus avec les anneaux fibrés, il est fort intéressant de comparer les performances entre un résonateur fibré en anneau et les performances que l'on peut obtenir avec l'approche à ligne à retard optique en calculant la longueur de ligne permettant d'obtenir le même coefficient de qualité en boucle ouverte (mode retard). Ce calcul est effectué à partir de la formule *(V-11)*. Le tableau V-2 présente cette comparaison avec l'anneau de 1 m et de 20m.

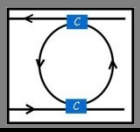
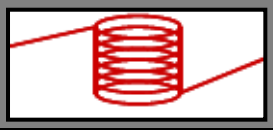
ANNEAU FIBRE 		LIGNE A RETARD OPTIQUE 
L = 1 m	$Q = 8x10^7 \Leftrightarrow \tau = 130$ ns	**L = 26 m**
L = 20 m	$Q = 3.2x10^9 \Leftrightarrow \tau = 5$ µs	**L = 1000 m**

Tableau V-2 : Comparaison résonateur fibré/Ligne à retard optique

La seule technique concurrente au niveau de la performance de la boucle fibré de 20 m est la ligne à retard optique longue. Mais d'après le tableau V-2, outre les problèmes de filtrage de modes, nous pouvons voir qu'une performance équivalente en ligne à retard nécessiterait une ligne 50 fois plus longue. A partir des expressions *(V-10)* et *(V-11)*, l'amélioration à longueur de fibre optique équivalent en termes de facteur de qualité entre ces deux approches peut être calculée par le rapport R suivant :

$$R = \frac{Q_H}{Q_{LR}} = \frac{\frac{f}{\nu}Q}{\pi\tau f} \qquad (V\text{-}12)$$

D'après les expressions de la Finesse, F, et du retard, τ :

$$F = \frac{ISL}{\Delta\nu} \qquad (V\text{-}13)$$

$$\tau = \frac{\ell}{nc} \qquad (V\text{-}14)$$

on en déduit :

$$R = \frac{F}{\pi} \qquad (V\text{-}15)$$

Le calcul du rapport R dépend donc seulement de la Finesse du résonateur qui elle-même peut s'exprimer en fonction des paramètres des coupleurs et des pertes composant l'anneau fibré (93) :

$$R = \frac{\sqrt{(t_1' t_2 \alpha_1 \alpha_2)}}{1 - t_1' t_2 \alpha_1 \alpha_2} \qquad (V\text{-}16)$$

Ce rapport R peut servir de critère de qualité de l'anneau fibré, en comparaison avec la ligne à retard optique.

V.4 Bruit dans les OEO : considérations générales

Comme nous l'avons déjà dit, le principal objectif de l'OEO est de tirer profit des avantages de l'optique en termes de facteur de qualité résultant, dans notre cas, de l'effet de filtrage par un résonateur optique à très fort Q. Toutefois, le facteur Q n'est pas tout dans un oscillateur. L'amélioration du coefficient Q entraîne une amélioration du bruit de phase uniquement si le bruit n'est pas augmenté dans le système. Il est donc essentiel d'optimiser le facteur Q et de réduire en même temps (ou du moins contrôler) le bruit de phase en boucle ouverte. Pour déterminer les différentes contributions en bruit de phase du système, nous pouvons utiliser l'approche classique de Leeson (94) des oscillateurs RF, valable également pour les OEO :

$$S_{\varphi\ OSC}(f) = S_{\varphi\ BOUCLE\ OUVERTE}(f)\left[1 + \left(\frac{f_0}{2Qf}\right)^2\right] \qquad (V\text{-}17)$$

Le bruit de phase en boucle ouverte, $S_{\varphi\ BOUCLE\ OUVERTE}$, peut être partagé en plusieurs contributions définies et décrites ci-dessous :

$$S_{\varphi\ BOUCLE\ OUVERTE}(f) = S_{\varphi\ E/O}(f) + S_{\varphi\ O}(f) + S_{\varphi\ O/E}(f) + S_{\varphi\ Ampli}(f) \quad (V\text{-}18)$$

- $S_{\varphi\ E/O}$ est le bruit de phase de conversion électrique/optique. Ce bruit de phase est principalement lié au bruit d'amplitude du laser (Relative Intensity Noise (RIN) du laser) et à la contribution au bruit de phase en 1/*f* qui découle de la conversion non-linéaire du bruit en 1/*f* du laser. Le plancher de bruit de phase du laser peut être aisément calculé analytiquement et mesuré. La contribution du bruit en 1/*f* est, quant à elle, plus difficile à évaluer et nécessite une modélisation non linéaire complète du système.
- $S_{\varphi\ O}$ est le bruit de phase dû aux fluctuations de phase dans l'élément optique ou à la conversion en bruit de phase du bruit du laser par cet élément. Un des mécanismes connu est le bruit interférométrique, c'est-à-dire l'effet de l'interféromètre parasite créé par les réflexions multiples au sein de la ligne ou du résonateur. Ce mécanisme a pour effet de démoduler le bruit de fréquence du laser (95) et de le transposer aussi bien au voisinage du DC qu'au voisinage de la porteuse RF.
- $S_{\varphi\ O/E}$ est le bruit de phase de conversion optique/électrique. Il est composé d'un plancher de bruit venant de la photodiode (bruit Shottky ou bruit thermique), qui peut être facilement calculé en fonction du niveau de signal optique, et aussi d'une éventuelle conversion du bruit en 1/*f* de la photodiode.

Même si ces trois contributions de bruit proviennent de processus de bruit très différents, il est très difficile de séparer leurs effets expérimentalement. En ce qui concerne le plancher du bruit de phase, le problème est plus facile et il peut être décrit par l'équation suivante :

$$S_{\varphi\ Plancher\ de\ bruit\ optique} = \frac{P_r^2 S^2 RIN + 2qSP_r + \frac{4kT}{R}}{P_r^2 S^2 m^2} \quad (V\text{-}19)$$

avec P_r la puissance optique reçue, S la sensibilité de la photodiode, RIN le bruit relatif d'amplitude du laser (en valeur linéaire), q la charge électrique, k la constante de Boltzmann, T la température absolue, R la résistance de sortie (charge de la photodiode) et m l'indice de modulation du signal optique (liaison optique à modulation d'amplitude).

- Enfin, $S_{\varphi\ Ampli}$ est le bruit de phase de l'amplificateur. Comme les conversions O/E et O/E ont des pertes, ces pertes doivent être compensées par un amplificateur de gain élevé (généralement de plus de 30 dB). Malheureusement, les amplificateurs à fort

gain présentent en général un niveau relativement élevé en bruit en 1/*f*. Quant au plancher de bruit de phase de l'amplification, il peut être évalué par l'équation suivante :

$$S_{\varphi\ Plancher\ de\ bruit\ ampli} = \frac{FkTG}{P_{sat}} \qquad (V\text{-}20)$$

F étant le facteur de bruit de l'amplificateur de bruit, *G* le gain de l'amplificateur et P_{sat} la puissance de saturation en sortie de l'amplificateur

Il est difficile d'obtenir simultanément un gain important et un faible bruit de phase en 1/*f* (96). Toutefois, certaines solutions ont été trouvées en utilisant des transistors en silicium associés à des techniques particulières de polarisation (97). Il est également possible d'utiliser plusieurs amplificateurs mis en parallèle qui permettent une réduction du bruit de phase de $10log\,(N)$, *N* étant le nombre d'amplificateurs. Toutefois, cette technique nécessite une grande puissance d'alimentation DC.

Enfin, il ne faut pas oublier que le laser doit être stabilisé sur l'un des modes du résonateur, ce qui exige une autre boucle qui ajoutera probablement sa propre contribution au bruit.

A partir de ces considérations générales sur le bruit dans les OEO, on voit toute la difficulté d'évaluer le bruit de phase du système complet et l'intérêt de développer une approche de modélisation rigoureuse à ce niveau. Une étude est en cours à ce sujet (thèse de H. Brahimi) avec l'approche ADS (Advanced Design System) qui permet le calcul des conversions non-linéaire de bruit dans une liaison optique.

Finalement, la réalisation d'un OEO suppose le choix d'un résonateur optique pour obtenir un très fort facteur *Q*, et d'une topologie de circuit permettant d'optimiser le bruit de phase du système global. Au vue des résultats de la partie V.2, il est intéressant de réaliser un OEO basé sur un anneau fibré en utilisant deux boucles de rétroaction : une boucle basse fréquence (BF) permettant de stabiliser le laser sur le résonateur optique et une boucle haute fréquence (HF) de gain supérieur à 1, avec laquelle sera réalisée l'oscillation.

V.5 Résultats OEO Anneau fibré

A partir du dispositif de la figure V-3, nous avons réalisé un OEO autour de 10 GHz. Les éléments essentiels à rajouter dans le dispositif pour un fonctionnement en oscillation RF sont alors les suivant :

- un filtre autour de 10 GHz pour sélectionner un mode unique du peigne de fréquence

généré par l'anneau fibré

- un amplificateur à fort gain pour compenser les pertes dans la boucle optique afin d'obtenir un gain dans le circuit d'oscillation égal à 1.
- un déphaseur micro-onde pour que la phase dans la boucle d'oscillation soit égale à un multiple de 2π.

Les deux dernières conditions sont les conditions nécessaires dites conditions de Barkhausen pour obtenir une oscillation. Concernant le filtrage, il est possible de le réaliser dans le domaine micro-onde. L'ISL minimum des anneaux fibrés donne à 10 GHz une bande passante à 3dB de 10 MHz correspondant à un coefficient de qualité hyperfréquence de 1000. Notre choix s'est orienté sur l'utilisation d'un filtre à résonateur diélectrique avec une largeur spectrale de l'ordre de 3 MHz donnant un facteur de qualité hyperfréquence en charge supérieur à 3000 à 10 GHz (voir figure V-11).

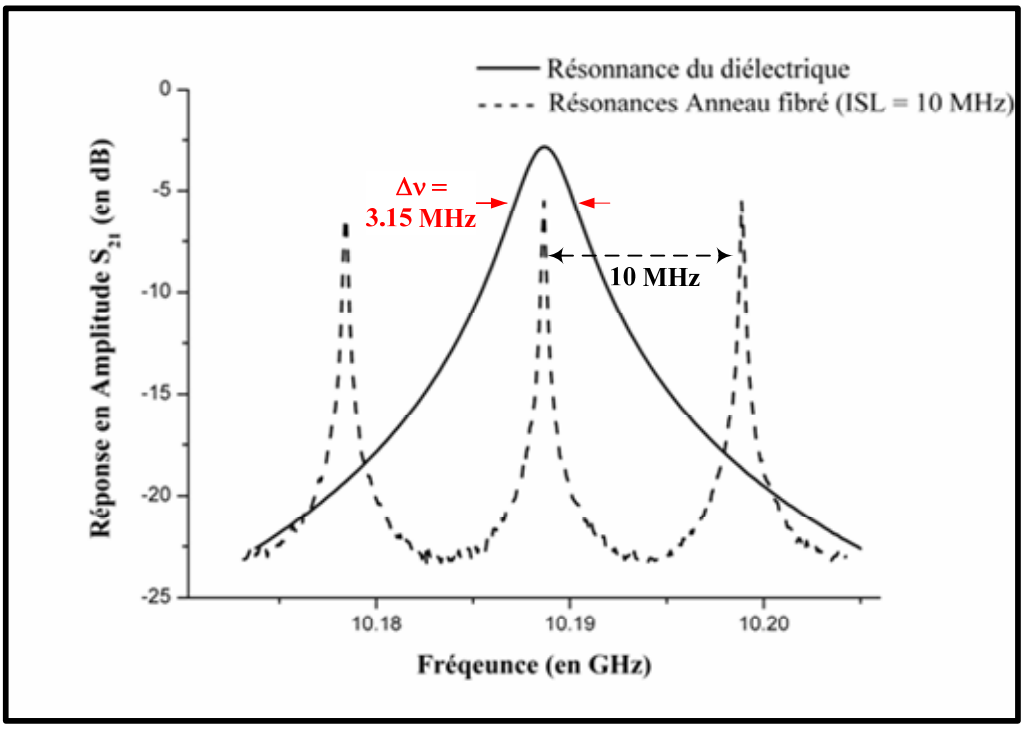


Figure V-11 : Mesure de la fonction de transfert en fréquence du résonateur diélectrique. On obtient une largeur spectrale à mi-hauteur de 3.15 MHz. Avec ce résonateur, on peut filtrer une résonance de l'anneau de 20 m qui possède le plus petit ISL, 10 MHz

Le principe du dispositif expérimental de l'OEO ainsi réalisé est décrit sur la figure V-12.

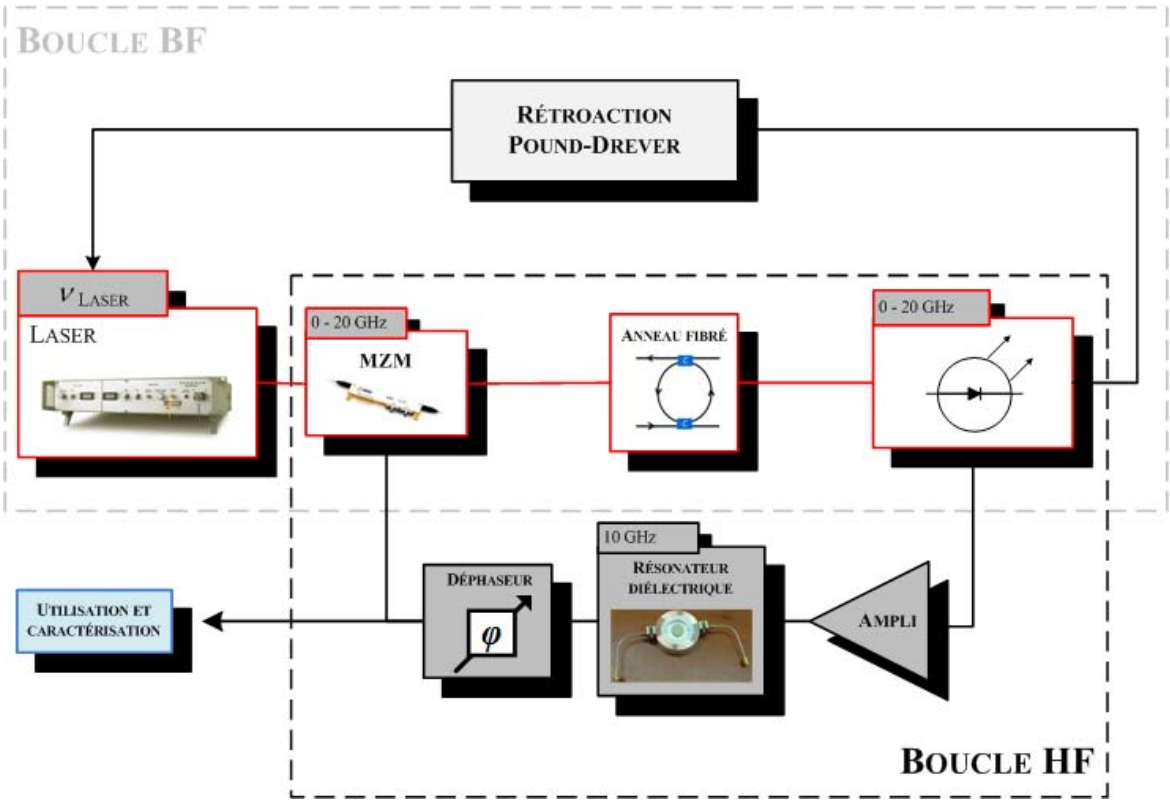


Figure V-12 : Principe de l'OEO réalisé à 10GHz.

V.5.1 Résultats avec l'anneau fibré de 20 m

Le premier OEO a été assemblé avec l'anneau fibré de 20 m, présentant le plus haut facteur de qualité. Pour obtenir une oscillation unique, nous avons donc tout d'abord centré la fréquence de résonance issue du peigne de fréquence de la boucle fibrée sur la résonance du résonateur diélectrique, comme l'illustre la figure V-13.

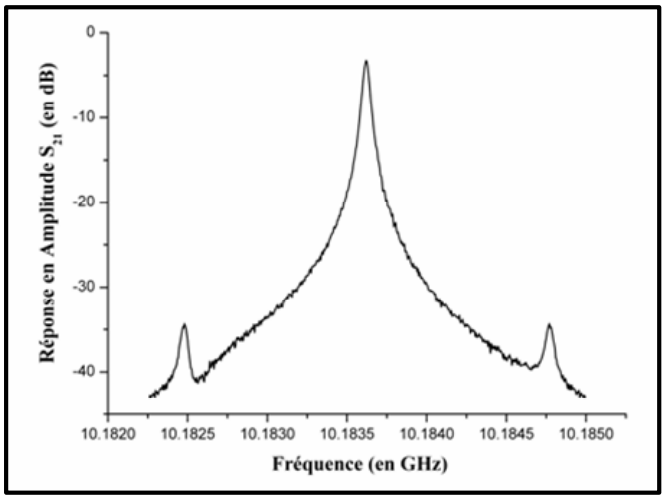


Figure V-13 : Résonance autour de 10 GHz après le filtrage du résonateur diélectrique

Expérimentalement, il ne restait plus qu'à réaliser l'ajustement du gain RF par rapport aux

pertes optiques ainsi que de la phase dans la boucle d'oscillation pour obtenir le spectre de l'OEO ainsi que son bruit de phase. Ces résultats sont présentés en figure V-14.

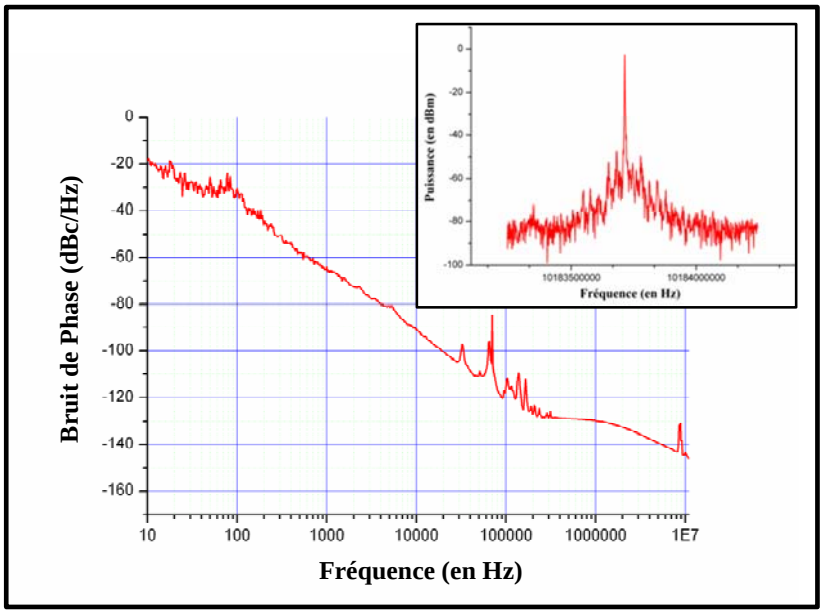


Figure V-14 : Spectre et bruit de phase de l'OEO avec l'anneau de 20m. Ces mesures ont été effectuées avec un analyseur Agilent E5052

Compte tenu des résultats de la figure V-14, ce résonateur fibré génère une composante de bruit importante entre 10 et 10^5 Hz qui rend beaucoup moins intéressante la performance en facteur de qualité, ainsi que l'utilisation en termes de bruit de phase de cet OEO. Il est donc important de travailler sur cette composante de bruit.

V.5.2 Résultats avec un nouveau composant

Pour cela, un nouveau résonateur a été conçu. Comme un brevet est en cours de dépôt sur ce résonateur, nous ne pouvons donner plus de détails ici.

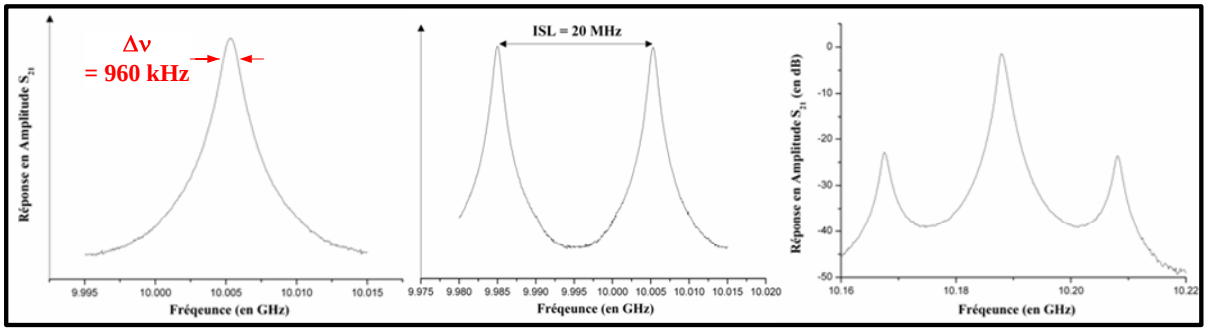


Figure V-15 : De gauche à droite : mesure de la fonction de transfert en fréquence du résonateur (Δν = 960 kHz), mesure de son ISL (20 MHz), résonance autour de 10 GHz après le filtrage du résonateur diélectrique

Ce résonateur possède une longueur totale de boucle de 10 m et présente un facteur de qualité Q de $2x10^8$ avec un ISL de 20 MHz (voir figure V-15).

Toujours dans le souci de l'intégration du système final, ce nouveau résonateur a été monté dans un boitier isolé thermiquement avec des dimensions les plus réduites possibles (voir figure V-16).

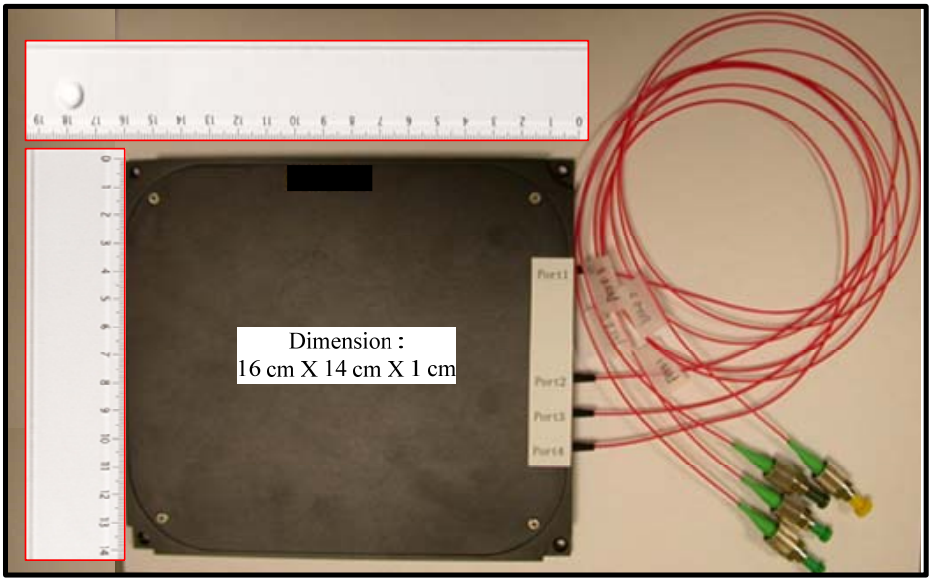


Figure V-16 : Photo du résonateur fibré de 10 m monté dans un boitier isolé thermiquement de dimension 16cm x 14cm x 1cm

Un deuxième oscillateur a pu être alors assemblé avec ce nouveau résonateur. Les résultats du spectre de cet OEO ainsi que son bruit de phase sont présentés en figure V-17.

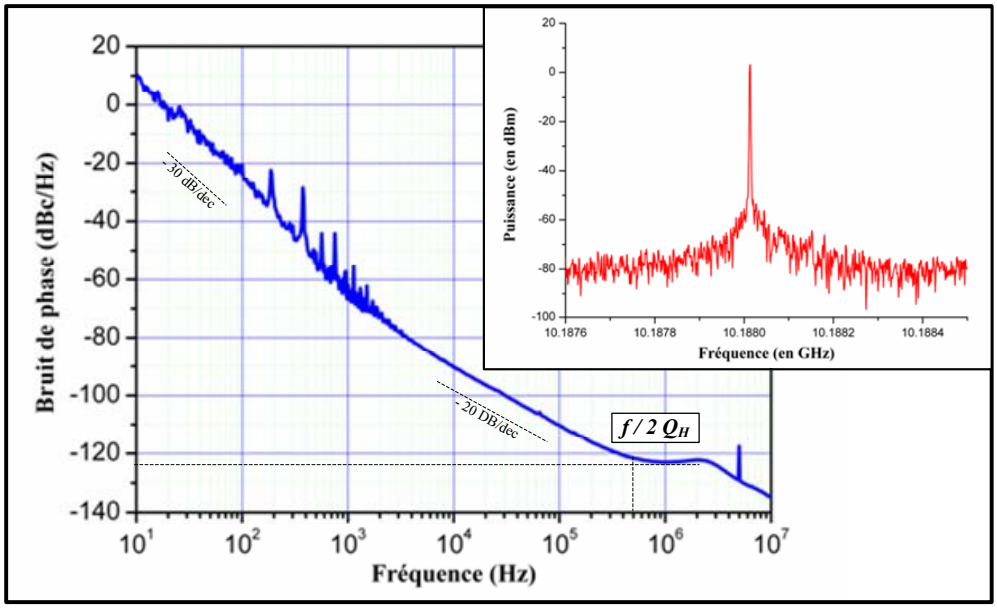


Figure V-17 : Spectre et bruit de phase de l'OEO avec l'anneau de 10m. Ces mesures ont été effectuées avec l'analyseur Agilent E5052

Nous retrouvons bien cette fois l'allure typique du bruit de phase d'un oscillateur micro-onde. Tout d'abord, près de la porteuse (entre 10 et 10^3 Hz), ce spectre de bruit de phase est dominé par le bruit de fréquence en $1/f$, caractérisé par une pente de -30 dB/dec. Ce bruit provient probablement de l'amplificateur RF de la boucle d'oscillation, qui n'était pas optimisé vis-à-vis du bruit de phase. Les pics visibles entre 0,1 et 1 kHz peuvent être dus à des fluctuations mécaniques ou thermiques du résonateur. D'autre part, un bruit blanc de fréquence est observé entre 1 et 400 kHz, caractérisé par une pente de -20 dB/dec. Enfin, le plancher de bruit de phase apparait au-delà de 0,4 MHz, et est de l'ordre de -123 dBc/Hz, la chute finale du bruit étant liée au filtrage par le résonateur diélectrique. La séparation entre le bruit blanc de fréquence et le bruit blanc de phase correspond au terme $f / (2.Q_H)$ où f est la fréquence de l'onde hyperfréquence et Q_H le coefficient de qualité équivalent en hyperfréquences du résonateur optique. Le calcul de ce coefficient de qualité à partir de cette courbe donne un coefficient de qualité en charge Q_H de 10000 à 10 GHz, ce qui correspond bien à notre coefficient de qualité optique de $2x10^8$, réduit du rapport de fréquence entre 200 THz et 10 GHz.

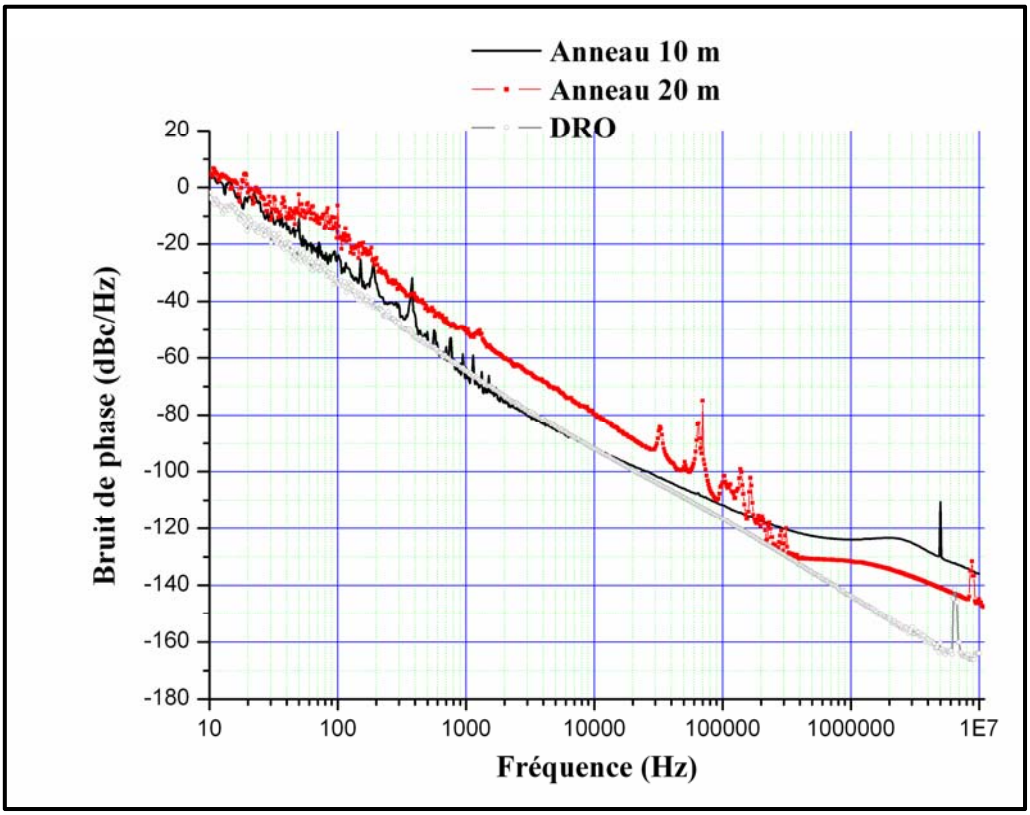


Figure V-18 : Comparaison des spectres de bruit de phase entre l'anneau de 20 m, l'anneau de 10 m et un DRO

Il est intéressant de comparer ce résultat à celui de l'anneau fibré de 20 m, ainsi qu'avec celui d'un oscillateur purement hyperfréquence, un DRO du commerce (REMEC Magnum TM)

(voir figure V-18). La performance encore assez peu convaincante de cet oscillateur, par rapport au DRO, est liée non seulement à la chute du coefficient de qualité avec la nouvelle réalisation, mais également à des bruits ajoutés bien trop importants dans la boucle de l'OEO. Nous avons déjà discuté de l'influence de l'amplificateur RF, qui intervient principalement sur le bruit en 1/f, mais on constate que la composante de bruit blanc de fréquence est très importante et s'étend sur plusieurs décades. Ceci est dû à une dégradation du rapport signal/bruit dans la liaison optique. Un compromis devra être trouvé entre les pertes en transmission à travers le résonateur, qui sont directement liées à ce rapport signal/bruit, et son coefficient de qualité, qui gère la stabilité près de la porteuse.

V.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré le calcul du coefficient de qualité équivalent en hyperfréquence, Q_H, réduit du rapport de fréquence entre la fréquence de l'onde micro-onde et celle de la porteuse optique. Cela implique qu'il est donc essentiel d'utiliser des résonateurs optiques présentant des coefficients de qualité optiques très élevés si l'on veut concurrencer les résonateurs hyperfréquences. Compte tenu des performances obtenues pour les mini-résonateurs optiques présentées dans la chapitre III ($Q \sim 10^8$ pour la mini-sphère de SiO_2 et jusqu'à 4.3×10^9 pour le mini-disque de quartz), ces deux types de résonateurs peuvent être introduits dans des maquettes d'oscillateurs. Une étude préalable reste néanmoins nécessaire sur le bon fonctionnement de la contre-réaction sur ces résonateurs. Les résonateurs fibrés sont, quant à eux, plus faciles à mettre en œuvre, et ont été utilisés pour réaliser des OEO. La performance en bruit de phase est encore modeste et de l'ordre de celle d'un DRO hyperfréquence. Néanmoins, cette performance est du même ordre de grandeur que l'état de l'art publié sur les systèmes à base de mini-résonateurs (89), (90). En revanche, elle reste assez éloignée de celle de l'OEO à ligne à retard optique. Cependant, les potentialités en termes de facteur Q et d'amélioration du bruit dans la partie électrique du dispositif sont encourageantes, et le développement en cours d'un nouveau résonateur fibré, ainsi que la diminution des pertes dans la liaison optique devrait nous permettre d'améliorer largement les performances de cet oscillateur.

Conclusion Générale

Nous avons présenté dans ce manuscrit de thèse un travail centré autour de la réalisation de nouvelles sources micro-ondes à haute pureté spectrale, basées sur des résonateurs optiques. L'approche "résonateur" est relativement récente, par rapport à l'approche utilisant une ligne à retard optique, et il était important de faire le point sur ses atouts et ses difficultés. Très peu de publications aujourd'hui rendent compte du fonctionnement d'un système OEO complet et, au niveau international, très peu d'équipes sont impliquées dans ce domaine difficile. L'une de ces équipes est très avancée et menaçait de récolter tous les résultats sur cette nouvelle technologie. Il est donc important de mener des travaux sur ce système en France, avec des approches originales, ce que nous avons tenté de faire.

Dans ce manuscrit, trois résonateurs de nature différente ont été caractérisés : une sphère de silice de 3.3 mm de diamètre, réalisée par fusion, avec un facteur de qualité optique de l'ordre de $2x10^8$; un disque monocristallin en quartz de 7.7 mm de diamètre, réalisé par usinage et polissage, présentant un facteur de qualité optique de l'ordre de $4.3x10^9$ et un résonateur développé avec une technologie alternative basée sur des boucles de fibres et des coupleurs optiques 2x2 présentant un facteur de qualité pouvant aller jusqu'à $3.2x10^9$. Chacun de ces résonateurs présente des performances en facteur de qualité compatibles à la réalisation d'un OEO. Ils sont leurs propres avantages/inconvénients, et le choix dépend tout autant des objectifs poursuivis pour la réalisation du système : dimensions, performances en bruit de phase, modes parasites…

Le résonateur 3D à modes de galerie est la solution pour les performances ultimes et l'intégration dans un volume faible. Malgré tout, de nombreux verrous rendent encore difficile l'intégration d'un tel système. Le choix du couplage du résonateur fait partie de l'un d'eux. Les fibres étirées réalisées ont un taux d'efficacité de couplage élevé, un taux d'encombrement réduit. En revanche, elles restent très sensibles aux vibrations (paramètre très critique pour une application spatiale) et elles ne permettent pas aussi de sélectionner les modes de galerie les plus confinés. On perd tout l'avantage de la haute finesse du mini-résonateur et on se retrouve avec une véritable "forêt" de pics. Cette densité de pics posera problème lors de la lecture du signal d'erreur pour la stabilisation du laser sur un mode et sera probablement visible sur le spectre de bruit de phase. Les fibres étirées sont donc le bon outil pour réaliser la caractérisation et la mesure du facteur de qualité des résonateurs WGM mais elles ne représentent pas le meilleur choix pour leur utilisation pour le couplage dans une maquette d'oscillateur. Une solution alternative est l'utilisation des fibres biseautées qui en fonction de l'angle de polissage permet d'éliminer de nombreuses familles de modes. La

mini-sphère de silice peut donc être introduite dans une maquette d'oscillateur avec cette technique de couplage. De plus, une étude complémentaire pour améliorer son facteur de qualité, à cause des limites intrinsèques liées à sa réalisation, peut être envisagée. En ce qui concerne le minidisque de quartz, son indice étant trop élevé par rapport à l'indice de la fibre biseautée, il serait préférable au vue des nombreux inconvénients de la fibre effilée de s'orienter vers un couplage prisme. Ce couplage sélectif est plus difficile à mettre en œuvre, peu compact mais présente un bon compromis pour envisager l'intégration de ce résonateur dans une maquette d'oscillateur. Enfin, le deuxième verrou rendant difficile l'intégration du système couplage/mini-résonateur vient de la différence d'échelle entre les dimensions millimétriques du résonateur et la distance micrométrique du couplage, rendant incompatible la réalisation de manière simultanée sur un même substrat des guides optiques et du résonateur.

Finalement, la technologie alternative proposée dans ce manuscrit, basée sur les boucles de fibres permettant de s'affranchir des problèmes liés au couplage et de la densité des modes de galerie, constitue un véritable compromis entre l'approche bien connue de la ligne à retard et l'approche résonateur WGM. Ce résonateur est beaucoup plus performant en termes de volume occupé que la ligne à retard, et plus faciles à intégrer dans un système que les mini-résonateurs. L'oscillateur OEO utilisant ce type de résonateur, présenté dans ce manuscrit, est le premier dispositif de ce type à avoir fait l'objet d'une publication. Même si les performances mesurées sur ce système sont encore modestes, de nombreuses voies sont envisagées pour les améliorer, aussi bien au niveau du facteur de qualité du résonateur que du rapport signal/bruit ou de la contribution du bruit en $1/f$. Une augmentation du facteur de qualité d'un facteur 10 et une réduction des pertes en transmission, ainsi que l'utilisation d'éléments électroniques dans la boucle sélectionnés en bruit devrait permettre une amélioration de 30 à 40 dB sur ce premier résultat en bruit de phase.

Une autre voie est celle de la montée en fréquence : là encore, la réalisation du système en gamme millimétrique doit permettre d'augmenter le coefficient de qualité équivalent en hyperfréquence de ces résonateurs, et donc d'améliorer la performance en bruit de phase. Cette problématique de la montée en fréquence implique néanmoins de nombreux travaux sur les techniques de modulation ou de détection dans ces gammes de fréquences, permettant la conservation de la qualité du signal.

Enfin, ces résonateurs ouvrent la voie vers des sources synthétisées et accordables à haute pureté spectrale. On peut envisager également de les coupler à des horloges optiques ou

micro-ondes, mais là encore, des travaux doivent être menés sur l'accordabilité du peigne de fréquence optique du résonateur, et sur la capacité du système à utiliser plusieurs modes de ce peigne de fréquence.

Annexes

ANNEXE I :

PROTOCOLE DE FABRICATION DES MICRO- ET MINI-SPHERES DE SiO_2

Fabrication des micro-sphères : fusion au moyen d'un arc électrique

La fusion de l'extrémité d'une tige de silice est aisément obtenue en utilisant un arc électrique. L'arc électrique est produit par une soudeuse à fibres optiques programmable (ERICSSON FSU 712). Un tel dispositif permet un positionnement et un transfert d'énergie de haute qualité ce qui donne une reproductibilité élevée en taille et forme des résonateurs sphériques (ellipticité résiduelle aussi faible que 0.1%). Pendant la fabrication, une fois que la température de fusion de la silice est obtenue, les forces de tension superficielle donnent naturellement une forme sphéroïdale au matériau. Si la source de chaleur est enlevée la solidification est instantanée. Avec un tel protocole en ne procédant qu'à une seule fusion il est possible d'obtenir des résonateurs de diamètres doubles à celui du diamètre de la tige utilisée. Par exemple avec une tige de diamètre initial 125 µm, on obtient des résonateurs de diamètres compris entre 250 et 260 µm.

Figure A.I-1 : Soudeuse à fibres optiques programme ERICSSON FSU

Il est aussi possible d'agir sur la forme du sphéroïde pendant la fabrication, pour cela deux actions différentes sont utilisées, à savoir :

- la rotation de la sphère
- l'augmentation de la quantité de verre à fondre

Ainsi, si on veut obtenir des diamètres plus importants, on peut refondre la microsphère déjà obtenue. Chaque fusion supplémentaire augmente le diamètre total d'environ 40 µm. Ces fusions successives sont effectuées après rotation (manuelle avec cette soudeuse) de la tige. Au bout de cinq fusions consécutives, on atteint un diamètre limite de 400 µm. Au delà de cette taille la sphère présente des défauts apparents sous microscope. Sans rotation de la sphère entre chaque étape de fusion le résonateur est au final fortement déformé.

Fabrication des mini-sphères : fusion au moyen d'un laser CO_2

Dans le but d'obtenir des résonateurs sphériques de diamètres millimétriques, le matériau utilisé est de la silice ultra-pure (verre HERAEUS - F 300) sous forme de tiges de 2 mm de diamètre. L'ébauche est un tronçon de tige d'une longueur approximative de 10 cm. Une telle longueur permet d'insérer l'ébauche dans le mandrin d'un tour qui assure la rotation de la sphère pendant la fabrication, ceci afin de préserver la symétrie de révolution du résonateur autour de l'axe de la tige. La société LASEO utilise un laser CO_2 industriel de puissance 35 W dont la puissance moyenne peut être ajustée, comme source de chaleur. Un des avantages de la silice (outre sa très grande pureté) est sa température de fusion élevée. De même que les autres verres, la silice n'a pas un point de fusion précis mais c'est dans un large domaine de température que la viscosité du verre diminue progressivement, lors d'une élévation de température. De la température de recuit de détente (vers 1200 °C) où les contraintes internes du verre sont relâchées, à la température de fusion (vers 1700 °C), en passant par la température de ramollissement (vers 1600 °C) où le verre se déforme sous l'effet de son propre poids, on dispose de toute une gamme de viscosité de la silice, qu'on est capable de très bien contrôler grâce au laser CO_2.

La procédure de fabrication est la suivante :

- Pré-alignement des faisceaux lasers :

  Une fibre ébauche identique à celle que l'on veut utiliser pour les sphères est placée aux foyers de deux lentilles, chacune faisant converger un faisceau du laser CO_2. Après un ajustement grossier, le réglage fin s'effectue en superposant sur la fibre ébauche les spots lumineux des deux faisceaux. Il est également important, pour avoir une sphère ayant une symétrie de révolution axiale, que chaque faisceau ait la même puissance au niveau de la fibre.

- Le processus de fusion :

  Il se fait en deux étapes :

  - on chauffe précautionneusement la fibre en dessous de son support pour ramollir le verre avec une flamme (micro-chalumeau).
  - on chauffe ensuite la fibre à la température de fusion avec le laser CO_2. Les tensions de surface induisent alors une accrétion de silice fondue, provenant de l'extrémité libre de la fibre, et donnent à cette matière fondue une forme sphérique. Il faut prendre garde à bien chauffer de manière lente et contrôlée

pour éviter tout dépôt de silice sur la sphère, ce qui réduit son facteur de qualité.

Lors des premiers essais, le but était d'obtenir le diamètre voulu du résonateur compris entre 3 mm et 4 mm. Par contre, il apparaissait clairement que la qualité de l'état de surface des résonateurs n'était pas là. Les sphères présentaient de nombreux dépôts sur leurs surfaces. Les photos de la figure A.I-2 montrent les accrétions de silice – notamment en région équatoriale lieu d'excitation des modes de galerie recherchés - et autres défauts inhérents à la fusion d'une tige mal conditionnée.

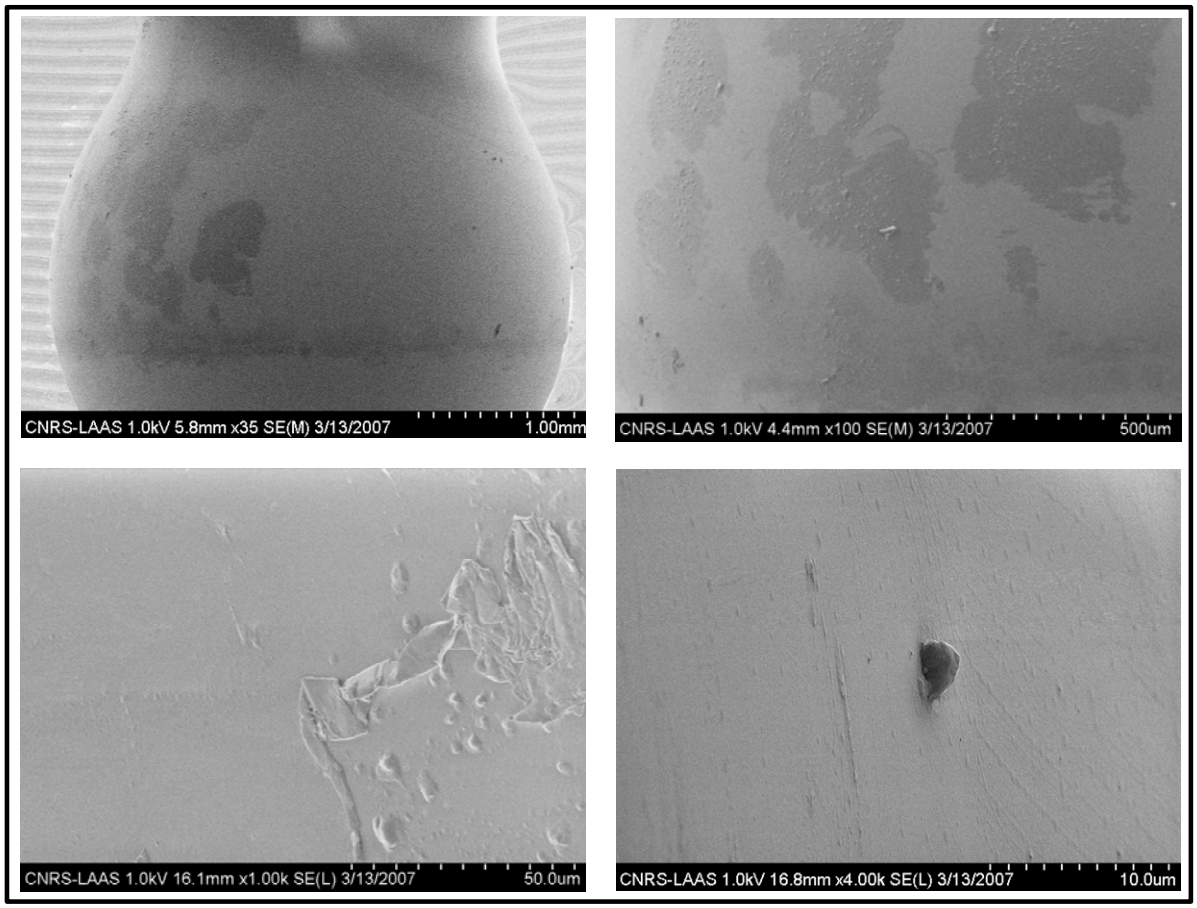


Figure A.I-2 : Photos de l'état de surface d'une minisphère de 3.3 mm prises au MEB au LAAS-CNRS, lors des premiers essais de fusion par laser CO_2

Forts de ces observations, deux phases du processus de fabrication ont été modifiées :

- Avant la fusion, la tige est polie sur toutes ses faces (latérale et face clivée) entre chaque étape de polissage un protocole de nettoyage est appliqué. La réduction des aspérités sur l'ébauche évite le piégeage de microbulles lors de la fusion (voir figure A.I-3).

- Lors de la fusion, le protocole est légèrement modifié avec une variation progressive de la puissance du laser CO2 en fonction de la masse de verre en fusion mis en jeu lors de l'usinage du résonateur.

L'observation des sphéroïdes obtenus ne révèle pas de défauts rédhibitoires à l'obtention d'un haut facteur de surtension. C'est avec de telles sphères que l'ENSSAT-FOTON a obtenu des mesures de facteur de qualité de ~$2x10^8$.

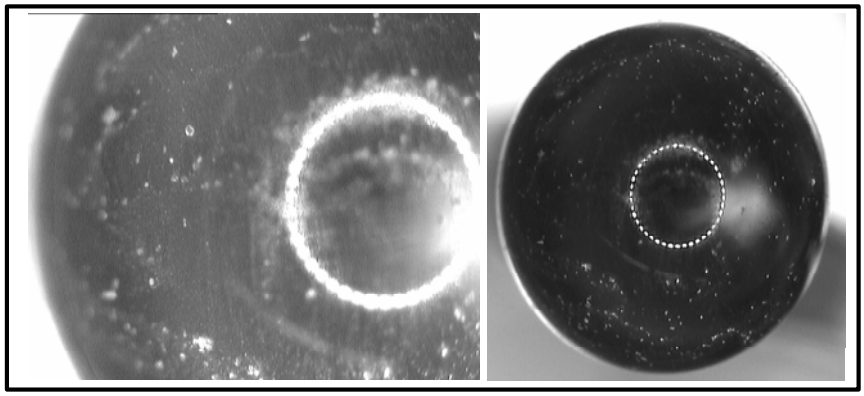


Figure A.I-3 : Photo d'une minisphère présentant des microbulles prise au microscope

ANNEXE II :

CARACTERISTIQUES DU LASER KOHERAS

Le laser KOHERAS est un laser à fibre accordable, soit manuellement, soit en dynamique avec une modulation externe. L'accordabilité peut être obtenue en faisant varier la température du laser ou à l'aide d'un actuateur piézoélectrique.

- **Accordabilité en température** :

  Le balayage en longueur d'onde par modulation externe est obtenu en envoyant un signal carré calibré en amplitude pour obtenir la plus grande excursion en température. Les caractéristiques entre la température du laser et la tension appliquée à la commande externe sont présentés sur la figure A.II-1. Ce mode de balayage est lent et la fréquence de coupure du signal carré est de 0.2 Hz.

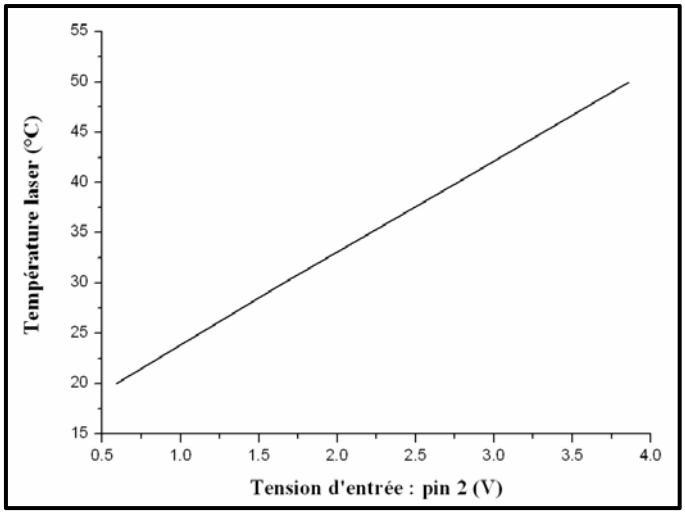


Figure A.II-1 : Valeur de la tension à appliquer pour obtenir un balayage en température

- **Accordabilité avec l'actuateur piézoélectrique** :

  Le balayage en longueur d'onde par modulation externe est obtenu en envoyant un signal triangulaire. La valeur des composantes DC et AC de ce signal détermine l'excursion en fréquence. La fréquence du signal triangulaire, quant à elle, détermine la vitesse du balayage. Ce signal peut être amplifié par 10, 15 ou 17.5 à l'aide d'un piezo-contrôleur.

Des exemples des différents signaux utilisés pour la méthode de scan sont montrés sur la figure A.II-2.

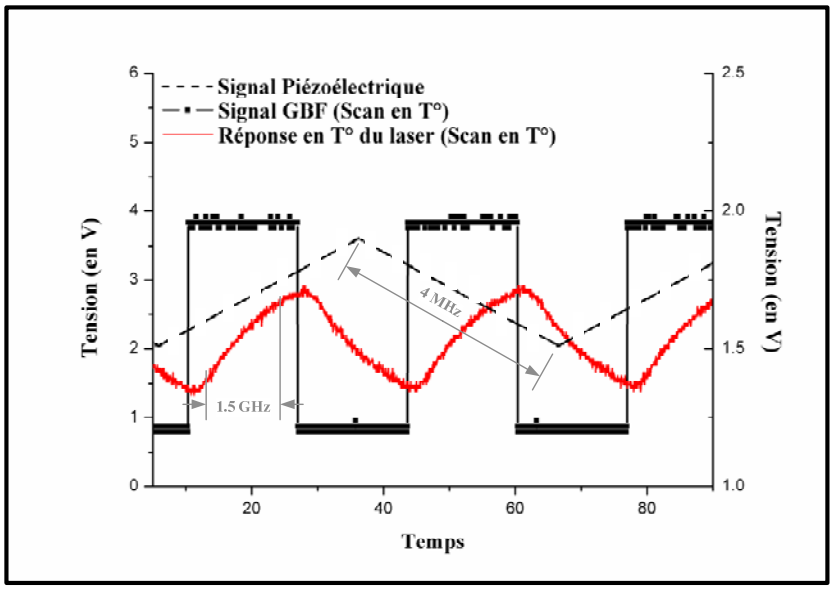
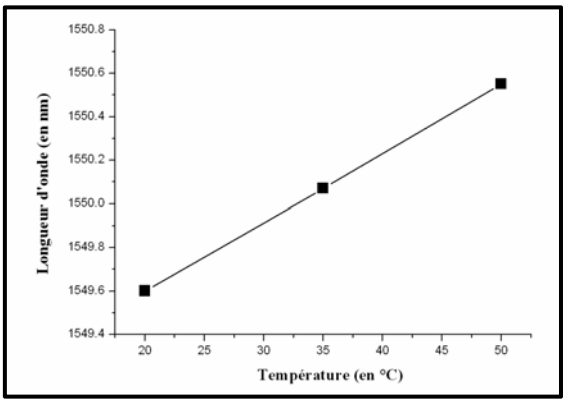
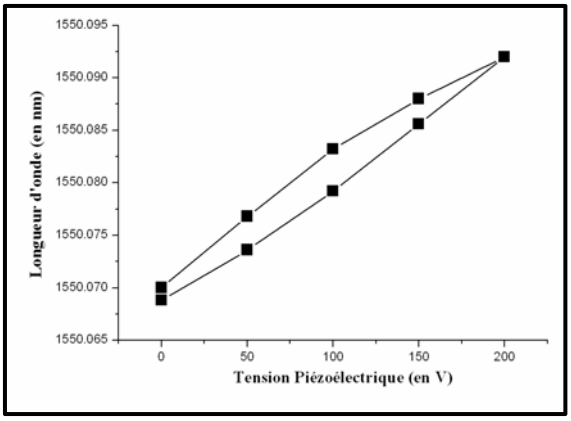


Figure A.II-2 : Signaux aux bornes du GBF pour obtenir soit un scan en température, soit un scan à l'aide de l'actuateur piézoélectrique

Les figures A.II-3 et A.II-4 présentent les variations en longueur d'onde du laser que l'on peut obtenir en fonction de la température et en fonction de la tension du piézoélectrique.



Figures A.II-3 : Variation de longueur d'onde du laser en fonction de sa température



Figures A.II-4 : Variation de la longueur d'onde du laser en fonction de la tension aux bornes l'actuateur piézoélectrique

L'ensemble des autres caractéristiques électromécaniques et optiques sont données dans le tableau suivant.

Paramètre	Valeur	Unité
Température	20 – 50	°C
Tension Piezo	0 - 200	V
Puissance Optique Max.	115	mW
Longueur d'onde centrale, @ 35°C	1550.062	nm
Largeur spectrale mesurée pendant 120 µs	1	kHz
Variation de la puissance optique mesurée pendant 10 h	0.2	dB
Longueur d'onde Max balayage Piezo	24	pm
Longueur d'onde Max balayage Température	969	pm

Tableau A.II-1 : Tableau des principales caractéristiques du laser KOHERAS

Enfin, la figure A.II-5 montre la mesure du RIN du laser KOHERAS.

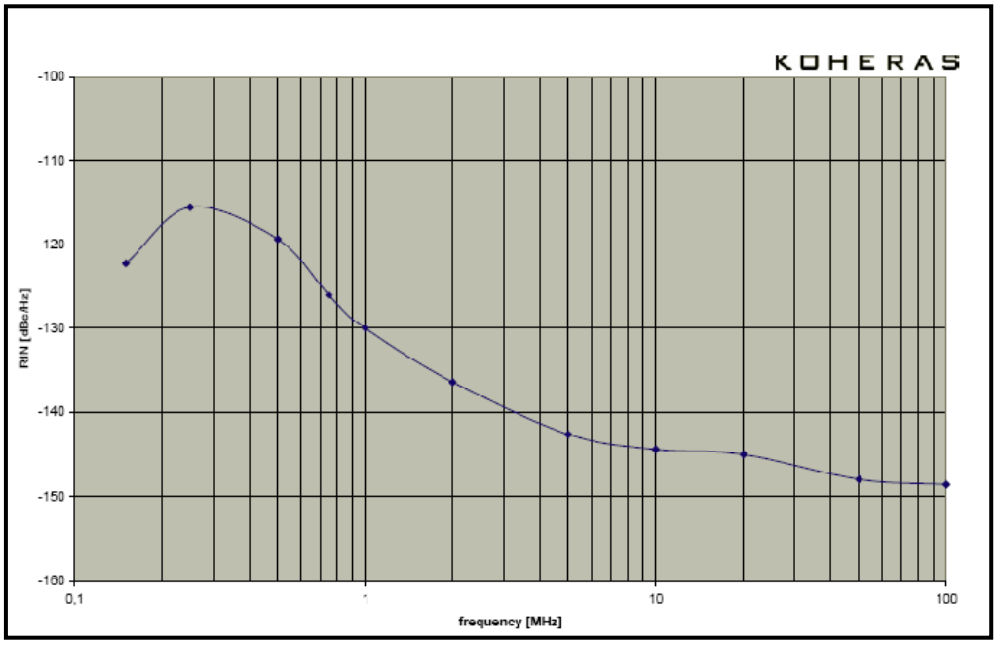


Figure A.II-5 : Mesure constructeur du bruit relatif d'intensité (RIN) du laser KOHERAS

ANNEXE III :

MESURE DU FACTEUR DE QUALITE *Q* AVEC LA MESURE DE LA PHASE

Le coefficient de qualité équivalent en hyperfréquence peut être directement calculé à partir des mesures en phase lors d'une résonance. Par rapport à la mesure en amplitude, la mesure de la pente phase/fréquence du résonateur présente plusieurs avantages :

- Elle est valable quelle que soit la configuration de couplage du résonateur
- Elle correspond au paramètre le plus important pour la stabilisation d'un oscillateur (électrique, ou optique, ou opto-électrique)

La pente de phase d'un résonateur est reliée au coefficient de qualité par :

$$\frac{d\varphi}{df} = \frac{2Q_H}{f_0} \text{ à } f = f_0$$

Il est donc possible de calculer le facteur de qualité équivalent pour un résonateur optique par la mesure de sa pente de phase à la fréquence de résonance, f_0. La figure A.III-1 présente une mesure de la pente de phase effectuée sur l'anneau fibré de 20 m.

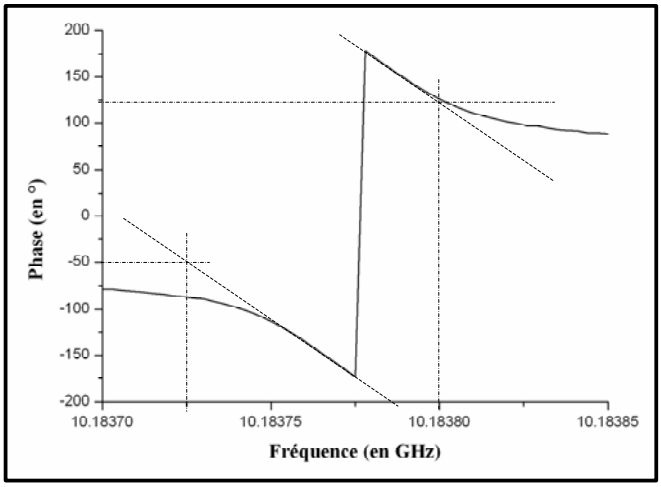


Figure A.III-1 : Réponse en phase d'une résonance de l'anneau fibré de 20 m à l'aide de l'ARV

D'après cette figure :

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta f} = 3.1\text{x}10^{-5}\, rad/Hz$$

D'où :

$$Q_H = \frac{\frac{\Delta\varphi}{\Delta f} * f_0}{2}$$

$$Q_H = 1.6\text{x}10^5$$

Ce résultat montre que ce résonateur optique autorise en hyperfréquences l'obtention d'un coefficient de qualité Q_H de $1.6\text{x}10^5$ à 10 GHz.

Références

(1) Rayleigh, J.W.S. *The Theory of Sound.* (1877)

(2) Stratton, J.A. *Electromagnetic Theory.* (1941)

(3) A.W. Snyder and J.D Love, *Optical Waveguide Theory.* (1983)

(4) P.W. Barber and R.K. Chang, *Optical Effects Associated with Small Particles.* Series in Applied Physics., vol.1 (1988)

(5) R.K. Chang and A.J. Campillo, *Optical Processes in Microcavities*. Advanced Series in Applied Physics., vol.3 (1996)

(6) K. J. Vahala, *Optical Microcavities*, Advanced Series in Applied Physics,vol.5, (2004)

(7) M. Fields, J. Popp and R.K. Chang, *Nonlinear optics in microspheres*, in Prog. in Optics, E. Wolf, ed. (1999)

(8) V. V. Datsyuk and I. A. Izmailov, *Optics of microdroplets*, Usp. Fiz. Nauk 171, 1117-1129 (2001)

(9) A. N. Oraevsky, *Waves of whispering galler*y, Kvant. Elektron. 32, 377-400 (2002)

(10) K. J. Vahala, *Optical Microcavities*, Nature, 424, 839 (2003).

(11) P. Feron, *Whispering gallery mode lasers in erbium doped fluoride glass*, Annale de la fondation Louis de Broglie, 29, 297 (2003)

(12) S. Constant, P.H. Merrer, B. Onillon, S. Bonnefont, O. Llopis, P. Salzenstein, H. Tavernier, S. Poinsot,L. Larger, E. Rubiola, P. Féron, Y. Dumeige, L. Ghisa, *Rapport final : Sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de micro-résonateurs : phase d'évaluation*, Contrat : CNES no 05/CNES/2255/00-DCT 094, (2006)

(13) S. V. Boriskina, P. Sewell, T. M. Benson, and A. I. Nosich, *Accurate Simulation of Two-Dimensional Optical Microcavities with Uniquely Solvable Boundary Integral Equations and Trigonometric Galerkin Discretization*, J. Opt. Soc.Am. B, 21, 393 (2004)

(14) S. V. Boriskina, T. M. Benson, P. Sewell, and A. I. Nosich, *Spectral Shift and Q Change of Circular and Square-Shaped Optical Microcavity Modes due to Periodic Sidewall Surface Roughness*, J. Opt. Soc. Am. B, 21, 1792 (2004)

(15) H. M. Nussenzveig, *Tunneling Effects in Diffractive Scattering and Resonances*, Comments At. Mol. Phys., 23, 175 (1989)

(16) L. G. Guimaraes and H. M. Nussenzveig, *Theory of Mie Resonances and Ripple Fluctuations*, Opt. Comm., 89, 363 (1992)

(17) B. R. Johnson, *Theory of Morphology-Dependent Resonances: Shape Resonances and Width Formulas*, J. Opt. Soc. Am. A, 10, 343 (1993)

(18) I. Teraoka, S. Arnold, and F. Vollmer, *Perturbation Approach to Resonance Shifts of Whispering-Gallery Modes in a Dielectric Microsphere as a Probe of a Surrounding Medium*, J. Opt. Soc. Am. B, 20, 1937 (2003)

(19) C. C. Lam, P. T. Leung, and K. Young, *Explicit Asymptotic Formulas for the Positions, Widths, and Strengths of Resonances in Mie Scattering*, J. Opt. Soc.Am. B, 9, 1585 (1992)

(20) S. Schiller, *Asymptotic Expansion of Morphological Resonance Frequencies in Mie Scattering*, Appl. Opt., 32, 2181 (1993)

(21) M. Abramowitz, I.A Stegun, *Handbook of mathematical functions,* Dover (1970)

(22) M. L. Gorodetsky and V. S. Ilchenko, *Thermal Nonlinear Effects in Optical Whispering-Gallery Microresonators*, Laser Phys., 2, 1004 (1992)

(23) W. von Klitzing, R. Long, V. S. Ilchenko, J. Hare, and V. Lefμevre-Seguin, *Frequency Tuning of the Whispering-Gallery Modes of Silica Microspheres for Cavity Quantum Electrodynamics and Spectroscopy*, Opt. Lett., 26, 166 (2001)

(24) Z.P. Cai, H.Y. Xu, G.M. Stephan, P. Feron, M. Mortier, *Red-shift in Er:ZBLALiP whispering gallery mode laser*, Opt. Comm. 229, 311 (2004)

(25) P.M. Morse, H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physics,* McGraw-Hill, New York (1953)

(26) V. S. Ilchenko, M. L. Gorodetsky, X. S. Yao, and L. Maleki, *Microtorus: A High-Finesse Microcavity with Whispering-Gallery Modes*, Opt. Lett., 26, 256 (2001)

(27) M. Sumetsky, *Whispering-Gallery-Bottle Microcavities: The Three-Dimensional Etalon*, Opt. Lett., 29, 8 (2004)

(28) D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, *Ultra-High-Q Toroid Microcavity on a Chip*, Nature, 421, 925 (2003)

(29) V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko, *Quality-Factor and Nonlinear Properties of Optical Whispering Gallery Modes*, Phys. Lett. A, 137, 393 (1989)

(30) S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala, K. W. Goh, E. Wilcut, and H. J. Kimble, *Ultra-High-Q Toroidal Microresonators for Cavity Quantum Electrodynamics*, Phys. Rev. A, 71, 013817 (2005)

(31) T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, *Demonstration of Ultra-High-Q Small Mode Volume Toroid Microcavities on a Chip*, arXiv:physics/

(32) K. Srinivasan, P. E. Barclay, M. Borselli, and O. Painter, *Optical-Fiber-Based Measurement of an Ultrasmall Volume High-Q Photonic Crystal Microcavity*, Phys. Rev. B, 70, 081306, (2004)

(33) O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, and I. Kim, *Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser*, Science, 284, 1819 (1999)

(34) B. Gayral, J. M. Gerard, A. Lemaitre, C. Dupuis, L. Manin, and J. L. Pelouard, *High-Q Wet-Etched GaAs Microdisks Containing InAs Quantum Boxes*, Appl.Phys. Lett., 75, 1908 (1999)

(35) B. Gayral and J. M. Gerard, *Strong Purcell Effect for InAs Quantum Boxes in High-Q Wet-Etched Microdisks*, Physica E, 7, 641 (2000)

(36) B. E. Little, J. S. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. A. Haus, E. P. Ippen, L. C. Kimerling, and W. Greene, *Ultra-Compact Si-SiO2 Microring Resonator Optical Channel Dropping Filters*, IEEE Photon. Technol. Lett., 10, 549 (1998)

(37) F. Treussart, *These de l'Universite Pierre et Marie Curie*, Paris, (1997)

(38) S. Constant, P.H. Merrer, B. Onillon, S. Bonnefont, O. Llopis, P. Salzenstein, H. Tavernier, S. Poinsot,L. Larger, E. Rubiola, P. Féron, Y. Dumeige, L. Ghisa, *Rapport 5 : Sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de micro-résonateurs : phase d'évaluation*, Contrat : CNES no 05/CNES/2255/00-DCT 094, (2009)

(39) M. Gorodetsky, A. Pryamikov, and V. Ilchenko, *Rayleigh scattering in high-Q microspheres*, J. Opt. Soc. Am. B 17, 1051-1057 (2000)

(40) M. Gorodetsky, A. Savchenkov, and V. Ilchenko, *Ultimate Q of optical microsphere resonators*, Opt. Lett. 21, 453-455 (1996)

(41) D.W. Vernooy, V.S. Ilchenko, H. Mabuchi, E.W. Streed, and H.J. Kimble. *High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared*. Optics Letters, 23(4):247-249 (1998)

(42) S. Götzinger, S. Demmerer, O. Benson, et V. Sandoghdar, *Mapping and Manipulation Whispering Gallery Modes of a Microsphere Resonator with a Near Field Probe,* J. Microscopy 202, 117 (2001)

(43) V. S. Ilchenko, X. S. Yao, and L. Maleki, *High-Q microsphere cavity for laser stabilization and optoelectronic microwave oscillator*, Proc. SPIE 3611, 190 (1999)

(44) M. Gorodetsky and V. S. Ilchenko, *Optical microsphere resonators: optimal coupling to high-Q whispering-gallery modes*, J. Opt. Soc. Am. B 16, 147-154 (1999)

(45) L. Collot, V. Lefevre-Seguin, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroshe, *Very High-Q Whispering-Gallery Mode Resonances Observed in Fused Silica Microspheres*, Europhys. Lett., 23, 327 (1993)

(46) M. Gorodetsky, A. A. Savchenkov, and V. S. Ilchenko, *Optical microsphere resonators: optimal coupling and the ultimate Q*, Proc. SPIE 3267, 251 (1998)

(47) A. A. Savchenkov, V. S. Ilchenko, A. B. Matsko and L. Maleki, *Kilohertz optical resonances in dielectric crystal cavities*, Rev. A 70, 051804(R) (2004)

(48) A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, *Optical resonators with ten million finesse*, Optics Express, 15, 11, 6768–6773 (2007)

(49) A.A. Savchenkov, A.B Matsko, D. Strekalov, V.S Ilchenko, , L. Maleki, *Mode filtering in optical whispering gallery resonators*, Electronics Letters, 41, 8, 495-497 (2005)

(50) M. Mohageg, A. Savchenkov, and L. Maleki, *High-Q optical whispering gallery modes in elliptical LiNbO3 resonant cavities*, Opt. Express, 15, 4869-4875 (2007).

(51) S. Constant, P.H. Merrer, B. Onillon, S. Bonnefont, O. Llopis, P. Salzenstein, H. Tavernier, S. Poinsot,L. Larger, E. Rubiola, P. Féron, Y. Dumeige, L. Ghisa, *Rapport 4 : Sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de micro-résonateurs : phase d'évaluation*, Contrat : CNES no 05/CNES/2255/00-DCT 094, (2008)

(52) V. Ilchenko, A. Savchenkov, J. Byrd, I. Solomatine, A. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, *Crystal quartz optical whispering-gallery resonators*, Opt. Lett. 33, 1569-1571 (2008)

(53) Matsko, A.B.; Savchenkov, A.A.; Ilchenko, V.S.; Maleki, L., *Nonlinear optics with WGM crystalline resonators: advances and puzzles*, Biophotonics/Optical Interconnects and VLSI Photonics/WBM Microcavities*, 2004 Digest of the LEOS Summer Topical Meetings*, (2004)

(54) A. Yariv, *Critical coupling and its control in optical waveguide-ringresonator systems*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14, 4, 483–485 (2002)

(55) A. Yariv, Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectricwaveguides, Electron. Lett., 36, 321–322, (2000)

(56) N. Dubreuil, J. Knight, D. Leventhal, V. Sandoghdar, J. Hare, and V. Lefèvre, *Eroded monomode optical fiber for whispering-gallery mode excitation in fused-silica microspheres*, Opt. Lett. 20, 813-815 (1995)

(57) J. P. Laine, *Design and Applications of Optical Microsphere resonators*, Dissertation for the degree of Doctor of Science in Technology (2003)

(58) V. Ilchenko, X. Yao, and L. Maleki, *Pigtailing the high-Q microsphere cavity: a simple fiber coupler for optical whispering-gallery modes*, Opt. Lett. 24, 723-725 (1999)

(59) J. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. Birks, *Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper*, Opt. Lett. 22, 1129-1131 (1997)

(60) J. Laine, B. Little, D. Lim, H. Tapalian, L. Kimerling, and H. Haus, *Planar integrated wavelength-drop device based on pedestal antiresonant reflecting waveguides and high-Q silica microspheres*, Opt. Lett. 25, 1636-1638 (2000)

(61) A.M. Armani; K.J. Vahala, *Soft Lithographic Fabrication of Microresonators*, IEEE/LEOS Summer Topical Meetings, 133-134 (2007)

(62) Y. Panitchob, G. Murugan, M. Zervas, P. Horak, S. Berneschi, S. Pelli, G. Nunzi Conti, and J. Wilkinson, *Whispering gallery mode spectra of channel waveguide coupled Microspheres*, Opt. Express 16, 11066-11076 (2008)

(63) S. Suzuki, K. Shuto, and Y. Hibino, *Integrated-optic ring resonators with two stacked layers of silica waveguide on Si*, IEEE Photon. Technol. Lett. 4, 1256–1258 (1992)

(64) D. Rafizadeh, J. Zhang, S. Hagness, A. Taflove, K. Stair, S. Ho, and R. Tiberio, *Waveguide-coupled AlGaAs / GaAs microcavity ring and disk resonators with high finesse and 21.6-nm f ree spectral range*, Opt. Lett. 22, 1244-1246 (1997)

(65) J.K.S. Poon, Lin Zhu, G.A. DeRose, A. Yariv, *Polymer microring coupled-resonator optical waveguides*, Journal of Lightwave Technology, 24, 4, 1843-1849 (2006)

(66) C.Y. Chao, W. Fung, and L.J. Guo, *Polymer microring resonators for biochemical sensing applications*; IEEE Journal of selected Topics in quantum electronics 12, 1 , 134-142 (2006)

(67) H. Ren, F. Vollmer, S. Arnold, and A. Libchaber, *High-Q microsphere biosensor - analysis for adsorption of rodlike bacteria*, Opt. Express 15, 17410-17423 (2007)

(68) M. Gorodetsky and I. Grudinin, *Fundamental thermal fluctuations in microspheres*, J. Opt. Soc. Am. B 21, 697-705 (2004)

(69) L. Zampedri, G.C. Righini, H. Portales, S. Pelli, G. Nunzi Conti, M. Montagna, M. Mattarelli, R.R. Goncalves, M. Ferrari, A. Chiasera, M. Bouazaoui, C. Armellini, *Sol-gel-derived Er-activated SiO2-HfO2 planar waveguides for 1.5 µm application*, Journal of Non-Crystalline Solids, 345-346, 580-584 (2004)

(70) T. J. Kippenberg, *Nonlinear optics in Ultra-High-Q whispering-gallery optical microcavities*, PhD thesis, p.43 (2004)

(71) Y. Dumeige, S. Trebaol, L. Ghi?a, T. Nguyên, H. Tavernier, and P. Féron, *Determination of coupling regime of high-Q resonators and optical gain of highly selective amplifiers*, J. Opt. Soc. Am. B 25, 2073-2080 (2008)

(72) T. Carmon, L. Yang, and K. Vahala, *Dynamical Thermal Behavior and Thermal Self-Stability of Microcavities*, in Integrated Photonics Research and Applications/Nanophotonics for Information Systems, Technical Digest (2005)

(73) R. V. Pound, *Electronic frequency stabilization of microwave oscillators*, Rev. Sci. Instrum., 17, 11, 490–505 (1946)

(74) R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, *Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator*, Appl. Phys. B 31, 97 (1983)

(75) R.A. Wilson, M.F. Lewis, P. Sample, *Laser stabilisation for use in microwave photonics*, International Topical Meeting on MWP, 45-48 (2002)

(76) W. Lenth, *High frequency heterodyne spectroscopy with current-modulated diode lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, 20, 9, 1045-1050 (1984)

(77) E. D. Black, *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*, Am. J. Phys. 69, 79-87 (2001)

(78) T. Carmon, T. Kippenberg, L. Yang, H. Rokhsari, S. Spillane, and K. Vahala, *Feedback control of ultra-high-Q microcavities: application to micro-Raman lasers and microparametric oscillators*, Opt. Express 13, 3558-3566 (2005)

(79) X.S. Yao, L. Maleki, *High frequency optical subcarrier generator*, Electronics Letters, 30, 18, 1525-1526 (1994)

(80) D. Eliyahu, D. Seidel, L. Maleki, *Phase noise of a high performance OEO and an ultra low noise floor cross-correlation microwave photonic homodyne system*, IEEE International Frequency Control Symposium, 811-814 (2008)

(81) D. H. Chang, H. R. Fetterman, H. Erlig, H. Zhang, M. C. Oh, C. Zhang, and W. H. Steier, *39-GHz Optoelectronic Oscillator Using Broad-Band Polymer Electrooptic Modulator*, IEEE PTL, 14, 2, 191-193 (2002)

(82) D. Eliyahu and L. Maleki, *Low phase noise and spurious level in multi-loop opto-electronic oscillators*, IEEE International Frequency Control Symposium, 405-410 (2003)

(83) X.S. Yao, L. Maleki, *Coupled optoelectronic oscillators*, Proc. Of International Frequency Control Symposium,. 540 (1998)

(84) D. Eliyahu and L. Maleki, *Modulation response (S21) of the coupled opto-electronic oscillator*, Proc. Of International Frequency Control Symposium (2005)

(85) L. Maleki, X.S. Yao, J. Yu, V. Ilchenko, *New schemes for improved opto-electronic oscillator*, MWP99, 177 (1999)

(86) V. Ilchenko, L. Maleki, X.S. Yao, J. Yu, *High-Q microsphere cavity for laser stabilization and optoelectronic microwave oscillator*, Proc. SPIE, 3611, 190-198 (1999)

(87) L. Maleki, V. Ilchenko, S. Huang, A. Savchenkov *Micro-optical resonators and applications in optoelectronic oscillator*, MWP '01, 37-40 (2002)

(88) A.A. Savchenkov, A.B. Matsko, D. Strekalov, M. Mohageg, V.S. Ilchenko, L. Maleki, *All-optical photonic oscillator with high-Q whispering gallery mode resonators*, MWP'04, 205-208 (2004)

(89) V.S. Ilchenko, J. Byrd, A.A. Savchenkov, A.B. Matsko, D. Seidel, L. Maleki, *Miniature oscillators based on optical whispering gallery mode resonators*, IEEE International Frequency Control Symposium, 305-308 (2008)

(90) A. Savchenkov, E. Rubiola, A. Matsko, V. Ilchenko, and L. Maleki, *Phase noise of whispering gallery photonic hyper-parametric microwave oscillators*, Opt. Express 16, 4130-4144 (2008)

(91) V. Ilchenko, A. Savchenkov, J. Byrd, I. Solomatine, A. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, *Crystal quartz optical whispering-gallery resonators*, Opt. Lett. 33, 1569-1571 (2008)

(92) A.A. Savchenkov, V.S. Illchenko, A.B. Matsko, and L. Maleki, *Photonic frequency synthesis and control with whispering gallery mode resonators*, IEEE LEOS Newletter, (2003)

(93) P.-H. Merrer, O. Llopis, G. Cibiel, *Laser Stabilization on a Fiber Ring Resonator and Application to RF Filtering*, IEEE PTL, 20, 16, 1399-1401 (2008)

(94) D.B. Leeson, *A simple model of feedback oscillator noise spectrum*, Proc. Letters of IEEE, 54, 2, 329-330 (1966)

(95) W. Shieh, L. Maleki, *Phase Noise of Optical Interference in Photonic RF Systems*, IEEE PTL, 10, 11 (1998)

(96) M. Regis, O. Llopis, J. Graffeuil, *Nonlinear modeling and design of bipolar transistors ultra low phase noise dielectric resonator oscillators*, IEEE trans. on Microwave Theory Tech., 46, 10, 1589-1593 (1998)

(97) G. Cibiel, M. Regis, O. Llopis, A. Rennane, L. Bary, R. Plana, Y. Kersale, V. Giordano, *Optimisation of an ultra low phase noise sapphire - SiGe HBT oscillator using nonlinear CAD*, IEEE trans. on Ultrasonics Ferroelect. and Freq. Control, 51, 1, 33-41 (2004)

Liste des publications

Revues Scientifiques

P.H.MERRER , O.LLOPIS , G.CIBIEL, Laser stabilization on a fiber ring resonator and application to RF filtering. Rapport LAAS N°08641, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.20, N°16, pp.1399-1401, Décembre 2008

Manifestations avec actes

S.CONSTANT , P.H.MERRER , B.ONILLON , X.DOLLAT , O.LLOPIS , L.GHISA , Y.DUMEIGE , P.FERON , G.CIBIEL, A characterization bench to analyse various types of optical WGM resonators for high spectral purity microwave sources applications. Rapport LAAS N°06492, IEEE International Frequency Control Symposium (UFFC'2006), Miami (USA), 4-7 Juin 2006, 9p.

S.CONSTANT , P.H.MERRER , B.ONILLON , P.LACROIX , X.DOLLAT , O.LLOPIS , L.GHISA , Y.DUMEIGE , P.FERON , G.CIBIEL, Optical microresonators used for stabilisation and miniaturisation of high spectral purity microwave sources for space applications. Rapport LAAS N°06491, CANEUS 2006, Toulouse (France), 27 Août - 1er Septembre 2006, 8p.

P.H.MERRER , S.CONSTANT , S.BONNEFONT , O.LLOPIS , P.FERON , G.CIBIEL, Test de mini-résonateurs optiques pour le filtrage et la stabilisation de sources hyperfréquences. Rapport LAAS N°07216, 15èmes Journées Nationales Micro-ondes (JNM'2007), Toulouse (France), 23-25 Mai 2007

O.BOUCHARD , P.H.MERRER , O.GAUTHIER-LAFAYE , S.BONNEFONT , F.LOZES-DUPUY, Ingénierie fine de la longueur d'onde d'émission d'un laser tout cristal photonique fonctionnant sous pompage électrique. Rapport LAAS N°07314, Optique. 26èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Grenoble (France), 2-5 Juillet 2007, pp.90-92

H.BRAHIMI , P.H.MERRER , O.LLOPIS, CAD of microwave optical systems for time & frequency applications. Rapport LAAS N°08226, The European Forum for Time and Frequency 08. Toulouse Space Show'08, Toulouse (France), 22-25 Avril 2008, 6p.

P.H.MERRER , P.LACROIX , H.BRAHIMI , S.BONNEFONT , O.LLOPIS , L.GHISA , Y.DUMEIGE , P.FERON , G.CIBIEL, Characterization and locking of optical mini-resonators for microwave sources stabilization. Rapport LAAS N°08227, The European Forum for Time and Frequency 08. Toulouse Space Show'08, Toulouse (France), 22-25 Avril 2008, 4p.

P.H.MERRER , H.BRAHIMI , O.LLOPIS, Optical techniques for microwave frequency stabilization : resonant versus delay line approaches and related modelling problems. Rapport LAAS N°08592, 2008 IEEE Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 2008), Gold Coast (Australie), 30 Septembre - 2 Octobre 2008, pp.146-149

P.H.MERRER , O.LLOPIS , S.BONNEFONT , L.GHISA , Y.DUMEIGE , P.FERON , G.CIBIEL, Microwave filtering using High Q optical resonators. Rapport LAAS N°08566, European Microwave Week (EuMW 2008), Amsterdam (Pays Bas), 27-31 Octobre 2008, pp.381-384

Rapports de Contrat

S.CONSTANT , P.H.MERRER , B.ONILLON , S.BONNEFONT , O.LLOPIS , P.SALZENSTEIN , H.TAVERNIER , S.POINSOT , L.LARGER , E.RUBIOLA , P.FERON , Y.DUMEIGE , L.GHISA, Sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de micro-résonateurs : phase d'évaluation. Rapport LAAS N°06776, Contrat CNES N°2255/00, Juillet 2006, 107p.

AUTHOR : Pierre-Henri MERRER

TITLE : Investigations towards high spectral purity microwave sources based on optical resonators

---

ABSTRACT :

Investigations towards a resonator featuring a high quality factor in a reduced volume are a very important and interesting problem in the microwave field. The microwave resonators used for high spectral purity microwave sources are reaching their limits when the goal is to get simultaneously high performance in terms of phase noise, small size and high frequency operation. Therefore, an original approach is to transpose the microwave wavelength in the optical field. This is the case, as an example, of microwave oscillators using as a frequency reference element an optical delay line in place of the conventional microwave resonator. However, these oscillators require a large volume, and are difficult to stabilize versus the temperature fluctuations. The aim of this study is thus to replace the optical fiber by an optical resonator, and to realize an high spectral purity microwave source referenced on this resonator.

A characterization bench has been set up with nanometre scale precision 3D displacement stages to hold the coupling of the resonator (SiO_2 mini-sphere, or monocrystalline disk). An optical Q factor of 4.10^9 has been demonstrated on a quartz minidisk. However, it is difficult to get an efficient and stable resonator coupling, because of the mode shift with temperature when the light is induced in the resonator. Two techniques have been studied to solve these problems and are presented in this manuscript. Moreover investigations on another type of resonator built with a few-meters-long optical fiber loop have been realized. We demonstrate an optical Q factor of 3.10^9 in a 20 m long loop. We have then designed and realized with this resonator an OEO around 10 GHz.

KEYWORDS :
High-Q optical resonator, WGM resonator, laser stabilization, microwave optics, microwave oscillator, OEO, Phase Noise

AUTEUR : Pierre-Henri MERRER

TITRE : Elaboration de sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de résonateurs optiques

DIRECTEUR DE THESE : Olivier LLOPIS

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : LAAS-CNRS, 17 Avril 2009

RESUME :

La réalisation d'une source hyperfréquence à très haute pureté spectrale à base de résonateurs optiques représente un véritable enjeu. C'est dans cette approche que s'inscrivent les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit. L'oscillateur électro-optique a été développé à la fin des années 90 et a conduit à d'excellents résultats en termes de bruit de phase. Les dispositifs actuels utilisent une ligne à retard réalisée par une fibre optique. Les faibles pertes dans la ligne autorisent un retard important de l'onde optique modulée, équivalent dans le domaine hyperfréquence à un résonateur de coefficient de qualité de l'ordre de 10^6. Cependant, plusieurs problèmes se posent. Un des problèmes est celui des dimensions du système, et du contrôle de la stabilité en température de l'ensemble du dispositif. Il n'existe pas de solution simple, et la seule solution consiste à remplacer la ligne à retard fibrée par un résonateur optique à très fort coefficient de qualité. Plusieurs types de ces résonateurs optiques ont été étudiés : micro- ou mini-sphère de silice, et mini-disque monocristallin de Quartz. L'étude de ces résonateurs dédiés à la réalisation d'une source hyperfréquence à très haute pureté spectrale constitue par conséquent la problématique essentielle de ce travail de thèse.

Pour effectuer une telle analyse, un protocole de mesure du facteur de qualité des différents types de résonateurs optiques dont nous disposions a été mis en place. Un nouveau type de résonateur a également été proposé pour ces applications : l'anneau fibré. Finalement, un premier oscillateur micro-onde à résonateur optique a été réalisé et caractérisé.

MOTS-CLES :
Résonateur optique à modes de galerie, Facteur de qualité, Couplage, Asservissement, Filtrage micro-onde par l'optique, Optique microonde, Oscillateur microonde, Bruit de phase

---

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : Microondes, Électromagnétisme et Optoélectronique

---

LAAS-CNRS, 7 AVENUE DU COLONEL ROCHE 31077 TOULOUSE