



HAL
open science

Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal

Laura Ghisa

► **To cite this version:**

Laura Ghisa. Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal. Physique [physics]. Université Rennes 1, 2008. Français. NNT : . tel-00383746

HAL Id: tel-00383746

<https://theses.hal.science/tel-00383746v1>

Submitted on 13 May 2009

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

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention : PHYSIQUE

par

LAURA GHIŞA

Équipe d'accueil: ENSSAT-FOTON

CNRS-UMR 6082

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE

DES SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIE

École Doctorale: SCIENCES DE LA MATIÈRE

COUPLAGE DE MICRO-RÉSONATEURS APPLICATIONS AUX FONCTIONS OPTIQUES DE TRAITEMENT DU SIGNAL

Soutenue le 9 Juillet 2008 devant la Commission d'Examen :

J. Baudon	Lab. Physique des Lasers - Univ. Paris XIII	Rapporteur
P. Benech	MINATEC-INPG	Rapporteur
P. Féron	ENSSAT - Univ. Rennes I	Directeur de thèse
M. Ferrari	CNR IFN - Trento - Italy	Examinateur
M. Oteşteanu	Univ. Polytechnique de Timisoara - Roumanie	Examinateur
M. Thual	CCLO - ENSSAT Univ. Rennes I	Présidente du jury

*A Mihai
A ma famille.*

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire ENSSAT-FOTON dans le groupe de Physique de Lasers. Je tiens à remercier Patrice FÉRON, mon directeur de thèse. Ses conseils avisés m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions. Qu'il veuille trouver ici le témoignage sincère de ma profonde gratitude.

Je remercie vivement Monsieur Jacques BAUDON, et Monsieur Pierre BENECH qui ont bien voulu consacrer leur attention à ces travaux et qui m'ont fait l'honneur d'en être les rapporteurs.

J'adresse mes sincères remerciements à Madame Monique THUAL, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de ma thèse.

Je tiens à remercier également Messieurs Marius OTEȘTEANU et Maurizio FERRARI pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et leur participation au jury.

Les résultats de ces travaux n'auraient pas été les mêmes sans une bonne collaboration au sein de l'équipe *Microsphères* : Yannick DUMEIGE, Ngân THI KIM NGUYEN et Stéphane TREBAOL, sans oublier Carole ARNAULD au tout début de ma thèse. Mes pensées vont vers eux et je les remercie pour leurs contributions, les discussions et la bonne ambiance dans laquelle s'est déroulé ce travail.

Je remercie Laurent LARGER et Herve TAVERNIER de FEMTO-ST ainsi que Olivier LIOPIS et Pierre Henry MERRER du LAAS pour les discussions et le travail que nous avons réalisé dans le cadre du projet ANR "O²E" sur les oscillateurs opto-électroniques.

Je tiens à remercier Gualtiero NUNZI CONTI du CNR-IFAC et Michel MORTIER du LCAES pour m'avoir fourni des verres dopés terres rares pour réaliser des expériences sur les lasers microsphériques à modes de galerie même si dans ce mémoire je ne présente pas ces résultats. Je remercie Maurizio FERRARI et Yoann JESTIN du CNR-IFN pour les travaux sur les microsphères recouvertes d'une couche mince optiquement active.

Je remercie M. le Professeur Jean-Claude SIMON de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je voudrais remercier Pascal BESNARD pour son encadrement du stage de DEA

et ses encouragements pour continuer en thèse et Adrian MIHAESCU, tuteur de stage et coordonnateur du programme ERASMUS/SOCRATES pour l'Université Polytechnique de Timisoara, partenaire de l'ENSSAT.

Je remercie tous mes collègues de l'ENSSAT et tout particulièrement : Michel BILLON, Dominique BOSCH, Laurent BRAMERIE , Thierry CHARTIER, Mohamed DRIBEK, Sylvain FEVE, Mathilde GAY, Frédéric GINOVART, Gwenaëlle GI-RAULT , Jean-Marc GOUJON , Céline GUIGNARD, Lazar HADJI, Séverine HAE-SAERT, Jean-François HAYAU, Frédéric HENRIO, Alexandra LAGROST, Trung LE QUANG, Ronan LEPAGE, Nathalie LORRAIN, Azar MAALOUF, Khalida MES-SAAD, Nguyêt NGO MINH, Thanh Nam NGUYEN, Julien POËTTE, Parastesh PIRASTEH, Vincent RONCIN, Ana STOIȚA et Olivier VAUDEL.

Je remercie Marie-Claude CARBONNELL pour m'avoir accueillie au sein de département Mesures Physiques et à mes collègues de l'IUT de LANNION : Marc BODIN, Alain PERRIET et Samuel MOUGET.

Je remercie également le personnel du service technique et de l'administration et plus particulièrement Stéphane CHEHAYED, Henry L'HER, Serge LE FLÉCHER, Catherine DELEN, Danielle GRAVIOU, Michelle GROUT, Serge HENRY, Valérie JALLIFFIER, Réjane LEROY et Nelly VAUCELLE pour leur aide et leur disponibilité.

Je tiens à remercier Sheila BODROS, Nathalie CARADEC-BUISSON, Stéphane LOAS pour les cours d'anglais, français et communication.

Merci à tous mes amis et particulièrement à Manu, Nicolas, Greg, Céline, Josias, Ramona, Bogdan, Adi, Ioana, Radu, Dani qui de loin ou de près (géographiquement) ont été à mes côtés.

Pour leur soutien permanent, je remercie Mihai ainsi que mes parents ; Sebi, Andi, Diana et leurs parents et grand parents.

Table des matières

Sigles et acronymes	xiv
Introduction	1
1 Propriétés générales des résonateurs ouverts optiques	7
1.1 Modes de galeries	7
1.1.1 Approche géométrique	8
1.1.2 Approche ondulatoire	9
1.1.3 Positions des résonances	15
1.1.4 Facteur de qualité	16
1.1.5 Finesse	19
1.1.6 Volume du mode	19
1.2 Applications aux fonctions passives de filtrage et d'extraction	20
1.3 Conclusion	24
2 Micro résonateurs en anneau	25
2.1 Modèle matriciel	25
2.1.1 Couplage entre deux guides adjacents	26
2.1.2 Propagation linéaire dans un anneau	28
2.1.3 Transmission linéaire	29
2.2 Exemples d'applications pour le filtrage	30
2.2.1 Fonction de transfert pour un anneau	30
2.2.2 Exemple de fonction de transfert pour plusieurs anneaux	32
2.3 Conclusion	33
3 Fonctions logiques à base de micro anneaux	35
3.1 Propagation dans un anneau non linéaire	35
3.1.1 Vers une fonction de transfert pour un système des résonateurs couplés	40
3.2 Bistabilité de dispersion	40
3.3 Tristabilité dans un anneau	44
3.4 Tristabilité dans deux anneaux	48
3.5 Multistabilité	54
3.6 Contrôle de la tristabilité dans un anneau	55
3.7 Conclusion	57

4	Remise en forme du signal	61
4.1	Principe	63
4.2	Principe de fonctionnement d'un filtre actif	64
4.2.1	Structure et fonction de transfert du filtre élémentaire	65
4.2.2	Régime stationnaire	66
4.2.3	Régime dynamique	67
4.3	Performances du dispositif 2×3	69
4.3.1	Estimateurs de performance	70
4.3.2	Structure compatible avec un signal à 40 Gb/s	73
4.3.3	Structure compatible avec un signal à 10 Gb/s	80
4.3.4	Structure compatible avec un signal à 2,5 Gb/s	84
4.4	Exemple d'un dispositif 2×5	87
4.5	Conclusion	88
5	Lignes à retard optiques intégrées à base de microrésonateurs	91
5.1	Principe et application à la génération de microondes	91
5.1.1	Configuration étudiée et modèle théorique	91
5.1.2	Utilisation d'un résonateur comme ligne à retard optique	94
5.1.3	Application en hyperfréquences	94
5.2	Fabrication des microrésonateurs	96
5.2.1	Choix d'un procédé de fabrication	96
5.3	Fabrication de sphères de diamètre supérieur à $200 \mu\text{m}$	98
5.3.1	Propriétés du procédé de fabrication envisagé	98
5.3.2	Nettoyage de l'ébauche	99
5.3.3	Fusion par arc électrique	99
5.3.4	Fusion par laser CO_2	100
5.3.5	Méthode du balayage en longueur d'onde	104
5.3.6	Test de la méthode : système modèle à fibres optiques	108
5.3.7	Mesure des temps de vie des photons : première méthode	113
5.3.8	Mesure des temps de vie des photons : deuxième méthode	119
5.4	Conclusion	126
	Conclusion	127
	A Propagation non-linéaire dans un anneau	129
	B Schéma simplifié de différences finies pour un milieu non-linéaire	131
	C Publications et conférences relatives à ce travail de thèse	133
	Bibliographie	137

Table des figures

1.1	Propagation par réflexion totale interne	8
1.2	Caractérisation spatiale et angulaire d'un mode de galerie	10
1.3	Représentation du trajet d'un rayon lumineux à l'intérieur d'une sphère lors d'une réflexion	11
1.4	Profil du potentiel d'une sphère isolée pour $n=1$ et $x=74,4064$	14
1.5	Exemples de distributions radiales du champ dans le cas particulier où $N=1,45$ et $\ell=100$, pour deux le paramètres de taille x	15
2.1	Structure à N micro-anneaux couplés et deux guides d'accès	26
2.2	Couplage entre deux anneaux adjacents pour une propagation de gauche à droite	27
2.3	Champs dans le $i^{\text{ème}}$ anneau	28
2.4	Notations pour un anneau dans le cadre d'une fonction d'extraction	30
2.5	Fonctions de transfert d'un anneau couplé à deux guides d'accès : R - transfert en réflexion et T - transfert en transmission.	31
2.6	Notations dans le cas $N = 10$ anneaux	32
2.7	Spectre de réflexion : $N = 10$ anneaux	33
3.1	Propagation dans l'anneau i	36
3.2	Configuration à un anneau et notations utilisées dans le texte	41
3.3	Transmission linéaire en fonction du désaccord δ	42
3.4	Bistabilité dans un anneau : interprétation de la bistabilité	43
3.5	Bistabilité dans un anneau : courbe de bistabilité associée	43
3.6	Transmission en fonction de l'intensité normalisée en entrée - Cas de deux cycles d'hystérésis disjoints.	44
3.7	Transmission en fonction du désaccord δ . La droite ($\alpha = 2, \delta_T$) corres- pond à la détermination graphique de la condition de tristabilité.	45
3.8	Transmission en fonction de l'intensité normalisée en entrée - Intersec- tion de deux cycles d'hystérésis.	46
3.9	Évaluation numériques de δ_T en fonction du couplage et en fonction de la finesse.	47
3.10	Intensités de commutation en fonction des coefficients de couplage $ \kappa_0 = \kappa_1 $ pour $\delta > \delta_T$. L'intersection des deux droites donnent la valeur de I_1^+ dans le cas $ \kappa_0 = \kappa_1 = 0,3$	48
3.11	Configuration à 2 anneaux et notations utilisées dans le texte	49

3.12	Transmission en fonction du désaccord δ dans le cas de deux anneaux. $R_1 = 15 \mu\text{m}$, $n = 1, 6$, $ \kappa_0 = \kappa_2 = 0, 30$ et $ \kappa_1 = 0, 36$	50
3.13	Évolution du dédoublement de fréquences en fonction de $ \kappa_1 $	50
3.14	Transmission en fonction du déphasage pour quatre valeurs différentes du coefficient de couplage $ \kappa_1 $ et un couplage symétrique aux guides planaires, $ \kappa_0 = 0, 30$	51
3.15	Exemple de transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité en entrée.	52
3.16	Évolution des intensités de commutation en fonction du coefficient de couplage $ \kappa_1 $ pour $\delta = 1, 45 \cdot \delta_T = 1, 06 \cdot 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$. Les zones I, II, III correspondent aux 3 régimes de fonctionnement.	53
3.17	Intensités de commutation en fonction du coefficient de couplage $ \kappa_1 $ pour $\delta \approx 3\delta_B \approx 0, 7\delta_T$. La zone grisée marque le domaine d'inclusion des cycles d'hystérésis	53
3.18	Configuration à 4 anneaux et notations utilisées dans le texte	54
3.19	Exemple de transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité en entrée pour 4 anneaux. La ligne verticale montre les quatre niveaux stables	55
3.20	Configuration à un anneau et notations utilisées	56
3.21	Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité. $ N_2 I_c = 0$	57
3.22	Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité $ N_2 I_c = 2, 5 \times 10^{-6}$	57
3.23	Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité. $ N_2 I_c = 5 \times 10^{-6}$	58
3.24	Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité. $ N_2 I_c = 10^{-5}$	58
3.25	Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité. $ N_2 I_c = 1, 5 \times 10^{-5}$	59
4.1	Principe général de la remise en forme du signal	63
4.2	Principe de fonctionnement d'un dispositif pour la remise en forme du signal à base des filtres non-linéaires.	64
4.3	Schéma du filtre élémentaire.	65
4.4	Fonctions de transfert en réflexion et en transmission du filtre élémentaire.	66
4.5	Fonctions de transfert non-linéaires du filtre élémentaire.	66
4.6	Composant pour la régénération optique formé de 2 étages de 3 anneaux non-linéaires.	67
4.7	Courbe en "S" pour la structure de deux ensembles de trois anneaux	67
4.8	Propagation du champ dans un anneau.	68
4.9	Exemple de séquences temporelles pour illustrer le principe.	69
4.10	diagramme de l'œil en entrée	71
4.11	Diagramme de l'œil pour 80 impulsions à un débit de 40 Gb/s	73
4.12	Diagramme de l'œil pour 1024 impulsions à un débit de 40 Gb/s	73

4.13	Comportement en régime stationnaire d'un étage du dispositif	74
4.14	Durée optimale	75
4.15	Variation du retard de groupe en fonction de la longueur d'onde	75
4.16	Largeur à mi-hauteur en sortie du dispositif en fonction de la largeur à mi-hauteur en entrée : $\tau_{out} = f(\tau_{in})$ et 4 formes d'impulsion en sortie du dispositif en fonction de la largeur à mi hauteur en entrée	76
4.17	Diagramme de l'œil pour une variation de l'intensité du signal d'entrée	78
4.18	Diagramme de l'œil pour une variation de la durée d'impulsion du signal d'entrée	78
4.19	Diagramme de l'œil pour un signal désynchronisé	79
4.20	Diagramme de l'œil pour un débit de 40 Gb/s	80
4.21	Spectres de réflexion et de transmission du filtre pour un débit de 10 Gb/s.	80
4.22	Intensité transmise en fonction de l'intensité d'entrée : $I_{out} = f(I_{in})$	81
4.23	Largeur à mi-hauteur en sortie du dispositif en fonction de la largeur à mi-hauteur en entrée : $\tau_{out} = f(\tau_{in})$. La ligne continue fine est : $\tau_{out} = \tau_{in}$	81
4.24	Diagramme de l'œil pour une variation de l'intensité du signal d'entrée	82
4.25	Diagramme de l'œil pour une variation de la durée du signal d'entrée	83
4.26	Diagramme de l'œil pour un signal désynchronisé	83
4.27	Diagramme de l'œil pour un débit de 10 Gb/s	84
4.28	Spectres de réflexion et de transmission du filtre pour un débit de 2,5 Gb/s.	85
4.29	Intensité transmise en fonction de l'intensité d'entrée : $I_{out} = f(I_{in})$	85
4.30	Largeur à mi-hauteur en sortie du dispositif en fonction de la largeur à mi-hauteur en entrée : $\tau_{out} = f(\tau_{in})$. La ligne continue fine est : $\tau_{out} = \tau_{in}$	86
4.31	Diagramme de l'œil pour un débit de 2,5 Gb/s	86
4.32	Spectres de réflexion et de transmission d'un étage du filtre 2×5	87
4.33	Comportement en régime stationnaire du dispositif 2×5	88
4.34	Diagramme de l'œil pour un débit de 10 Gb/s pour un dispositif formé des 2 étages de 5 anneaux	88
4.35	Dispersion de retard de groupe en fonction de la longueur d'onde	90
5.1	Résonateur en anneau monomode couplé à une unique ligne d'accès.	92
5.2	Transmission en fonction du désaccord pour différents régimes de couplage.	93
5.3	Déphasage et retard de groupe introduit par un résonateur dans le cas $\tau = \tau_e$	95
5.4	Architecture d'un oscillateur optoélectronique	96
5.5	Microsphère de diamètre 277 μm	100
5.6	Microsphère de diamètre 404 μm	101
5.7	Microsphère de diamètre 63 μm	101
5.8	Minisphère de 3,3mm de diamètre avant nettoyage.	103
5.9	Minisphère de 3,3mm de diamètre après nettoyage.	104
5.10	États de surface d'une minisphère vue au microscope à balayage électronique.	105

5.11	Schéma de principe de la détermination du facteur de surtension à partir de la méthode du balayage en longueur d'onde	106
5.12	Principe de la méthode du balayage en longueur d'onde	106
5.13	Schéma représentant la rampe générée (triangle) ainsi que le signal <i>trigger</i> (carré)	107
5.14	Signal transmis par un résonateur à fibre. Visualisation de son intervalle spectrale libre	108
5.15	Signal transmis sur le port "réfléchi" d'un résonateur. Visualisation d'une résonance	109
5.16	Schéma de couplage sphère-taper. La sphère est fixe et le taper est monté sur un nano-positionneur 3 axes.	111
5.17	Spectre de transmission d'une sphère passive de 3,3 mm de diamètre.	112
5.18	Sphère 3,3mm	113
5.19	Principe de la première méthode de mesure des temps de vie des photons	114
5.20	Définition des paramètres de simulations temporelles. I_{in} et I_{out} représentent respectivement les intensités lumineuses en entrée et en sortie.	115
5.21	$\kappa = 0,56$ - Régime de sur-couplage	115
5.22	$\kappa = 0,428$ - Régime de couplage critique	116
5.23	$\kappa = 0,32$ - Régime de sous-couplage	116
5.24	Synoptique de la première méthode de mesure des temps de vie des photons	117
5.25	Exemple de signal de Ring Up/Ring Down dans le cas d'un anneau à fibre.	118
5.26	Exploitation du signal de Ring Up. La courbe en tirets est un ajustement exponentiel.	118
5.27	Principe de la deuxième méthode de mesure des temps de vie des photons	120
5.28	Résultats obtenus avec le dispositif-test : a) sous-couplage, b) couplage critique, c) sur-couplage	121
5.29	Evaluation de Q_{att} pour différents matériaux cristallins - comparaison avec les verres silice	125
5.30	Schéma et dimensions (hors échelle) du disque MgF_2 réalisé au laboratoire FEMTO-ST	125
5.31	Mesure de facteur de qualité du disque en MgF_2	126

Liste des tableaux

3.1	Récapitulatif des valeurs d'intensité seuil en fonction de l'intensité de contrôle	58
4.1	Paramètres pour un filtre à 40 Gb/s	65
4.2	Facteurs de qualité du signal en amplitude à 40 Gb/s	72
4.3	Synthèse à 40 Gb/s	80
4.4	Synthèse à 10 Gb/s	84
4.5	Caractéristiques du matériau utilisé pour la synthèse du filtre	85
4.6	Caractéristiques du filtre à 2,5 Gb/s	85
4.7	Caractéristiques du filtre 2×5	87
4.8	Synthèse des énergies nécessaires	89
5.1	Estimation de Q_{surf} pour une sphère SiO_2 de diamètre $\phi = 1,1$ mm .	103
5.2	Méthode de balayage en longueur d'onde. Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux et prévisions théoriques d'ISL.	110

Sigles et acronymes

Sigle

DFB - **D**istributed **F**eed**B**ack Laser (résonateurs à contre-réaction distribuée)

FDTD - **F**inite **D**ifference **T**ime **D**omain

ISL - Intervalle **S**pectral **L**ibre

MDR - **M**orphology-**D**ependent **R**esonances

PMD **P**olarisation **M**ode **D**ispersion (dispersion de mode de polarisation)

PTS - **p**-**T**oluène **S**ulphonate

SVEA - **S**low **V**arying **E**nvelope **A**pproximation) (approximation de l'enveloppe lentement variable)

WDM - **W**avelength **D**ivision **M**ultiplexing

WGM - **W**hispering **G**allery **M**ode (Modes de galerie)

WGR - **W**hispering **G**allery **R**esonators (résonateurs à mode de galerie)

Acronyme

CROW - **C**oupled **R**esonator **O**ptical **W**aveguide

LASER - **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation (amplification de la lumière par émission stimulée de rayonnement)

Introduction

Les résonateurs optiques conventionnels constitués par des miroirs (deux ou plus) sont utilisés dans de nombreux domaines de l'optique moderne, linéaire ou non-linéaire. Leurs utilisations sont gouvernées par la nécessité de multiples recirculations de la lumière (de l'énergie optique) pour maintenir une oscillation laser, augmenter la longueur effective d'interaction en spectroscopie, augmenter la résolution de mesures interférométriques, exalter les interactions dans le cas de mélange d'ondes, etc. Pour de telles applications, les propriétés déterminantes telles qu'un facteur de qualité élevé et une grande finesse ne peuvent être obtenues que par la réalisation de cavités en utilisant des miroirs de très hautes réflectivités et présentant les plus faibles pertes associées à des éléments optiques les plus transparents possibles.

En dépit de leur versatilité les cavités traditionnelles de type Fabry-Pérot - au sens large, c'est-à-dire que nous y incluons les cavités repliées et en anneaux - restent des dispositifs de coûts élevés, globalement de grandes tailles, d'assemblage et réglages complexes, sensibles aux vibrations. Pour certaines applications la stabilité et un faible volume de mode sont de première importance et la miniaturisation de ce type de résonateurs se révèle extrêmement compliquée si l'application nécessite une grande finesse et un haut facteur de qualité Q .

Dans le cadre des cavités lasers monolithiques il existe des solutions élégantes telles que les résonateurs à contre-réaction distribuée (DFB) ou les résonateurs fibrés à miroirs de Bragg. Dans tous les cas ces résonateurs sont des structures linéaires dans lesquelles les résonances sont produites par couplage et interférences d'ondes contra-propagatives.

Dans ce travail, nous nous intéressons à des résonateurs monolithiques dans lesquels la lumière suit des trajectoires fermées par réflexion totale interne sur les surfaces incurvées de résonateurs diélectriques transparents. Suivant la dénomination traditionnelle des micro-ondes, nous dénommons ces cavités "résonateurs diélectriques ouverts". Les modes optiques dans ces résonateurs c'est-à-dire les "morphology-dependent resonances" (MDR) ou "whispering gallery modes" (WGMs) peuvent être vus comme des tores lumineux confinés par réflexion totale interne à la surface des résonateurs.

Ces résonateurs diélectriques ouverts peuvent se présenter sous des formes aussi diverses que des cylindres, des sphères, des sphéroïdes, des tores, des anneaux ainsi que d'autres formes ou topologies avec différents principes de confinement de la lumière. Par désir de simplification nous utiliserons le terme générique de Résonateurs à Modes de Galerie (whispering gallery resonators - WGRs) et whispering gallery modes (WGMs) pour décrire ces résonateurs et leurs modes. Des facteurs de qualités Q extrêmement élevés associés à des volumes de modes aussi petit que le cube de la longueur d'onde peuvent être obtenus si l'on arrive à conjuguer l'utilisation de matériaux de haute transparence à une réalisation très précise de l'interface du résonateur. Les géométries les plus simples pour ces résonateurs sont les anneaux, cylindres et sphères. Quand le matériau utilisé présente un contraste d'indice suffisamment élevé avec le milieu environnant le résonateur et que le rayon de courbure du résonateur est supérieur à quelques dizaines de longueur d'ondes, les pertes radiatives (similaires aux pertes par courbure des guides d'ondes) deviennent très petites et le facteur Q se retrouve uniquement limité par l'atténuation du matériau utilisé et la diffusion causée par les imperfections géométriques du résonateur (*i.e.* la rugosité de surface). La fabrication de résonateurs diélectriques ouverts est potentiellement simple et de coût peu élevé et se prêterait très bien à l'hybridation ou à l'intégration de composants et dispositifs. Cette combinaison de très hauts facteurs de qualité ($Q \sim 10^8$ aisément réalisé pour une résonateur sphérique) et d'une grande compacité a été l'objet de nombreuses études tant dans les domaines des sciences fondamentales qu'appliquées et de l'ingénierie. Il a été démontré que la petite taille de ces résonateurs a notamment pour conséquence une grande stabilité mécanique associée à un contrôle relativement aisé des paramètres de la cavité. Les WGRs peuvent être "aisément" accordés, stabilisés et intégrés dans un système optique ou optronique.

L'histoire des modes de galerie en tant que "WGMs" a commencé il y a maintenant plus d'un siècle avec les travaux de Lord Rayleigh qui a étudié la propagation du son sur la surface d'une galerie incurvée [1] puis plus tardivement en s'intéressant aux propriétés optiques de ces modes [2] [3]. En 1909, Debye décrivit les fréquences propres de résonance dans des sphères libres métalliques et diélectriques, travaux qui prennent en compte naturellement les WGMs [4]. Ces équations peuvent aussi être déduites des travaux théoriques de Mie publiés en 1908 [5] sur la diffusion d'ondes planes électromagnétiques par des sphères. La possibilité d'existence de modes associés à de très hauts facteurs de qualité dans des cavités ouvertes diélectriques à symétrie axiale fût ensuite présentée par Richtmyer [6] mais ce n'est que beaucoup plus tard que les propriétés générales de résonances électromagnétiques dans des sphères diélectriques furent abondamment discutées en portant une attention particulière aux ondes hy-

perfréquences [7] [8] et non aux modes optiques même si les équations qui régissent ces résonances sont les mêmes en optique.

En fait, les premières observations de WGMs optiques peuvent être attribuées paradoxalement à la physique des lasers (lasers à l'état solide) lors des études historiques de Garrett *et al.* [9] sur l'émission stimulée dans des résonateurs sphériques de diamètres millimétriques $\text{Sm}^{3+}:\text{CaF}_2$. Des émissions laser de durée de l'ordre de la microseconde ont été observées dans des anneaux en rubis de plusieurs millimètres de diamètre [10]. Ces oscillations lasers furent attribuées à une excitation laser impulsionnelle de WGMs de facteurs de qualité $10^8 - 10^9$. Il faut attendre 1987 et les travaux de T. Baer [11] pour voir le premier fonctionnement continu d'un laser Nd :YAG à cavité sphérique ($\phi = 5 \text{ mm}$).

L'étude systématique des WGMs commence avec leurs observations en 1977 dans l'étude de la diffusion de la lumière par des gouttelettes (micro résonateur liquide) maintenues en lévitation laser [12] [13] [14]. De nombreuses études d'optique non-linéaire ont été menées sur des gouttelettes en chute libre [15] [16]. L'étude des WGMs dans le domaine de la diffusion de la lumière par des aérosols et autres microgouttes est toujours particulièrement active. Il a été démontré que les WGMs permettent la détermination des tailles, formes, indices de réfraction et de la température des gouttes [17] [18]. Ces études ont été appliquées aussi à la détermination des diamètres des fibres optiques [19]. La très forte influence sur l'exaltation de la fluorescence [20] [21] [22] ou de la diffusion Raman [23] [24] [25] par des WGMs dans les microgouttes a été reconnue dès le début des années 80. Enfin l'effet laser sur des gouttelettes dopées Rhodamine 6G a été observé, étudié et détaillé dans les groupes de R.K. Chang dès 1984 [26] [27] ainsi que par H. Lin et A. Campillo [28]. Ces travaux ont aussi porté sur différents effets non-linéaires exaltés par la présence des modes de galerie [25] [29]. Dans ces expériences, les gouttelettes en chute libre présentent les inconvénients d'avoir une courte durée de vie, de varier légèrement de forme (évaporation et résonances mécaniques) pendant l'analyse et d'être faiblement transparentes (ce qui limite le facteur de qualité à 10^7). Les résonateurs solides permettent de s'affranchir de ces inconvénients. C'est à cette même époque que V. Braginsky propose le premier l'utilisation des WGMs de microsphères solides en verre pour des expériences d'électrodynamique quantique [30] [31]. En ce qui concerne les micro résonateurs sphériques solides nous pouvons noter les études historique de Y. Wang et B. Lu [32] [33] utilisant des sphère en verre dopées Nd^{3+} ($\phi < 100 \mu\text{m}$) pompé par un faisceau libre, mais les pompages efficaces n'ont été obtenus qu'en 1996 [34] suite à des travaux sur des microsphères passives. Les études théoriques et expérimentales ont montré que pour obtenir un fort confinement temporel et spatial d'un champ à l'intérieur d'une

microsphère, les modes doivent être excités par effet tunnel optique. Ainsi, vers la moitié des années 90 des recherches sur le couplage d'un champ avec les modes de galeries de sphères de silice passive [35] [36] ont permis de rendre le pompage efficace et de tendre vers l'effet laser presque sans seuil : en utilisant le couplage par prisme, l'équipe de S. Haroche et J.M. Raymond (ENS-LKB) s'est intéressée aux oscillations laser de sphères silice dopées terres rares et ont obtenu un effet laser à $1,06 \mu m$ avec un seuil de $200 nW$ [37] [38]. Plus récemment, W. Von Klitzing *et al.* [39] ont obtenu une oscillation laser à $544 nm$ avec un seuil le $30 \mu W$ avec des microsphères en verre fluoré dopée Erbium.

Les lasers micro-sphériques ont ensuite trouvé des applications pour l'étude des verres [40] [41] ou comme laser maître dans une expérience d'injection optique et transfert de pureté spectrale à un laser esclave [42] pour l'obtention de lasers extrêmement fins ou encore pour obtenir une source à photon unique (couplage avec des puits quantiques [43] ou de nano-cristaux [44]).

Outre les applications laser, des travaux ont été effectués sur l'étude des non-linéarités dans les micro-résonateurs [45] [46].

Dans la dernière décennie, l'utilisation des propriétés uniques de confinement de la lumière dans des résonateurs à modes de galerie a ouvert de nouvelles voies de recherches dans des domaines des sciences tant fondamentales qu'appliquées. Nous en sommes arrivés à un point où il est devenu extrêmement difficile de faire une bibliographie qui aurait la prétention d'être exhaustive. Les applications en sont extrêmement variées et se déclinent depuis les expériences de lévitation de microgouttes dans les aérosols jusqu'au résonateurs cristallins de ultra-hauts facteurs de qualité en passant par l'intégration (au sens de l'optique intégrée) de micro résonateurs dans des dispositifs et systèmes pour les télécommunications optiques ou pour l'instrumentation et leur utilisation en tant que capteurs. Ces résonateurs peuvent être le support de phénomènes en optique linéaire, optique non-linéaire, physique des lasers et peuvent être appliqués à des fonctions aussi différentes que les sources (lasers ou génération d'harmoniques par mélange d'ondes) les filtres (stop bande, passe bande) fixes ou accordables, les fonctions de commutation en longueur d'onde, les fonctions logiques mais aussi la spectroscopie, la détection de molécules uniques et enfin les expériences fondamentales d'électrodynamique quantique en cavité.

Nous pouvons séparer les systèmes et expériences en deux grandes catégories :

1. les résonateurs à mode de galerie actifs (Whispering Gallery Resonators - WGRs) dans des applications telles que :
 - Lasers à base de résonateurs à mode de galerie à émission continue : effet laser dans des capillaires, effet laser dans des matrices dopées terres rares,

effet laser dans des sphères recouvertes par une couche dopées, WGM laser dans des semi conducteurs.

- Diffusion : diffusion Brillouin et diffusion Brillouin stimulée (SBS), diffusion Rayleigh, diffusion Raman, diffusion Raman stimulée(SRS) et laser Raman.
- Commutateurs et modulateurs.
- Oscillateur Opto électronique.
- Propagation d'impulsion et génération de fréquences.
- Mélange d'ondes et oscillations : oscillateur dit hyper paramétrique (effet $\chi^{(3)}$), génération de seconde harmonique (SHG) et oscillateur paramétrique optique (OPO) (effet $\chi^{(2)}$).
- Physique fondamentale avec des WGMs actifs.
- Les WGRs peuvent être utilisés pour la génération d'états non classiques de la lumière. Par exemple Benson et Yamamoto [48] ont montré que l'émission de photons annoncés et d'effet laser sub-poissonien seraient possibles dans une microsphère à boîte quantique pompée électriquement.

2. Les dispositifs basés sur des résonateurs à modes de galerie passifs qui trouvent des applications comme :

- Filtres optiques ou photoniques à résonateurs uniques.
- Filtres d'ordres supérieurs obtenus par couplage de résonateurs.
- Filtres accordables.
- Filtres à résonateurs à mode de galerie pour la stabilisation des oscillateurs optoélectroniques et les lasers ;
- Spectroscopie et analyse d'agents chimiques ou biologiques.
- Les capteurs mécaniques (accéléromètre, déplacements...).
- Physique fondamentale avec des résonateurs passifs (chaos, atomes photoniques, QED en cavité).

Ce travail de thèse est en continuité des travaux réalisés dans le domaine des WGRs au Laboratoire ENSSAT-FOTON. Nos travaux viennent après ceux de Mademoiselle F. Lissillour [47] sur les lasers à modes de galerie et ceux de Mademoiselle C. Arnaud [48] dont une large part est consacrée à la modélisation du couplage guide-résonateur (pour des structures planaires) ainsi qu'à la modélisation du fonctionnement complet des micro-résonateurs avant une réalisation et une caractérisation de ces micro-structures à destination du réseau d'accès en télécommunication optique. Dans cette étude, nous nous intéresserons à certains aspects des applications pour les fonctions optiques des résonateurs de type WGR ou en anneau.

Le premier chapitre constitue une rapide présentation des modes de galerie et de

leurs principales propriétés. Nous laissons ainsi la description détaillée de ces modes optiques à la littérature et notamment aux ouvrages classiques [49] [50] ou aux revues [15] [16] [51] [52] [53] [54] [55].

La suite se décompose naturellement en deux parties. Les chapitres 2, 3 et 4 sont consacrés à l'étude et à la simulation de trois types de fonctions. Les fonctions de filtrage passives. Les fonctions logiques multistables et mémoires par excitation hors résonance de structures obtenues par couplage de micro-résonateurs. La fonction de régénération tout optique du signal pour les télécommunications optiques pour des débits de 2,5 Gb/s à 40 Gb/s (par excitation résonante).

Chapitre 5 est consacré quant à lui, à l'utilisation et la caractérisation de micro résonateurs passifs pour des fonctions de filtrage dans le cadre du projet ANR "O²E" sur l'oscillateur opto-hyperfréquence auquel nous participons.

Chapitre 1

Propriétés générales des résonateurs ouverts optiques

Ce chapitre présente une courte description des propriétés générales des résonateurs optiques à modes de galerie. Nous utilisons ces résonateurs particuliers pour illustrer des notions très générales sur les résonateurs optiques qui seront utilisées tout au long du document. Les spécificités des modes de galerie seront utilisées dans le chapitre 5. Nous terminerons ce chapitre par la présentation succincte d'applications de filtrage linéaire.

1.1 Modes de galeries

Un mode de galerie est une onde qui, en se propageant le long d'une surface fermée (résonateur) revient périodiquement à son point de départ et interfère avec elle même ce qui lui donne des propriétés de phase particulières.

Ces modes de propagation particuliers ont d'abord été observés dans le domaine acoustique. Les modes de galerie ("Whispering Gallery Modes" (WGM)) ont été identifiés et interprétés par Lord Rayleigh en 1877 comme étant une propagation des ondes acoustiques par réflexions successives le long d'un mur incurvé [1]. Ils ont été introduites pour expliquer une particularité acoustique du dôme de la cathédrale St Paul à Londres où quelqu'un chuchotant d'un côté du dôme peut être entendu par une personne située à l'opposé. Par analogie, dans le domaine optique, les modes de galerie correspondent à la propagation guidée à l'intérieur d'une sphère en matériau diélectrique par réflexions totales ("*The problem of Whispering Gallery*" Lord Rayleigh [3]).

Dans le domaine optique, les modes de galerie correspondent à la propagation guidée par réflexion totale interne de la lumière dans une micro-bille constituée d'un mi-

lieu diélectrique. Ils sont associés aux résonances très fines qui apparaissent dans le spectre de diffusion de la lumière pour une telle bille (Théorie de Mie [56]).

Dans la littérature, le nom de Mie reste attaché à ces résonances de diffusion. On les trouve aussi sous le nom de Morphology Dependant Resonances (MDR) pour souligner leur grande sensibilité à la forme exacte de la micro-particule diffusante, à sa taille ainsi qu'à son indice de réfraction.

1.1.1 Approche géométrique

Considérons une sphère de rayon a , constituée d'un milieu diélectrique d'indice de réfraction N et un rayon lumineux se propageant à l'intérieur de la sphère (figure 1.1). Pour des sphères de rayon a beaucoup plus grand que la longueur d'onde λ dans le vide on peut utiliser l'approximation de l'optique géométrique pour la propagation de la lumière afin de déterminer quelques caractéristiques des modes de galerie.

Le rayon fait un angle d'incidence i avec la normale à la surface. Si l'angle i est

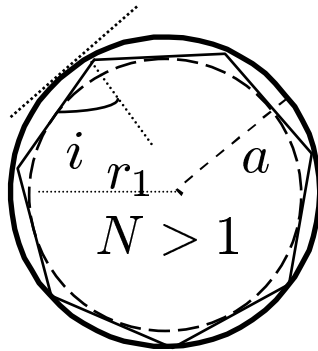


FIG. 1.1 – Propagation par réflexion totale interne

supérieur à l'angle critique, $i_c = \arcsin(1/N)$ il y a réflexion totale. Du fait de la symétrie sphérique tous les angles d'incidence subséquents sont identiques et le rayon lumineux est piégé dans la sphère. Avec ce simple modèle nous voyons que dans le cas idéal (un matériau sans perte intrinsèque) la durée de vie de la lumière dans la sphère tend vers l'infini.

Pour des angles d'incidence compris entre i_c et $\pi/2$ la lumière reste piégée à l'intérieur de la sphère ce qui implique que le champ électromagnétique reste confiné entre la paroi externe de la sphère et la caustique interne de rayon $r_1 = a \cdot \sin(i)$. L'extension radiale du mode résonant sera $0 \leq a(1 - \sin(i)) < a(1 - 1/N)$. Pour des angles d'incidence proches de $\pi/2$ la lumière sera confinée à la surface de la sphère. Dans ce cas ($i \approx \pi/2$), le chemin parcouru par la lumière après un tour est approximatif égal

au périmètre de la sphère, $2\pi a$. Pour avoir des interférences constructives après un tour le chemin optique doit être égal à un nombre entier de longueur d'onde dans le milieu. La condition de résonance s'écrit :

$$2\pi a \approx \ell \frac{\lambda}{N} \quad (1.1)$$

avec ℓ un nombre entier qui correspond au nombre de côtés du polygone formé par la trajectoire du rayon lumineux dans le résonateur et λ la longueur d'onde dans le vide.

On définit le paramètre de taille $x = 2\pi a/\lambda$. La condition de résonance devient :

$$x \approx \ell/N$$

La condition de résonance conduit à une quantification des fréquences de résonance des modes de galerie. Ils sont espacés d'une valeur $\Delta\nu_\ell$ appelée Intervalle Spectrale Libre (ISL) de la cavité :

$$\Delta\nu_\ell = \frac{c}{2\pi N a} \quad (1.2)$$

avec $c = 3 \cdot 10^8 \text{ms}^{-1}$ la vitesse de la lumière dans le vide.

1.1.2 Approche ondulatoire

La simple approche géométrique n'est pas suffisante pour décrire les propriétés des résonateurs à mode de galerie. Pour cela il faut résoudre le problème électromagnétique exact en partant des équations de Maxwell. Pour "décrire" les modes de galerie par le modèle ondulatoire deux approches ont été traitées dans de nombreux ouvrages : l'approche ondulatoire par l'eikonale et le problème électromagnétique exact.

Approche ondulatoire par l'eikonale Toujours dans le cas où le rayon de la sphère est beaucoup plus grand que la longueur d'onde ($a \gg \lambda$) on peut relier la phase $S = \int_{r_0}^r k_0 N(r) ds$ du champ électromagnétique $\Phi \approx \exp(iS)$ au vecteur d'onde dans le vide k_0 par l'équation Eikonale :

$$(\vec{\nabla} S)^2 = N^2(r) k_0^2. \quad (1.3)$$

Le moment angulaire "orbital" associé \vec{L} (figure 1.2) s'exprime comme $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{\nabla} S$. Dans le cas d'une symétrie sphérique nous avons à notre disposition l'équation eikonale

$$\left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial S}{\partial \theta}\right)^2 + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial S}{\partial \varphi}\right)^2 = N^2(r) k_0^2. \quad (1.4)$$

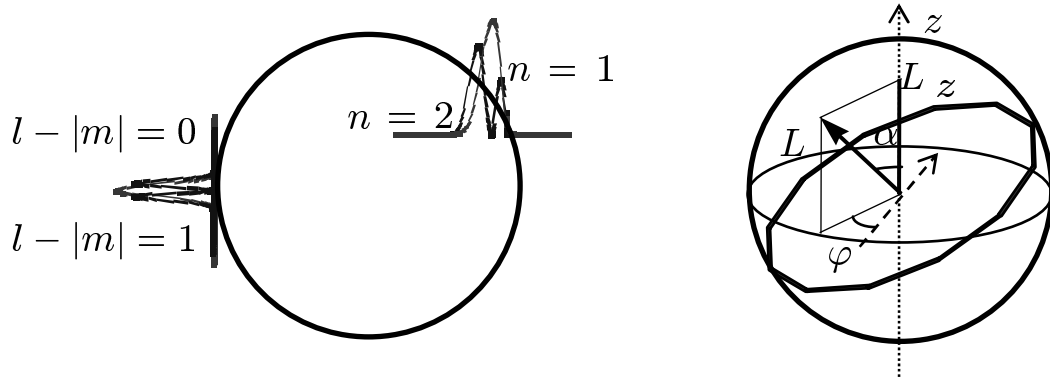


FIG. 1.2 – Caractérisation spatiale et angulaire d'un mode de galerie

et la conservation du moment angulaire. La projection de \vec{L} sur l'axe z , $L_z = \partial S / \partial \varphi$ et le module de \vec{L} , à savoir $|\vec{L}| = L$ sont des constantes.

Un mode de galerie correspond à un retour en phase de l'onde sur elle-même après une rotation de 2π autrement dit le déphasage ΔS doit être un multiple de 2π .

En appliquant le méthode de séparation des variables : $S = S_1(r) + S_2(\theta) + S_3(\varphi)$ à partir de l'équation 1.4 nous obtenons le système d'équations :

$$\begin{cases} \frac{dS_3}{d\varphi} = L_z & \text{(a)} \\ \left(\frac{dS_2}{d\theta}\right)^2 + \frac{L_z^2}{\sin^2\theta} = L^2 & \text{(b)} \\ \left(\frac{dS_1}{dr}\right)^2 + \frac{L^2}{r^2} = N^2 k_0^2 & \text{(c)} \end{cases} \quad (1.5)$$

Le mouvement angulaire se compose d'une précession uniforme selon φ et d'une oscillation selon θ entre les deux valeurs $\theta = \pi/2 \pm \alpha$ avec $\alpha = \arccos |L_z| / L$.

La condition de retour en phase est dépendante du déphasage à chaque réflexion et donc de l'état de polarisation de la lumière (mode transversal électrique, TE ou mode transversal magnétique, TM). On va avoir deux familles de résonances distinctes pour les deux modes de polarisation.

Pour cela nous prenons en compte l'effet Goos-Hänchen. Tout se passe comme si il y avait une réflexion totale interne en $a_{eff} = a + \delta_p$ (voir figure 1.3), δ_p dépendant de la polarisation. Les sphères considérées étant de grandes tailles nous pouvons en donner une valeur approchée grâce à la formule de Fresnel :

$$r_p = e^{-2j\theta_p} \text{ avec } \tan \theta_p = \frac{\sqrt{N^2 \sin^2 i - 1}}{P \cos i} \quad (1.6)$$

$P = N$ pour les modes TE (onde H) ou $P = 1/N$ pour les modes TM (onde E).

L'expression de δ_p s'obtient ensuite à partir de la relation $Nk_0\delta_p \cos i = \pi/2 - \theta_p$. Ainsi, le mouvement radial peut être perçu comme une oscillation entre la caustique interne définie par $r_1 = L/k_0N$ et le rayon externe $a_{eff} = a + \delta_p$.

Sur chaque période, chaque composante de la phase S_i accumule une différence

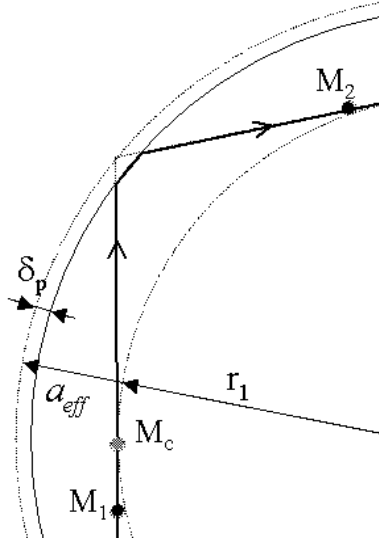


FIG. 1.3 – Représentation du trajet d'un rayon lumineux à l'intérieur d'une sphère lors d'une réflexion

de phase ΔS_i qui s'obtient en intégrant les équations 1.5. De plus, il faut prendre en compte les déphasages qui s'ajoutent lors des réflexions. Tout d'abord, lorsque l'onde se réfléchit sur chaque caustique, elle y acquiert un déphasage de $\Delta\Phi_c = -\pi/2$ [57]. Ceci se produit deux fois pour le mouvement angulaire (en $\theta = \pi/2 + \alpha$ et en $\theta = \pi/2 - \alpha$) et une fois pour le mouvement radial (en r_1). Ensuite, à chaque réflexion totale interne, un déphasage dépendant de la polarisation s'ajoute. Ce déphasage vaut : $\Delta\Phi_p = 2\theta_p$ et est automatiquement pris en compte si on calcule le déphasage accumulé entre r_1 et a_{eff} .

Si on reprend l'équation 1.5(c) et qu'on calcule le déphasage ΔS_1 accumulé entre M_c et M_2 (définis dans la figure 1.3) on obtient $2 \int_{r_1}^{a_{eff}} \sqrt{(Nk_0)^2 - (L/r)^2} dr$.

Après un tour on retrouve :

$$\begin{cases} \Delta S_3 = 2\pi |L_z| & \text{(a)} \\ \Delta S_2 = 2\pi (L - |L_z|) - \pi & \text{(b)} \\ \Delta S_1 = 2\pi f(Nk_0 a_{eff}/L) - 3\pi/2 \text{ avec } f(u) = \sqrt{u^2 - 1} - \arccos(1/u). & \text{(c)} \end{cases} \quad (1.7)$$

Les modes de galerie étant soumis à un retour en phase après un tour, chaque composantes du déphasage ΔS_i doit être un multiple de 2π .

Ainsi nous obtenons tout d'abord une quantification azimutale, $m = L_z$ (équation 1.7(a)) et une quantification angulaire, $L = \sqrt{\ell(\ell + 1)} \approx \ell + 1/2$, pour des valeurs

grandes de ℓ , avec $m = -\ell, \dots, 0, \dots, +\ell$ (équation 1.7(b)).

La condition d'accord de phase pour l'ordre radial (équation 1.7(c)) s'écrit :

$$\frac{L}{\pi} f\left(\frac{Nk_0 a_{eff}}{L}\right) = n - \frac{1}{4} \quad (1.8)$$

De cette façon on introduit la quantification radiale, $n = 1, 2, 3, \dots$ qui correspond au nombre de maxima de l'oscillation entre r_1 et a_{eff} .

À l'angle critique de la réflexion totale, $\sin(i_c) = 1/N$ le rayon r_1 est forcément compris entre a_{eff}/N et a_{eff} .

Le paramètre de taille, $x_{eff} = 2\pi a_{eff}/\lambda$ va encadrer le nombre quantique ℓ : $x_{eff} < \ell + \frac{1}{2} < Nx_{eff}$. En utilisant la formule 1.8 et le fait que la fonction $f(u)$ est croissante, avec $f(1) = 0$, on déduit l'encadrement pour l'ordre radial n :

$$0 < n - \frac{1}{4} < \frac{L}{\pi} \left(\sqrt{N^2 - 1} - \arccos \frac{1}{N} \right) \quad (1.9)$$

Nous pouvons ainsi décrire une résonance par les 3 nombres quantiques : n, ℓ, m , avec $-\ell \leq m \leq \ell$.

Position d'une résonance

En incorporant les conditions de quantification dans l'équation 1.8 pour des valeurs très grandes de ℓ la position des résonances pour une sphère parfaite (indépendance par rapport à m) est donnée par :

$$Nx_{eff} = \left(\ell + \frac{1}{2}\right) f^{-1}\left(\frac{\pi(n - \frac{1}{4})}{\ell + \frac{1}{2}}\right) \quad (1.10)$$

Pour un n petit et ℓ grand les positions approchées de résonance peuvent s'écrire sous la forme :

$$Nx_{eff} \approx \left(\ell + \frac{1}{2}\right) + \left(\frac{(\ell + \frac{1}{2})}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \left[\frac{3\pi}{2} \left(n - \frac{1}{4}\right)\right]^{\frac{2}{3}} - \frac{P}{\sqrt{N^2 - 1}} \quad (1.11)$$

avec $P = N$ pour un mode TE et $P = N^{-1}$ pour un mode TM.

Problème électromagnétique exact La solution vectorielle exacte de l'équation de propagation satisfaisant aux équation de Maxwell, dans le problème à symétrie sphérique, a été traitée dans de nombreux ouvrages classiques traitant de l'électromagnétisme (Stratton [49], Jackson [50], Budden [58]).

Nous nous contenterons dans cette partie de rappeler les éléments nécessaires pour comprendre les spécifications des modes de galerie, à savoir :

- a. position des résonances (paragraphe 1.1.3)

- b. Facteur de qualité (paragraphe 1.1.4)
- c. Finesse (paragraphe 1.1.5)
- d. Volume de mode (paragraphe 1.1.6)

Le calcul du champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) peut se faire en suivant la méthode de Hansen exposée par exemple dans le Stratton [49]. Les solutions vectorielles sont construites à partir de l'équation de Helmholtz scalaire

$$\Delta\Phi(r) + N(r)k_0^2(r)\Phi(r) = 0 \quad (1.12)$$

$\Phi(r)$ s'exprime à l'aide des harmoniques sphériques

$$\Phi(r) = \frac{f_\ell(r)}{r} Y_\ell^m(\hat{r}) \quad (1.13)$$

où ℓ est le moment angulaire orbital de la lumière circulant autour du centre du résonateur et m les valeurs de ses projections. D'un point de vue purement optique, ℓ est l'ordre d'interférence.

Les valeurs $\ell - |m|$ correspondent aux ordres transverses des modes.

$k_0 = \omega/c$ est le vecteur d'onde dans le vide et l'indice $N(r)$ est égal à l'indice de la sphère pour $r < a$ et 1 pour $r > a$ (si on considère que la sphère est entourée par de l'air).

Les solutions de cette équation sont - en reprenant la dénomination traditionnelle de l'optique guidée pour les polarisations (TE - mode transversal électrique, et TM mode transversal magnétique) :

$$\text{Mode TE} \begin{cases} \vec{E}_{\ell m}^{TE}(\vec{r}) = E_0 \frac{f_\ell(r)}{k_0 r} \vec{X}_\ell^m \\ \vec{B}_{\ell m}^{TE}(\vec{r}) = -\frac{iE_0}{c} \left(\frac{f'_\ell(r)}{k_0^2 r} \vec{Y}_\ell^m + \sqrt{\ell(\ell+1)} \frac{f_\ell(r)}{k_0^2 r^2} \vec{Z}_\ell^m \right) \end{cases} \quad (1.14)$$

$$\text{Mode TM} \begin{cases} \vec{E}_{\ell m}^{TM}(\vec{r}) = \frac{E_0}{N} \left(\frac{f'_\ell(r)}{k_0^2 r} \vec{Y}_\ell^m + \sqrt{\ell(\ell+1)} \frac{f_\ell(r)}{k_0^2 r^2} \vec{Z}_\ell^m \right) \\ \vec{B}_{\ell m}^{TM}(\vec{r}) = -\frac{iE_0}{c} \frac{f_\ell(r)}{k_0 r} \vec{X}_\ell^m \end{cases} \quad (1.15)$$

dans la base des harmoniques sphériques vectorielles décrites par J. Jackson [50] :

$$\begin{cases} \vec{Y}_{\ell m}^{(m)} = \frac{\overrightarrow{\text{grad}} Y_\ell^m \wedge \hat{r}}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} & : \text{noté } \vec{X}_\ell^m \\ \vec{Y}_{\ell m}^{(e)} = \frac{r \overrightarrow{\text{grad}} Y_\ell^m}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} & : \text{noté } \vec{Y}_\ell^m \\ \vec{Y}_{\ell m}^{(o)} = Y_\ell^m \hat{r} & : \text{noté } \vec{Z}_\ell^m \end{cases} \quad (1.16)$$

La dépendance radiale $f_l(r)$ satisfait à l'équation :

$$f''(r) + \left(N^2(r)k_0^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) f(r) = 0 \quad (1.17)$$

Il s'agit d'une équation de Riccati-Bessel, et la dépendance radiale du champ s'exprimera de la façon suivante :

$f_\ell(r) = \psi_\ell(Nk_0r)$ pour $r < a$ et $f_\ell(r) = \alpha\psi_\ell(k_0r) + \beta\chi_\ell(k_0r)$ pour $r > a$ où ψ_ℓ est la solution régulière de l'équation telle que $\psi_\ell(0) = 0$ et χ_ℓ la solution irrégulière c'est à dire telle que $\chi_\ell(\rho) \xrightarrow{\rho \rightarrow 0} -\infty$.

Ainsi $\psi_\ell(\rho) = \rho j_\ell(\rho) = \sqrt{\pi\rho/2}J_{\ell+1/2}(\rho)$ et $\chi_\ell(\rho) = \rho n_\ell(\rho) = \sqrt{\pi\rho/2}N_{\ell+1/2}(\rho)$ (où j_ℓ et n_ℓ sont les fonctions de Bessel et de Neumann sphériques et $J_{\ell+1/2}$ et $N_{\ell+1/2}$ leurs équivalents cylindriques).

On peut constater que l'équation radiale 1.17 correspond à l'équation de Schrödinger (équation 1.18) avec un pseudo-potentiel V_{eff} en cuvette dépendant de l'énergie $E = k_0^2$ (équation 1.19) dûe à la discontinuité de l'indice de réfraction à la surface de la sphère augmentée d'un potentiel centrifuge (figure 1.4, extrait de [38]).

$$-f''(r) + V_{eff}(r)f(r) = Ef(r) \quad (1.18)$$

avec

$$V_{eff}(r) = k_0^2(1 - N^2(r)) + \frac{\ell(\ell + 1)}{r^2} \quad (1.19)$$

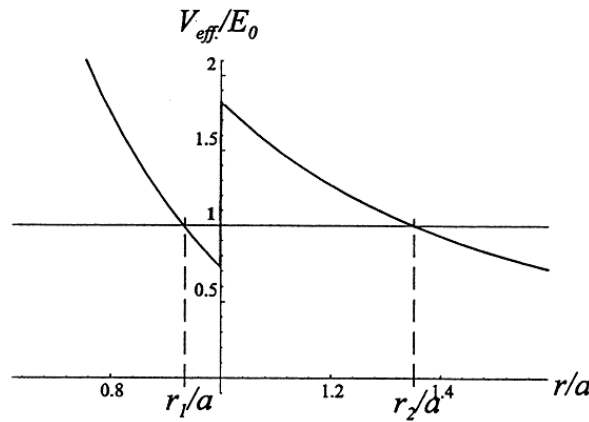


FIG. 1.4 – Profil du potentiel d'une sphère isolée pour $n=1$ et $x=74,4064$

Cette approche, développée par Nussenzveig [59], nous permet d'avoir une compréhension plus aisée des propriétés radiales des modes de galerie qui nous apparaissent ainsi comme des états quasi-liés du rayonnement. Comme on peut le constater sur la figure 1.5 (extrait de [38]), le nombre quantique n qui correspondait au nombre d'oscillations entre la caustique interne et la surface de la sphère dans le cas de l'approche Eikonale, correspond également au nombre de lobes de la distribution radiale du champs dans la sphère.

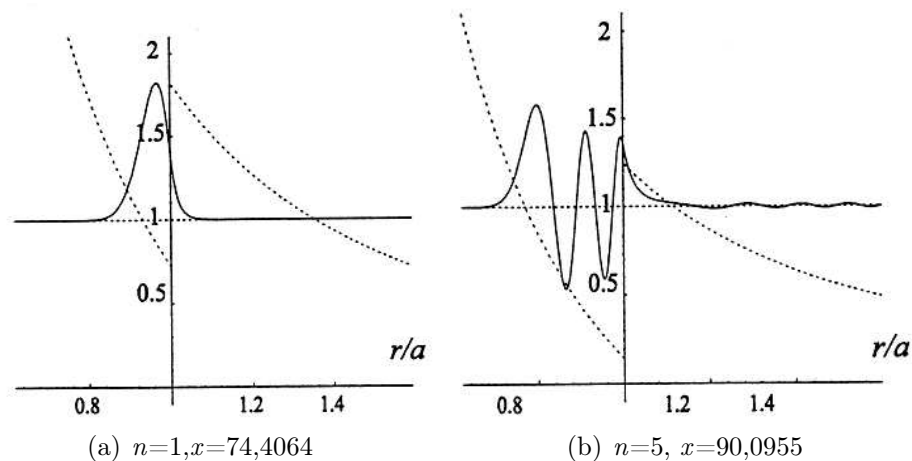


FIG. 1.5 – Exemples de distributions radiales du champ dans le cas particulier où $N=1,45$ et $\ell=100$, pour deux le paramètres de taille x

A l'intérieur de la barrière de potentiel, le champ est évanescent. La lumière, prisonnière de ces modes, ne pourra s'échapper que par effet tunnel : en effet, au-delà de cette barrière, le champ redevient radiatif et une petite partie de l'énergie peut donc sortir de la sphère. Ainsi, par définition les modes de galerie sont des modes à fuites. Cependant, pour les modes les plus confinés (n faible et ℓ maximal), cette partie radiative est extrêmement faible, ce qui implique que les facteurs de qualité de ces modes soient très grands.

1.1.3 Positions des résonances

La continuité des composantes tangentielles du champ à la surface de la sphère impose les relations suivantes :

$$\begin{cases} \psi_\ell(Nk_0a) = \alpha\psi_\ell(k_0a) + \beta\chi_\ell(k_0a) \\ P\psi'_\ell(Nk_0a) = \alpha\psi'_\ell(k_0a) + \beta\chi'_\ell(k_0a) \end{cases} \quad (1.20)$$

avec $P = N$ pour les modes TE et $P = N^{-1}$ pour les modes TM.

L'expression exacte de ces solutions qui passe par la détermination des deux constantes α et β n'est pas aisée. On procède donc à une première approximation qui consiste à supposer la partie radiative externe du champ nulle, soit $\alpha = 0$. Avec cette approximation la condition de résonance, en fonction du paramètre de taille, peut s'écrire :

$$P \frac{\psi'_\ell(Nx)}{\psi_\ell(Nx)} = \frac{\chi'_\ell(x)}{\chi_\ell(x)} \quad (1.21)$$

Dans le cas d'une valeur élevée de ℓ on retrouve les positions approchées de résonance, $x_{\ell,n}$ dans une sphère d'indice N . Ce développement est présenté dans l'article de Lam *et al.* [60] :

$$Nx_{\ell,n} = \nu + 2^{-1/3}\alpha_n\nu^{1/3} - \frac{P}{(N^2 - 1)^{1/2}} + \left(\frac{3}{10}2^{-2/3}\right)\alpha_n^2\nu^{-1/3} - \frac{2^{-1/3}P(N^2 - 2P^2/3)}{(N^2 - 1)^{3/2}}\alpha_n\nu^{-2/3} + O(\nu^{-1}) \quad (1.22)$$

où $\nu = \ell + 1/2$ et α_n sont les racines n^oèmes de la fonction d'Airy $A_i(-z)$ [61]. A partir de cette relation, on peut exprimer les écarts fréquentiels entre les modes d'une même famille. Nous entendons par famille, les modes de ℓ différents mais associés à une valeur fixée de n l'ordre radial. Par exemple pour un ordre n fixé on peut évaluer l'écart entre un mode d'ordre ℓ et le mode suivant (d'ordre $\ell + 1$).

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{n,\ell}^{\Delta\ell} &= c(x_{n,\ell+1} - x_{n,\ell})/2\pi \\ &= \frac{c}{2\pi Na} \cdot \left(1 + \alpha_n\left(\frac{\ell + 1/2}{2}\right)^{1/3}\left(1 - \left(1 + \frac{1}{\ell + 1/2}\right)^{1/3}\right)\right) \end{aligned} \quad (1.23)$$

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

Pour des grandes valeurs de ℓ , $\left(1 - \left(1 + \frac{1}{\ell+1/2}\right)^{1/3}\right) \simeq 0$. On trouve alors

$$\Delta\nu_{n,\ell}^{\Delta\ell} \simeq \frac{c}{2\pi Na} \quad (1.24)$$

ce qui correspond à l'intervalle spectrale libre d'une cavité Fabry-Pérot et aussi à la valeur obtenue *via* l'approche géométrique (équation 1.2). De même, si on considère une famille de mode à n et ℓ fixés, on peut estimer l'écart entre les deux modes de polarisation TE et TM sous la forme :

$$\Delta\nu_{n,\ell}^{TE,TM} \simeq \frac{c}{2\pi Na} \frac{\sqrt{N^2 - 1}}{N} \quad (1.25)$$

1.1.4 Facteur de qualité

La durée de vie τ_{ph} des photons à l'intérieur du micro-résonateur est très élevée. Cette durée de vie est liée à la notion de facteur de qualité Q de la cavité par la relation $Q = \omega\tau_{ph}$ avec ω la pulsation 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 :

$$Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E} \quad (1.26)$$

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

Si on considère $\Delta\omega$ la largeur de la résonance à la pulsation ω , le facteur de qualité s'écrit également :

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} \quad (1.27)$$

Dans le cas idéal d'un résonateur sans perte, la durée de vie et par conséquent Q seraient quasi-infini. Ceci correspondrait à une résonance infiniment fine. Dans le cas réel d'une sphère isolée, des pertes existent sont la somme de tous les différents termes de perte qui définit le coefficient de qualité de la résonance :

$$Q_0^{-1} = Q_{diff}^{-1} + Q_{att}^{-1} + Q_{surf}^{-1} \quad (1.28)$$

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 (on a une absorption dans le milieu), donc le facteur de qualité est limité par l'atténuation .

Le dernier terme provient de la diffusion par les irrégularités de surface du résonateur, c'est-à-dire sa rugosité.

Les pertes par diffraction Du point de vue des positions des résonances on retrouve un bon accord entre l'approche géométrique et l'approche ondulatoire. L'approche ondulatoire nous donne de plus des informations liées aux pertes par diffraction : au delà d'une certaine distance à l'extérieur du résonateur ($r > r_2$ figure 1.5), le champ redevient radiatif ce qui amène à une diffraction de la lumière par la surface courbe de la sphère. Ces pertes peuvent être assimilées aux pertes de transmission des miroirs d'une cavité Fabry-Perot. Pour les estimer on doit comparer la partie du champ oscillant à l'extérieur de la sphère par rapport au champ à l'intérieur. Dans sa thèse, F. Treussart [38] en donne une expression approchée :

$$Q_{diff} \simeq x e^{2(\ell+1/2)g(\frac{x}{\ell+1/2})} \quad (1.29)$$

avec $g(y) = -\sqrt{1-y^2} + \arg \cosh(1/y)$ et x le paramètre de taille, fonction de l'ordre n et de la polarisation (cf. relation 1.22).

Cette équation permet de vérifier que Q_{diff} décroît bien lorsque n augmente. Elle permet également de dire que pour un mode donné, le facteur de qualité de la polarisation TM est légèrement plus grand que celui de la polarisation TE.

Par exemple, ce facteur de qualité peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{40} pour le mode le plus confiné ($n = 1$) d'une sphère silice de $50 \mu\text{m}$ de diamètre à la longueur d'onde $\lambda = 810 \text{ nm}$. Les pertes par diffraction restent négligeables face aux pertes par absorption tant que l'on considère des modes assez confinés (jusqu'à $n = 10$ pour l'exemple précédent) et des résonateurs de tailles supérieures à la dizaine de micron.

Les pertes par absorption ou diffusion en volume Le facteur de qualité d'une sphère est limité par l'atténuation de propagation de la lumière dans la sphère, autrement dit par l'absorption du matériel utilisé pour fabriquer la sphère [62]. L'expression directe de sa contribution au facteur de qualité est [38] :

$$Q_{att} \simeq \frac{4,3}{\alpha} \frac{2\pi N}{\lambda} \quad (1.30)$$

où α est le coefficient d'atténuation en dB/m.

Dans le cas de la silice utilisée pour fabriquer les fibres optiques ($\alpha=0,17 \text{ dB/km}$ à $1,55 \mu\text{m}$) on trouve $Q_{att} \simeq 10^{11}$.

Les pertes par diffusion en surface L'état de surface peut également influencer le coefficient de qualité. En effet une rugosité entraîne de la diffusion qui s'ajoute aux pertes d'absorption (on a une perturbation au niveau de la réflexion totale à l'interface sphère/air). Des images de la surface d'une microsphère réalisée par Ilchenko *et al.* [63] par fusion d'une tige de verre silicate, révèlent des défauts de l'ordre de 2nm . Ces inhomogénéités de surface limitent le facteur de qualité à des valeurs de l'ordre de 10^{11} à 10^{12} dans l'infrarouge. Pour des micro résonateurs fabriqués par fusion de poudres ou de tiges de matériaux amorphes de type verres silicates cette contribution ne sera pas le facteur limitant. En effet comme démontré par Gorodetsky *et al.* [34] le facteur Q intrinsèque sera limité par l'absorption liée à l'adsorption d'eau moléculaire par la surface lors du processus de fusion. Ainsi les meilleurs facteurs de qualité mesurés pour des résonateurs sphériques obtenus par fusion de matériaux vitreux sont ils de l'ordre de 10^9 .

Une estimation de ce facteur de qualité est donné par la relation 1.31 [48]

$$Q_{surf} \approx \frac{3\lambda^2 \ell^{10/3}}{16\pi^5 \sigma^2 N^2 n^{5/2}} \quad (1.31)$$

avec σ l'inhomogénéité de surface [64].

En pratique, les résonateurs qui sont étudiés ne sont pas isolés, car il est nécessaire d'exciter les modes de galerie, donc on doit être capable d'insérer et d'extraire du champ électromagnétique dans un tel résonateur. Aux termes de la relation 1.28 il faut donc ajouter un terme $1/Q_e$ qui correspond aux pertes dues au mode de couplage. Si le couplage avec l'extérieur est faible, ce dernier terme ne sera pas prépondérant sur la valeur de Q mesurée (équation 1.32), mais plus le couplage va augmenter, plus ce terme va prendre de l'importance.

$$Q^{-1} = Q_0^{-1} + Q_e^{-1} \quad (1.32)$$

En fonction de la valeur relative de Q_e et Q_0 nous pouvons identifier 3 cas :

- **Sous-couplage** : le facteur de qualité intrinsèque du résonateur est plus petit que le facteur de qualité dû au couplage, $Q_0 < Q_e$,)
- **Sur-couplage** : le facteur de qualité intrinsèque du résonateur est plus grand que le facteur de qualité dû au couplage $Q_0 > Q_e$,
- **Couplage critique** : le facteur de qualité intrinsèque du résonateur est égal au facteur de qualité dû au couplage $Q_0 = Q_e$.

Nous reviendrons sur ce point particulier au chapitre 5.

1.1.5 Finesse

On définit la finesse d'un résonateur comme le rapport entre l'intervalle spectral libre, $ISL = 2\pi\Delta\nu_\ell$ et la largeur à mi-hauteur d'une résonance, $\Delta\omega$:

$$\mathcal{F} \equiv \frac{ISL}{\Delta\omega} = \frac{ISL \cdot Q}{\omega} \quad (1.33)$$

Les micro résonateurs à mode de galerie sont des composants d'une très grande finesse (de l'ordre de 10^6 pour des facteurs de qualité de l'ordre de 10^9) ce qui font d'eux des bons candidats pour des applications telles que la spectroscopie, les capteurs, le filtrage et leurs applications aux oscillateurs opto-hyperfréquence.

1.1.6 Volume du mode

Dans leurs travaux de thèses, L. Collot [65] et F. Treussart [38] s'intéressaient aux applications des WGMs en électrodynamique quantique ce qui les a notamment amenés à évaluer l'ordre de grandeur du volume du mode le plus confiné dans les résonateurs sphériques à savoir le mode $n = 1$ et $|m| = \ell$. Le champ se trouve principalement localisé au voisinage de l'équateur. Il peut être assimilé à un tore de lumière de rayon $a \cong (\ell\lambda)/(2\pi N)$, de section radiale $\pi\delta r$ et de section orthoradiale

$\delta z = a\delta\theta$. Le volume $V = 2\pi a * \pi\delta r * a\delta\theta$ s'exprime en fonction de la longueur d'onde et de ℓ sous la forme :

$$V = \left(\frac{\lambda}{2\pi N}\right)^3 2\pi^2 0,809 \ell^{11/6} \quad (1.34)$$

1.2 Applications aux fonctions passives de filtrage et d'extraction

Les propriétés importantes des WGRs en vue d'applications étant résumées ci-dessus, dans cette partie nous nous intéressons aux applications en photonique des résonateurs ouverts diélectriques et laissons la description détaillée de leurs propriétés aux ouvrages [49][66] ou aux revues [15], [16][51][52], [53][54][55]. Nous entendons " applications en photonique " au sens large du terme autrement dit nous y incluons tant l'optique linéaire, non-linéaire, quantique que l'ingénierie optique et ses ramifications en sciences et technologies. Une attention spéciale sera donnée aux applications microondes sur lesquelles nous reviendrons spécifiquement au chapitre 5. Nous présentons ici des applications où les résonateurs sont en matériaux optiques transparents diélectriques et se présentent sous la forme de résonateurs monolithiques en anneaux, disques ou sphères. Nous ne considérons pas dans ce paragraphe les résonateurs macroscopiques en anneau à base de fibres optiques et de coupleurs directionnels). Il est utile de noter que strictement parlant le terme de WGM ne peut pas être appliqué aux objets quasi 1D que sont les micro-anneaux. Dans ce cas la courbure du résonateur ne joue pas un rôle significatif dans la formation et la structure des modes spatiaux sous-tendus par le résonateur, et ces objets pourraient être simplement décrits comme une boucle constituée d'un guide optique. En fait un vrai WGM n'a pas réellement de lien avec la simple propagation guidée.

Dispositifs à base de résonateurs passifs :

Les propriétés spectrales uniques des WGMs c'est-à-dire une faible largeur de raie, leur accordabilité et une haute stabilité devant des conditions d'environnement font des WGRs un dispositif attractif pour de nombreuses applications. Les résonateurs passifs peuvent être utilisés pour le filtrage, la stabilisation en fréquence et les capteurs. Les filtres sont certainement les applications les plus développées des WGRs. Pour les télécommunications optiques le principal rôle des filtres est de sélectionner des canaux dans le cadre du wavelength division multiplexing (WDM). Dans ce cadre où l'espace entre canaux n'est usuellement pas inférieur à 10 Ghz, les résonateurs en anneaux planaires avec des facteurs de surtension $Q < 10^5$ sont adéquats.

Les WGRs à très hauts voire ultra-hauts Q avec des largeurs de résonances dans

le domaine du MHz offre une occasion unique pour la réalisation de filtres pour les applications opto-hyperfréquences dans lesquelles la sélection optique de ces résonateurs peut être utilisée pour séparer les canaux Radio Fréquence correspondant à des bandes latérales d'une porteuse optique stable. Une autre application importante des WGRs correspond à la métrologie et la stabilisation des fréquences optiques et hyperfréquences où une longue durée de vie des photons aide à la suppression du bruit de phase et à la pureté spectrale des oscillateurs.

De hauts facteurs de surtension et une longue recirculation de la lumière dans des WGRs compacts offrent de nouvelles potentialités en spectroscopie et mesures optiques (capteurs) où l'évolution du facteur Q ou de la fréquence de résonance des WGMs peut servir comme mesure de l'absorption a) en globalité du milieu environnant le WGR, ou b) d'une faible (allant jusqu'à la molécule unique) quantité de matière déposée sur la surface du résonateur. Le résonateur peut aussi être utilisé pour mesurer l'évolution de paramètres ambiants tels que la température, la pression, le mouvement, etc.

Filtres optiques ou photoniques à résonateur unique :

Le filtre élémentaire est constitué d'un WGR et d'un coupleur optique (prisme, fibre amincie -taper, guide). La transmission d'une onde monochromatique de pulsation ω par un WGR dans une configuration à un seul guide d'accès peut être caractérisée par le coefficient de transmission en amplitude t

$$t = \frac{\gamma_c - \gamma - i(\omega - \omega_0)}{\gamma_c + \gamma + i(\omega - \omega_0)} \quad (1.35)$$

Où , γ et γ_c décrivent les largeurs de raie associées respectivement à l'absorption du résonateur et à son couplage avec le guide d'accès. ω_0 étant une fréquence de résonance d'un des modes du résonateur. Nous faisons l'hypothèse que $|\omega - \omega_0|$ est inférieur à l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité. La transmission en intensité de la cavité $|t|^2$ est une lorentzienne. La condition $\gamma = \gamma_c$ correspond au couplage critique du résonateur [55][67].

Le filtre décrit par (1.35) est un filtre stop-bande car caractérisé par une résonance d'absorption (équivalent au "port" de réflexion d'un résonateur Fabry-Pérot). Un WGR avec deux coupleurs d'entrée-sortie possède un "port" de transmission associé à une résonance de transmission et nous avons l'équivalent optique d'un filtre passe-bande. Les coefficients de transmission et de réflexion à travers le résonateur s'écrivent :

$$t = \frac{\gamma_c}{\gamma_c + i(\omega - \omega_0)}, \quad r = \frac{i(\omega - \omega_0)}{\gamma_c + i(\omega - \omega_0)} \quad (1.36)$$

Où t et r décrivent la transmission en amplitude (la lumière entre par un coupleur et ressort par l'autre coupleur) et la réflexion (la lumière entre et ressort par le même coupleur) nous faisons ici l'hypothèse de $\gamma_c \gg \gamma$ pour simplification. Des filtres à base d'un unique WGR sont étudiés dans les travaux de [68][69][70][71][72][73], les références [54][74] présentent une revue de ces réalisations. La fonction d'insertion/extraction a été réalisée en employant des résonateurs et des matériaux divers. Des travaux ont été publiés sur des réalisations assez différentes, par exemple, une fonction basée sur une microsphère couplée à deux tapers [75], la fonction de filtrage d'un micro anneau unique intégrée à un amplificateur optique à semiconducteur sur GaInAsP-InP est présentée en [76] ou un filtre d'extraction réalisé par intégration d'une microsphère diélectrique sur une photodiode silicium [77].

La fonction de filtrage d'un unique résonateur (une lorentzienne) présente une limitation intrinsèque du domaine d'application liée à une faible largeur de bande et à la nécessité d'un taux de réjection important des modes latéraux dans la plupart des applications. D'où la nécessité de travailler sur des filtres d'ordres plus élevés.

Filtres d'ordres élevés :

Les résonateurs en cascade, de la même manière que les résonateurs fibrés couplés, sont largement utilisés comme filtres optiques [78][79]. Les WGRs offrent de nouvelles possibilités de filtrage compte tenu de leurs faibles dimensions, leurs faibles pertes et leurs hauts degrés d'intégration dans des réseaux optiques. Des filtres basés sur l'intégration de micro-anneaux couplés en silice ont été démontrés sur des dispositifs compacts et robustes. Les filtres présentent des bandes passantes de 10-100 GHz et correspondent à des Q optiques de l'ordre de $10^4 - 10^5$ [69] [80] [81] [82] [83] [84] ces dispositifs sont maintenant commercialisés. Ces filtres passe-bandes présentent un plateau (flat top) et un front de montée en accord avec des applications de multiplexage en longueur d'onde (WDM). Un filtre du second ordre de bande passante \sim MHz a été réalisé en couplant deux résonateurs micro-sphériques de haut facteur de qualité (10^8) l'un des deux résonateurs en verre germanate est accordable [85]. Un filtre accordable à base de WGRs en LiNbO3 est présenté par Savchenkov *et al.* [86]. Ce filtre présente la particularité par rapport aux autres filtres basés sur les WGMs d'avoir : une accordabilité associée à une fonction de filtrage d'ordre supérieur et une faible bande passante (≤ 20 MHz) ainsi que de faibles pertes d'insertion. La combinaison de ces trois propriétés font de ce filtre un dispositif unique pour un large domaine d'applications en optique et notamment pour des applications opto-hyperfréquences. Puisque le signal microonde correspond à des bandes latérales autour de la porteuse optique, ce filtre peut être utilisé en principe à toutes les fréquences microondes avec les mêmes caractéristiques sur une bande allant de 1 à 100 GHz et plus.

Les filtres reposant sur le couplage de multiples résonateurs présentent un spectre moins dense que ceux réalisés avec un seul résonateur. Cette propriété est due à l'effet vernier [87] effet déjà observé avec des boucles de fibres [78] [79]. La finesse effective de ces dispositifs que nous pouvons définir comme le rapport de l'écart spectral entre les bandes de transmission sur la largeur de la bande de transmission peut être supérieur à un THz [86]. Rabiei et Steier [88] ont montré récemment que par couplage de deux résonateurs en polymère ils pouvaient réaliser un filtre accordable thermo-optiquement et électro-optiquement.

Un des nombreux avantages de l'utilisation des micro-anneaux couplés pour le filtrage est la possibilité d'un haut facteur d'exaltation de l'accordabilité par un facteur M donné par

$$M = \frac{1}{1 - a_2/a_1}$$

Où a_1 et a_2 sont les rayons des deux anneaux. La plage d'accordabilité d'un double micro anneaux est M fois celle d'un anneau unique [89]. Puisque le facteur M peut être élevé (il doit, cependant, rester inférieur à l'ISL) dans un double anneau un effet électro-optique rapide et de faible amplitude peut être utilisé pour accorder la structure. Chaque anneau a un peigne de fréquences et la périodicité de ce peigne est déterminée par l'ISL. Les deux anneaux ont des rayons légèrement différents (ou des indices effectifs différents) ainsi les deux peignes de transmission présentent une périodicité différente. L'accordabilité en longueur d'ondes est réalisée par alignement de pics de transmission des deux peignes par ajustement de l'indice dans un, voire les deux résonateurs. Le filtre passe de manière discrète d'une transmission à f_0 à $f_0 + ISL/(2\pi)$, avec une différence de potentiel appliquée à un anneau M fois moindre que celle nécessaire pour déplacer de manière continue le spectre sur l'intervalle $ISL/(2\pi)$. Dans leur article, Rabiei et Steier [88] montre une exaltation du facteur M de 40 pour une utilisation dans le proche infrarouge à $1.55 \mu\text{m}$. L'effet thermo optique permet une accordabilité de 120 GHz/mW et l'effet electro optique permet quant à lui un accord de 120 GHz/12 V.

Utilisation pour les lignes à retard optiques :

Une des applications les plus intéressantes des filtres optiques est la réalisation de lignes à retard. De telles réalisations de lignes à retard optique basées sur une cascade de WGRs couplés sont étudiées dans les références [90] [91]. Il est démontré que le facteur de surtension Q associé à la séparation des modes d'un système formé de N résonateurs identiques couplés est plus élevé que celui d'un seul des résonateurs constituant la chaîne de résonateurs d'un facteur N et même plus dans le cas d'un couplage optimal [92]. Le stockage de la lumière (stopping light) dans une chaîne de résonateurs couplés et ajustables est discuté par Yanik et Fan [93]. Un autre concept

de résonateurs optiques couplés (CROW) est proposé par Yariv *et al.* [94][95] et étudié numériquement pour des micro cylindres [96] et des microsphères [97]. Les simulations montrent que la lumière se propage plus lentement dans les WGMs couplés associés aux modes de grand ordre azimuthal (ℓ élevé).

Théoriquement dans le cas de résonateurs sans absorption la largeur de la fenêtre de transparence peut être arbitrairement étroite [98] [99], cependant, en réalité la largeur minimale de la résonance est déterminée par l'absorption du matériau dans lequel sont réalisés les résonateurs. Le principe physique de cette opération de filtrage ayant pour conséquence une fenêtre de transparence étroite est présenté dans les références [69] [78] [79]. La démonstration expérimentale d'une telle fenêtre est faite par Chu *et al.* [100].

1.3 Conclusion

Des dispositifs à base de microrésonateurs pour des applications linéaires de type filtrage ou insertion/extraction sont maintenant commercialisés. Nous présenterons dans le chapitre 5 des applications passives de type lignes à retard que nous avons développées au laboratoire dans le cadre du projet ANR O²E. Dans la suite nous allons montrer que l'utilisation de tels microrésonateurs aux propriétés optiques non-linéaires ouvre des perspectives en traitement tout optique du signal.

Chapitre 2

Micro résonateurs en anneau

Ce chapitre, ainsi que les chapitres 3, 4 sont dédiés à la modélisation et à la simulation de structures à base de micro-anneaux couplés linéaires ou non-linéaires. Le modèle développé repose totalement sur la théorie des modes couplés [101]. Nous laissons la description détaillée de cette théorie éprouvée et abondamment utilisée en optique intégrée aux ouvrages de A. Yariv [102] [103]. Les hypothèses relatives à l'utilisation de la méthode des modes couplés sont les mêmes que celles de l'approximation de l'enveloppe lentement variable et seront rappelées au chapitre 3, paragraphe 3.1 où nous utiliserons cette approximation pour décrire la propagation dans un anneau constitué d'un matériau non-linéaire.

2.1 Modèle matriciel

Dans la suite nous envisageons d'étudier des fonctions optiques utilisant des micro-résonateurs couplés. La méthode matricielle proposée par Poon *et al.* [95] permettant la description des propriétés dispersives des structures de résonateurs couplés de type CROW (Coupled Resonator Optical Waveguide) est parfaitement adaptée à notre problème et nous l'utiliserons par la suite en y ajoutant la description de l'effet Kerr. Un CROW est une chaîne de résonateurs où la lumière se propage d'un résonateur à l'autre grâce au couplage entre deux résonateurs adjacents par effet tunnel optique (Fig. 2.1). Cette structure a été proposée par A. Yariv [94] en 1999.

La figure 2.1 présente un exemple typique de structure composée de N résonateurs (micro-anneaux) couplés à deux guides rectilignes d'accès.

On considère les anneaux et les guides planaires monomodes, donc on peut exprimer les champs en fonction de leurs enveloppes. Le modèle de calcul permet de considérer les deux sens de parcours possibles dans la structure.

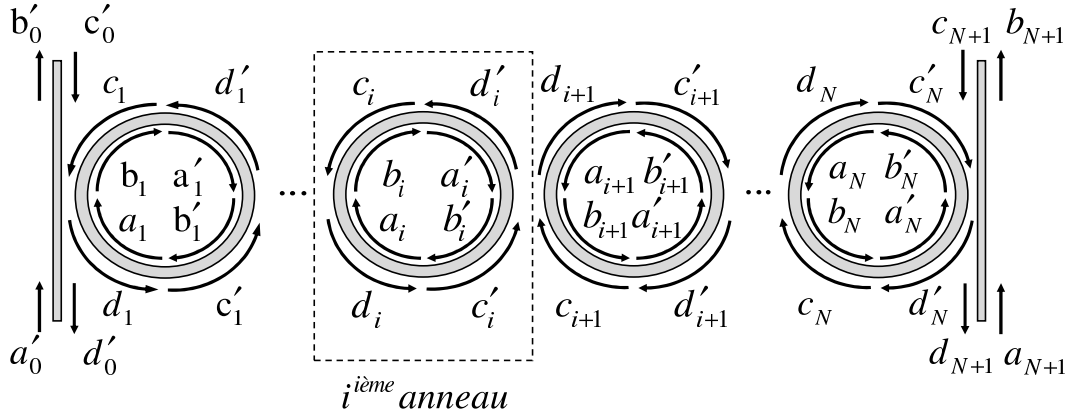


FIG. 2.1 – Structure à N micro-anneaux couplés et deux guides d'accès

1. Pour le sens gauche-droite le champ en entrée est a'_0 (ou c'_0) et le champ en sortie sera b_{N+1} (ou d_{N+1}), pour un nombre N d'anneaux (pair ou impair)
2. Pour le sens droite-gauche le champ d'entrée est a_{N+1} (ou c_{N+1}) et le champ en sortie sera b'_0 (ou d'_0), pour un nombre N d'anneaux (pair ou impair).

Considérons un anneau " i " dans la structure (Fig. 2.1). Les enveloppes des champs "à gauche" de l'anneau sont regroupés sous la forme d'une matrice colonne x_i (Eq. 2.1). De la même manière les champs "à droite" forment la matrice x'_i (Eq. 2.1). La propagation dans l'anneau " i " apparaîtra sous la forme $x_i = f(x'_i)$ (voir paragraphe 2.1.2) et x'_i sera fonction du champs "à gauche" dans l'anneau $i + 1$: $x'_i = g(x_{i+1})$ (voir paragraphe 2.1.1).

$$x_i = \begin{bmatrix} a_i \\ b_i \\ c_i \\ d_i \end{bmatrix}, x'_i = \begin{bmatrix} a'_i \\ b'_i \\ c'_i \\ d'_i \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

2.1.1 Couplage entre deux guides adjacents

Pour exprimer le couplage entre deux anneaux ou le couplage entre un guide planaire et un anneau, nous avons adapté le formalisme des matrices 4x4 de transfert, développé par Poon *et al.* [95] et utilisé pour la propagation dans les résonateurs optiques couplés.

Le couplage entre les $i^{\text{ème}}$ et $(i + 1)^{\text{ème}}$ résonateurs (ou guide planaire) (voir figure 2.2) ($i \in \{1, \dots, N\}$) s'exprime en fonction des coefficients de couplage κ_i et κ_i^{I*} et de transmission t'_i et t_i^* supposés connus.

Nous n'aborderons pas dans ce travail l'évaluation des coefficients $\kappa_i, \kappa_i', t'_i, t_i$. En

réalité la détermination de ces coefficients en vue d'une réalisation pratique est un problème en soi. Dans sa thèse, Carole Arnaud a montré comment une méthode numérique telle que la FDTD (Finite Difference Time Domain) permettait de calculer ces paramètres de couplage pour une géométrie donnée [48]. D'autres méthodes existent et nous pouvons notamment citer la méthode intégrale (intégrales de recouvrement des champs dans les différents guides courbes ou droits mis en jeu dans le design du circuit optique) utilisée par l'équipe de M. Hammer de l'Université de Twente (Pays-Bas), [104] et présentée dans la thèse de K.R. Hiremath [105]. Enfin nous noterons la formulation analytique basée sur une approche perturbative par A. Morand *et al.* [106]. Cette approche originale permet notamment de traiter le cas où le résonateur est un émetteur et où nous pouvons considérer le guide d'accès au résonateur comme une perturbation pour celui-ci.

En toute généralité nous pouvons considérer pour chacun des sens de parcours que le couplage entre deux anneaux (deux structures guidantes) est asymétrique ($\kappa_i \neq \kappa_i^{I*}$, $t_i \neq t_i^{I*}$) avec pertes ($\kappa_i \cdot \kappa_i^{I*} + t_i \cdot t_i^{I*} = \gamma_i^2 < 1$). Les deux sens de parcours sont équivalents et par là-même le couplage sera représenté par une matrice de transfert identique.

L'idée est de trouver un opérateur pour exprimer les champs dans l'anneau "i" en fonction des champs dans l'anneau "i + 1" en fonction des coefficients de couplage.

En utilisant les notations de la figure 2.2 on peut écrire pour les deux sens de parcours

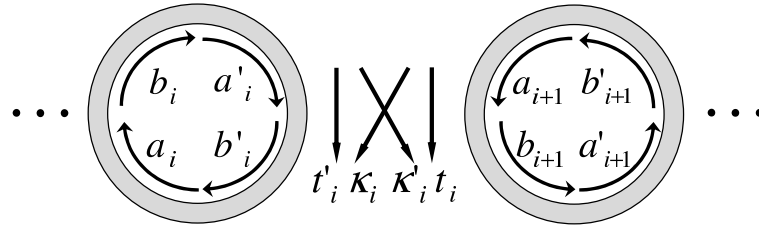


FIG. 2.2 – Couplage entre deux anneaux adjacents pour une propagation de gauche à droite

les relations matricielles de A Yariv [107] :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} b'_i \\ b_{i+1} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} t'_i & \kappa_i \\ -\kappa_i^{I*} & t_i^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a'_i \\ a_{i+1} \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} d'_i \\ d_{i+1} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} t'_i & \kappa_i \\ -\kappa_i^{I*} & t_i^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c'_i \\ c_{i+1} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Pour le sens de parcours défini figure 2.2 (parcours de gauche à droite) nous avons les relations entre composantes modales :

$$\begin{aligned} a'_i &= \frac{1}{\kappa_i'^*} (t_i^* a_{i+1} - b_{i+1}) \\ b'_i &= \frac{1}{\kappa_i'^*} [(\kappa_i \kappa_i'^* + t_i'^* t_i^*) a_{i+1} - t_i' b_{i+1}] \end{aligned} \quad (2.3)$$

Ainsi pouvons nous exprimer le passage entre deux anneaux sous la forme de la relation matricielle :

$$\begin{bmatrix} a'_i \\ b'_i \end{bmatrix} = \mathcal{P}_{i+1} \begin{bmatrix} a_{i+1} \\ b_{i+1} \end{bmatrix} ; \quad \begin{bmatrix} c'_i \\ d'_i \end{bmatrix} = \mathcal{P}_{i+1} \begin{bmatrix} c_{i+1} \\ d_{i+1} \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

Où \mathcal{P}_{i+1} est la matrice de couplage déterminée par identification des termes à partir des équations 2.3 et 2.4 :

$$\mathcal{P}_{i+1} = \frac{1}{\kappa_i'^*} \begin{bmatrix} t_i^* & -1 \\ \kappa_i \kappa_i'^* + t_i'^* t_i^* & -t_i' \end{bmatrix}, \quad (2.5)$$

Pour le sens de parcours inverse nous trouverions la même relation. Si nous considérons qu'il n'existe pas de couplage entre les deux sens de propagation nous pouvons écrire x'_i en fonction de x_{i+1} en utilisant une matrice 4×4 , \mathcal{P}_{i+1} , diagonale par bloc :

$$x'_i = P_{i+1} x_{i+1} \quad \text{avec} \quad P_{i+1} = \begin{bmatrix} \mathcal{P}_{i+1} & 0 \\ 0 & \mathcal{P}_{i+1} \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

2.1.2 Propagation linéaire dans un anneau

Considérons un anneau (figure 2.3). Après propagation sur un demi périmètre nous

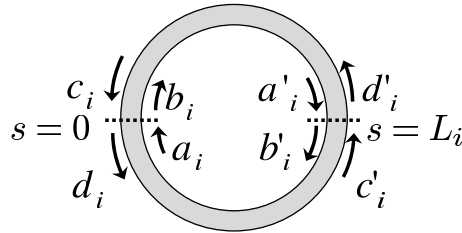


FIG. 2.3 – Champs dans le $i^{\text{ème}}$ anneau

exprimons les amplitudes des champs à gauche de l'anneau (vecteur x_i) en fonction des amplitudes des champs à droite (vecteur x'_i).

$$\begin{aligned} a_i &= b'_i \exp(-j\beta_i L_i) \\ b_i &= a'_i \exp(j\beta_i L_i) \\ c_i &= d'_i \exp(-j\beta_i L_i) \\ d_i &= c'_i \exp(j\beta_i L_i) \end{aligned} \quad (2.7)$$

où $\beta_i = 2\pi n_i/\lambda + j\alpha_i/2 = \eta_i + j\alpha_i/2$ est la constante de propagation dans l'anneau et L_i son demi-périmètre.

Dans chacun des anneaux x_i s'exprime en fonction de x'_i sous la forme matricielle :

$$x_i = Q_i x'_i, \quad i \in \{1, \dots, N\} \quad (2.8)$$

avec

$$Q_i = \begin{bmatrix} \mathcal{Q}_i & 0 \\ 0 & \mathcal{Q}_i \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

\mathcal{Q}_i est une matrice 4×4 , diagonale par bloc avec :

$$\mathcal{Q}_i = \begin{bmatrix} 0 & \exp(-j\beta L_i) \\ \exp(j\beta L_i) & 0 \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

2.1.3 Transmission linéaire

A partir des équations 2.6 et 2.9 nous exprimons x'_0 en fonction de x_{N+1} :

$$x'_0 = \left(\prod_{i=1}^N P_i Q_i \right) P_{N+1} \cdot x_{N+1} \quad (2.11)$$

La matrice de transfert du système, M , telle que $x'_0 = M x_{N+1}$ s'écrit comme une matrice 4×4 , résultat du produit des matrices de couplage par les matrices de propagation :

$$M = \left(\prod_{i=1}^N P_i Q_i \right) P_{N+1}. \quad (2.12)$$

Dans le cas particulier où nous considérons un seul sens de propagation (seule l'entrée a'_0 est non nulle et, en conséquence de quoi $c_i = d_i = c'_i = d'_i = 0$), les vecteurs des enveloppes des champs se réduisent alors à :

$$x_i = \begin{bmatrix} a_i \\ b_i \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad x'_i = \begin{bmatrix} a'_i \\ b'_i \end{bmatrix}, \quad i \in \{0, \dots, N\} \quad (2.13)$$

La matrice de transfert du système, \mathcal{M} , telle que $x'_0 = \mathcal{M} x_{N+1}$ s'exprime sous la forme d'une matrice 2×2 :

$$\mathcal{M} = \left(\prod_{i=1}^N \mathcal{P}_i \mathcal{Q}_i \right) \mathcal{P}_{N+1}. \quad (2.14)$$

Le coefficient de transmission en amplitude se définit comme :

$$t = \frac{b_{N+1}}{a'_0} = \frac{1}{\mathcal{M}_{12}} = |t| \exp(j\phi) \quad (2.15)$$

et le coefficient de réflexion en amplitude :

$$r = \frac{b'_0}{a'_0} = \frac{\mathcal{M}_{22}}{\mathcal{M}_{12}}. \quad (2.16)$$

La transmission en intensité s'exprime comme $T = |t|^2$ et le coefficient de réflexion en intensité s'écrit $R = |r|^2$.

2.2 Exemples d'applications pour le filtrage

2.2.1 Fonction de transfert pour un anneau

Considérons le cas d'un anneau unique de demi-périmètre $L = \pi R_0$ (figure 2.4). Une telle structure a déjà permis la réalisation de fonctions d'insertion-extraction [108] [109] [110]. Dans le principe, on injecte un signal incident I_{in} par le port 1 d'entrée qui comporte plusieurs longueurs d'onde dont une seule correspond à une résonance de la cavité. Seule cette partie du signal sera extraite et couplée au deuxième guide (port 3 de sortie I_t). Le signal I_r au niveau du port 2 va comporter toutes les longueurs d'onde incidentes, sauf la longueur d'onde de résonance qui est extraite et couplée dans le port 3 (fonction d'extraction). La structure étant symétrique on peut faire transiter cette même longueur d'onde du deuxième (port 4) au premier guide et ainsi l'insérer dans le signal de sortie au port 3 (fonction d'insertion). Nous considérons dans cet exemple un seul sens de parcours et la matrice de transfert \mathcal{M} (Eq.2.14) prend la forme particulière :

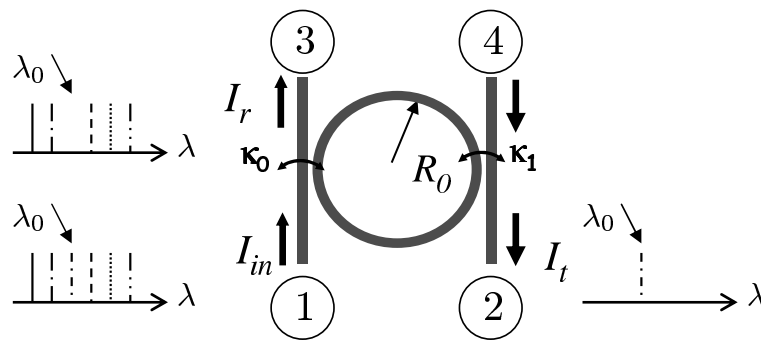


FIG. 2.4 – Notations pour un anneau dans le cadre d'une fonction d'extraction

$$\mathcal{M} = \mathcal{P}_1 \mathcal{Q}_1 \mathcal{P}_2 \quad (2.17)$$

Après calcul \mathcal{M} s'exprime comme :

$$\frac{\exp(j\beta L)}{\kappa_0'^* \kappa_1'^*} \begin{bmatrix} -t_1^* + t_0^*(\kappa_1 \kappa_1'^* + t_1^* t_1') \exp(-2j\beta L) & 1 - t_0^* t_1' \exp(-2j\beta L) \\ t_0' t_1^*(\kappa_0 \kappa_0'^* + t_0^* t_0')(\kappa_1 \kappa_1'^* + t_1^* t_1') \exp(-2j\beta L) & t_0' - t_1'(\kappa_0 \kappa_0'^* + t_0^* t_0') \exp(-2j\beta L) \end{bmatrix}$$

Sans perte de généralité nous pouvons considérer le couplage sans perte, autrement dit $\kappa_i \kappa_i'^* + t_i^* t_i' = 1$ et l'anneau couplé de manière symétrique aux deux guides planaires, avec le coefficient de couplage $\kappa_0 = \kappa_1 = j\kappa$ et le coefficient de transmission $t_0^2 = t_1^2 = 1 - \kappa^2$.

Le coefficient de transmission en amplitude s'écrit :

$$t = \frac{-\kappa^2}{\exp(j\beta L)} \frac{1}{1 - t_0^2 \exp(-2j\beta L)} \quad (2.18)$$

La fraction d'intensité transmise, $T = |t|^2 = I_t/I_{in}$ prend la forme :

$$T = \frac{(1 - t_0^2)^2}{1 + t_0^4 - 2t_0^2 \cos(2\beta L)} \quad (2.19)$$

De la même manière la fraction d'intensité réfléchie $R = I_r/I_{in}$ peut s'écrire sous la forme :

$$R = \frac{2t_0^2[1 - \cos(2\beta L)]}{1 + t_0^4 - 2t_0^2 \cos(2\beta L)} = 1 - T \quad (2.20)$$

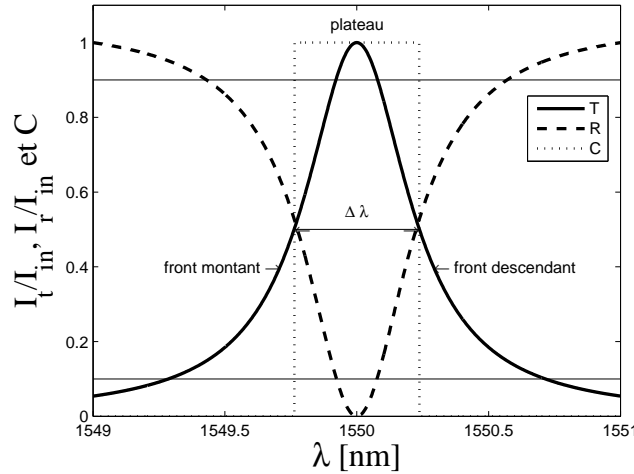


FIG. 2.5 – Fonctions de transfert d'un anneau couplé à deux guides d'accès : R - transfert en réflexion et T - transfert en transmission.

La figure 2.5 présente un exemple type de spectre de réflexion et transmission dans le cas particulier : $R_0 = 15,1\mu\text{m}$ et $\kappa_0 = \kappa_1 = j0,3$. Le choix des dimensions est tel que nous obtenions un intervalle spectral libre (ISL) de 15 nm. C'est-à-dire, le

choix typique pour une application d'insertion/extraction WDM comme décrit dans la thèse de C. Arnaud [48].

L'ISL et le rayon de la structure sont liés de la façon suivante : $ISL_{Hz} = c/2\pi nR_0$, où n est l'indice effectif du guide. De plus, dans l'idée d'une réalisation d'une telle structure en optique intégrée sur polymère nous prenons un indice $n = 1.6$ en accord avec l'indice de réfraction de ce milieu. Les valeurs des coefficients de couplage jouent sur la largeur de la résonance et donc sur le facteur de qualité du système suivant le principe "plus le couplage est élevé et plus la résonance sera large".

La courbe notée R donne le spectre de réflexion ($R = |r|^2$) et la courbe notée T donne le spectre de transmission en intensité ($T = |t|^2$).

Le couplage de résonateurs permet la définition d'une fonction de transfert à la transmission T identique à celle d'un filtre passe-bande et d'une fonction de transfert à la réflexion R identique à celle d'un filtre coupe-bande.

On appelle front montant la zone où la transmission passe de 10% à 90% de la valeur maximale, le "plateau" la zone de transmission maximale et le front descendant la zone où la transmission passe de 90% à 10% de la même valeur maximale. $\Delta\lambda$ est la largeur à mi-hauteur du filtre. La courbe notée C donne l'allure d'un filtre carré idéal, centré sur la même longueur d'onde que notre filtre et de même largeur à mi-hauteur : les fronts montants et descendants sont quasi-instantanés. Si on change le nombre d'anneaux et/ou les coefficients de couplage entre les guides/anneaux on peut s'approcher d'une telle forme de filtre.

2.2.2 Exemple de fonction de transfert pour plusieurs anneaux

A titre d'exemple de filtre d'ordre élevé nous considérons un système de dix anneaux identiques, de rayon $R_0 = 30 \mu\text{m}$ (figure 2.6). A chaque longueur d'onde la fonction de transfert $T(\lambda) = I_t(\lambda)/I_{in}(\lambda)$ dépend des coefficients de couplage $|\kappa_0|, \dots, |\kappa_{10}|$. Nous voulons obtenir un filtre carré. Pour cela nous devons trouver les bons coefficients de couplage entre les anneaux.

Nous utilisons la méthode des moindres carrés pour déterminer la fonction de trans-

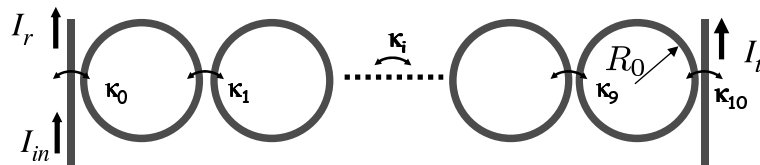


FIG. 2.6 – Notations dans le cas $N = 10$ anneaux

fert la plus proche d'un filtre carré idéal. Pour cela par évaluation numérique sous

Matlab nous faisons varier les coefficients de couplage entre anneaux de telle manière que la fonction $f = \sum_{i=1}^M [I_t(\lambda_i) - I_{in}(\lambda_i)]^2$ tende vers une valeur minimale proche de zéro (M représente le nombre de points d'échantillonnage de la fenêtre spectrale définie pour notre filtre).

La configuration optimisée pour le cas de dix anneaux de rayon $R_0 = 30 \mu\text{m}$ couplés est associée au jeu suivant de coefficients de couplage : $|\kappa_0| = 0,79$, $|\kappa_1| = 0,35$, $|\kappa_2| = |\kappa_8| = 0,24$, $|\kappa_3| = |\kappa_7| = 0,22$, $|\kappa_4| = |\kappa_5| = |\kappa_6| = 0,21$, $|\kappa_9| = 0,34$ et $|\kappa_{10}| = 0,78$ (fig. 2.7).

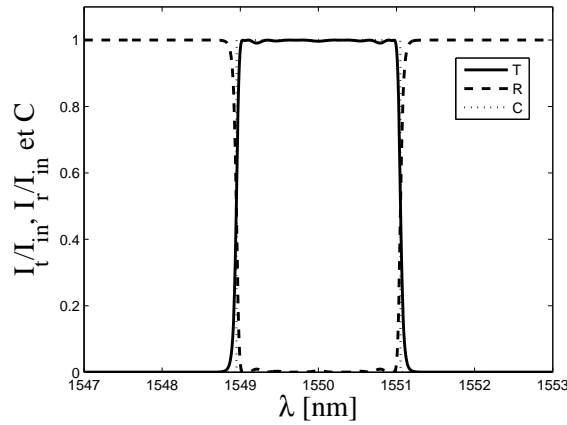


FIG. 2.7 – Spectre de réflexion : $N = 10$ anneaux

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un modèle matriciel basé sur la théorie de modes couplés permettant le calcul de la fonction de transfert pour des structures formées des micro-anneaux couplés. Nous avons montré que les structures de type résonateurs couplés permettent de réaliser la synthèse de filtres optiques optimisés par un outil informatique de base en s'appuyant sur ce modèle.

Chapitre 3

Fonctions logiques à base de micro anneaux

Dans le chapitre précédent, paragraphe 2.1.3 nous avons décrit le comportement d'une structure à base de micro anneaux linéaires. Nous pouvons nous poser la question : que se passe-t-il si les anneaux sont le siège d'une non linéarité dispersive d'ordre 3 ?

Dans ce chapitre, nous considérons toujours une structure de type CROW (figure 2.1). Le couplage entre les anneaux est linéaire et de plus les deux sens de parcours sont indépendants au niveau de la zone de couplage. Autrement dit nous considérons toujours qu'il n'y a pas de rétro-diffusion lors du couplage entre anneaux.

En associant la méthode des matrices de transfert (pour décrire le couplage entre deux guides) et l'approximation de l'enveloppe lentement variable, SVEA (Slow Varying Envelope Approximation) pour estimer la propagation non-linéaire dans les anneaux, nous montrons qu'il est possible d'obtenir un modèle simple décrivant le comportement en régime stationnaire d'une telle structure.

3.1 Propagation dans un anneau non linéaire

L'équation de propagation pour le champ électrique [111] s'écrit :

$$\nabla \wedge \nabla \wedge \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

La polarisation induite dans le milieu contient une partie linéaire (ordre 1) et une partie non-linéaire : $\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{NL}$. Considérons le milieu isotrope et que les champs et les polarisations ont la même direction de propagation. Dans ces conditions l'équa-

tion de propagation pour le champ oscillant à la fréquence ω s'écrit sous la forme scalaire :

$$\left[\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \right] E = -\frac{\omega^2}{\varepsilon_0 c^2} P^{NL} \quad (3.2)$$

où P^{NL} caractérise la partie non-linéaire de la polarisation induite et $\varepsilon = 1 + \chi^{(1)}$ où $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité diélectrique du premier ordre. Elle correspond aux propriétés optiques linéaires du milieu de propagation : indice de réfraction, absorption, gain, biréfringence.

On étudie la propagation dans l'anneau indicé i du système de N résonateurs. Nous

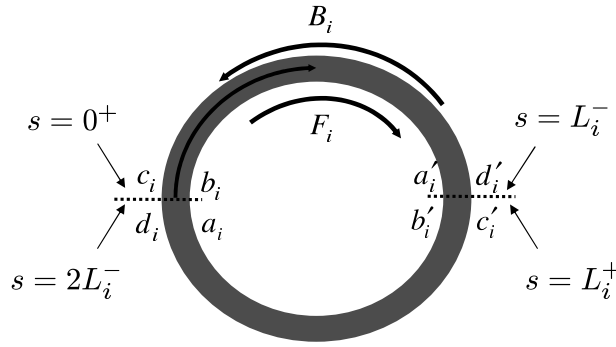


FIG. 3.1 – Propagation dans l'anneau i .

nous intéressons dans la suite à des anneaux constitués d'un matériau caractérisé par une susceptibilité non linéaire $\chi^{(3)}$ d'ordre 3 reliée à l'indice non-linéaire du matériau par $N_2 = \chi^{(3)}/(\varepsilon_0 c n_0^2)$. Nous nous intéressons de plus au seul effet Kerr, ainsi nous ferons l'hypothèse d'un milieu local, isotrope, Kerr, purement dispersif. Chaque anneau est caractérisé par son indice n_i lié à la partie réelle de la susceptibilité du premier ordre par la relation $n_i = \sqrt{1 + \text{Re} \{ \chi_i^{(1)} \}}$ et son coefficient d'atténuation en intensité α_i lié à la partie imaginaire de la susceptibilité du premier ordre par la relation : $\alpha_i = \omega \text{Im} \{ \chi_i^{(1)} \} / n_i c$, [112].

Dans ces conditions la polarisation induite prend la forme :

$$P_i = \varepsilon_0 \chi_i^{(1)} E_i + \varepsilon_0 \chi_i^{(3)} |E_i|^2 E_i \quad (3.3)$$

Et l'équation 3.2 du champ non-linéaire devient :

$$\frac{d^2 E_i(s)}{ds^2} + \beta_i^2 E_i(s) + \frac{\omega^2}{c^2} \chi_i^{(3)} |E_i(s)|^2 E_i(s) = 0 \quad (3.4)$$

Où β_i est la constante de propagation effective, avec sa partie réelle liée à la propagation à la longueur d'onde de travail λ dans un milieu d'indice de réfraction n_i

et sa partie imaginaire $\alpha_i/2$ liée aux pertes (le $1/2$ est utile pour le passage de la propagation du champ à l'intensité) :

$$\beta_i = 2\pi n_i/\lambda + j\alpha_i/2 = \eta_i + j\alpha_i/2. \quad (3.5)$$

Dans la figure 3.1 nous schématisons les champs propagatif F_i et contra-propagatif B_i dans l'anneau i de demi-périmètre L_i et les différentes notations utiles pour la suite :

- s est l'abscisse curviligne selon le $i^{\text{ème}}$ résonateur ($s \in [0, 2L_i[$),
- a_i le champ propagatif au point d'abscisse $s = 2L_i^-$ ("à gauche") et a'_i le champ propagatif au point d'abscisse $s = L_i^-$ ("à droite"),
- b_i le champ propagatif à l'abscisse $s = 0^+$ et b'_i le champ propagatif à l'abscisse $s = L_i^+$,
- c_i le champ contra-propagatif à l'abscisse $s = 0^+$ et c'_i le champ contra-propagatif à l'abscisse $s = L_i^+$,
- d_i le champ contra-propagatif à l'abscisse $s = 2L_i^-$ et d'_i le champ contra-propagatif à l'abscisse $s = L_i^-$.

Le champ total se propageant dans ce résonateur est la somme des champs co- et contra-propagatifs $F_i(s)$ et $B_i(s)$

$$E_i(s) = F_i(s) + B_i(s). \quad (3.6)$$

Pour calculer la propagation non-linéaire, on utilise l'approximation de l'enveloppe lentement variable - SVEA (Slowly Varying Envelope Approximation) qui consiste à :

- i. omettre les dérivées secondes et les produits des dérivées premières dans l'équation d'onde : $(|k^2 E| \gg |k \partial E / \partial z| \gg |\partial^2 E / \partial z^2|)$
- ii. négliger la génération du troisième harmonique (les termes en $e^{\pm 3j\beta s}$)

Lors de leurs travaux sur la bistabilité optique dans un milieu stratifié non dispersif à non-linéarité de type Kerr (système multicouche équivalent à une structure de Bragg) J. Danckaert *et al.* [112] ont testé la validité de cette approximation. Comme nous traitons un système où le milieu non-linéaire possède les mêmes propriétés que celui utilisé dans leur étude, nous prendrons les mêmes conditions de validité.

Cette approximation est valable tant que la variation de la phase non linéaire et la variation de l'amplitude dues aux pertes par absorption du milieu sont beaucoup plus petites que $2\pi n/\lambda$, dans notre cas : $\alpha_i \ll 2\pi n/\lambda$ et $N_{2,i} I \ll n_0$, où $N_{2,i}$ est l'indice non-linéaire de l'anneau i .

En partant de l'écriture des champs co- et contra-propagatifs $F_i(s)$ et $B_i(s)$ sous la

forme :

$$\begin{aligned} F_i(s) &= f_i(s) e^{-j\beta_i s} \\ B_i(s) &= b_i(s) e^{j\beta_i s}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Où $f_i(s)$ et $b_i(s)$ varient lentement. Nous trouvons (voir annexe A) pour équations d'évolution de ces champs :

$$\begin{aligned} \frac{dF_i(s)}{ds} &= -j \frac{\omega^2}{2\beta_i c^2} \chi_i^{(3)} (|F_i(s)|^2 + 2|B_i(s)|^2) F_i(s) - j\beta_i F_i(s) \\ \frac{dB_i(s)}{ds} &= j \frac{\omega^2}{2\beta_i c^2} \chi_i^{(3)} (|B_i(s)|^2 + 2|F_i(s)|^2) B_i(s) - j\beta_i B_i(s). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Solutions de la propagation dans l'anneau i : Le champ co-propagatif $F_i(s)$ et le champ contra-propagatif $B_i(s)$ peuvent être écrits sous leur forme trigonométrique :

$$F_i(s) = \mathcal{F}_i(s) e^{j\phi_{F_i}(s)} \quad (3.9)$$

$$B_i(s) = \mathcal{B}_i(s) e^{j\phi_{B_i}(s)} \quad (3.10)$$

Où $\mathcal{F}_i(s)$ et $\mathcal{B}_i(s)$ donnent l'évolution de l'amplitude des champs. $\phi_{F_i}(s)$ et $\phi_{B_i}(s)$ donnent les phases accumulées lors de la propagation dans l'anneau "i".

Nous notons :

$$\zeta_i = \frac{\omega^2}{2\beta_i c^2} \chi_i^{(3)}. \quad (3.11)$$

Après dérivation des équations (3.9) et (3.10) et en prenant en compte le système d'équations (3.8), par séparation des parties réelles et imaginaires nous obtenons les équations différentielles suivantes :

$$\frac{d\mathcal{F}_i(s)}{ds} = \frac{\alpha_i}{2} \mathcal{F}_i(s) \quad (3.12)$$

$$\frac{d\mathcal{B}_i(s)}{ds} = -\frac{\alpha_i}{2} \mathcal{B}_i(s) \quad (3.13)$$

$$\frac{d\phi_{F_i}(s)}{ds} = -\zeta_i [\mathcal{F}_i^2(s) + 2\mathcal{B}_i^2(s)] - \eta_i \quad (3.14)$$

$$\frac{d\phi_{B_i}(s)}{ds} = \zeta_i [\mathcal{B}_i^2(s) + 2\mathcal{F}_i^2(s)] + \eta_i \quad (3.15)$$

En résolvant les équations différentielles (3.12) et (3.13) nous trouvons :

$$\mathcal{F}_i(s) = A_i^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{\alpha_i s}{2}} \mathcal{F}_i(L_i^\pm) \quad (3.16)$$

$$\mathcal{B}_i(s) = A_i^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\alpha_i s}{2}} \mathcal{B}_i(L_i^\pm) \quad (3.17)$$

où $A_i = \exp(\alpha_i L_i)$ représente les pertes dues à la propagation linéaire.

En intégrant les équations (3.14) et (3.15) nous trouvons la phase accumulée entre deux points de couplage : 0^\pm , L_i^\pm , $2L_i^\pm$ (fig. 3.1), c'est à dire les arguments ϕ_{F_i} et ϕ_{B_i} de F_i et de B_i :

$$\phi_{F_i}(0^+) - \phi_{F_i}(L_i^-) = -\zeta_i \int_{L_i^-}^{0^+} [\mathcal{F}_i^2(s) + 2\mathcal{B}_i^2(s)] ds + \eta_i L_i \quad (3.18)$$

$$\phi_{B_i}(0^+) - \phi_{B_i}(L_i^-) = \zeta_i \int_{L_i^-}^{0^+} [\mathcal{B}_i^2(s) + 2\mathcal{F}_i^2(s)] ds - \eta_i L_i \quad (3.19)$$

$$\phi_{F_i}(2L_i^-) - \phi_{F_i}(L_i^+) = -\zeta_i \int_{L_i^+}^{2L_i^-} [\mathcal{F}_i^2(s) + 2\mathcal{B}_i^2(s)] ds - \eta_i L_i \quad (3.20)$$

$$\phi_{B_i}(2L_i^-) - \phi_{B_i}(L_i^+) = \zeta_i \int_{L_i^+}^{2L_i^-} [\mathcal{B}_i^2(s) + 2\mathcal{F}_i^2(s)] ds + \eta_i L_i \quad (3.21)$$

Par intégration des équations (3.18 - 3.21), en utilisant les équations (3.16) et (3.17), nous trouvons pour les phases :

$$\phi_{F_i}(0^+) = \phi_{F_i}(L_i^-) - \gamma_i [A_i^{-1} \mathcal{F}_i^2(L_i^-) + 2\mathcal{B}_i^2(L_i^-)] + \eta_i L_i \quad (3.22)$$

$$\phi_{B_i}(0^+) = \phi_{B_i}(L_i^-) + \gamma_i [\mathcal{B}_i^2(L_i^-) + 2A_i^{-1} \mathcal{F}_i^2(L_i^-)] - \eta_i L_i \quad (3.23)$$

$$\phi_{F_i}(2L_i^-) = \phi_{F_i}(L_i^+) - \gamma_i [\mathcal{F}_i^2(L_i^+) + 2A_i^{-1} \mathcal{B}_i^2(L_i^+)] - \eta_i L_i \quad (3.24)$$

$$\phi_{B_i}(2L_i^-) = \phi_{B_i}(L_i^+) + \gamma_i [A_i^{-1} \mathcal{B}_i^2(L_i^+) + 2\mathcal{F}_i^2(L_i^+)] + \eta_i L_i \quad (3.25)$$

où γ_i caractérise les effets non-linéaires dans l'anneau :

$$\gamma_i = \frac{\eta_i N_{2,i} \epsilon_0 c A_i - 1}{2 \alpha_i}. \quad (3.26)$$

On s'intéresse aux valeurs des champs aux points de couplage repérés par leurs abscisses 0^+ , L_i^+ , L_i^- et $2L_i^-$. Les amplitudes des champs (3.16) et (3.17) s'écrivent sous la forme :

$$\mathcal{F}_i(0^+) = e^{-\frac{\alpha_i L_i}{2}} \mathcal{F}_i(L_i^-) \quad (3.27)$$

$$\mathcal{B}_i(0^+) = e^{\frac{\alpha_i L_i}{2}} \mathcal{B}_i(L_i^-) \quad (3.28)$$

$$\mathcal{F}_i(2L_i^-) = e^{\frac{\alpha_i L_i}{2}} \mathcal{F}_i(L_i^+) \quad (3.29)$$

$$\mathcal{B}_i(2L_i^-) = e^{-\frac{\alpha_i L_i}{2}} \mathcal{B}_i(L_i^+). \quad (3.30)$$

Les expressions globales des champs entre les points d'abscisses 0^+ et $2L_i^-$ du résonateur s'expriment comme :

$$\mathcal{F}_i(0^+) e^{j\phi_{F_i}(0^+)} = \mathcal{F}_i(L_i^-) e^{j\phi_{F_i}(L_i^-)} e^{j\beta_i L_i - j\gamma_i [A_i^{-1} \mathcal{F}_i^2(L_i^-) + 2\mathcal{B}_i^2(L_i^-)]} \quad (3.31)$$

$$\mathcal{B}_i(0^+) e^{j\phi_{B_i}(0^+)} = \mathcal{B}_i(L_i^-) e^{j\phi_{B_i}(L_i^-)} e^{-j\beta_i L_i + j\gamma_i [\mathcal{B}_i^2(L_i^-) + 2A_i^{-1} \mathcal{F}_i^2(L_i^-)]} \quad (3.32)$$

$$\mathcal{F}_i(2L_i^-) e^{j\phi_{F_i}(2L_i^-)} = \mathcal{F}_i(L_i^+) e^{j\phi_{F_i}(L_i^+)} e^{-j\beta_i L_i - j\gamma_i [\mathcal{F}_i^2(L_i^+) + 2A_i^{-1} \mathcal{B}_i^2(L_i^+)]} \quad (3.33)$$

$$\mathcal{B}_i(2L_i^-) e^{j\phi_{B_i}(2L_i^-)} = \mathcal{B}_i(L_i^+) e^{j\phi_{B_i}(L_i^+)} e^{j\beta_i L_i + j\gamma_i [A_i^{-1} \mathcal{B}_i^2(L_i^+) + 2\mathcal{F}_i^2(L_i^+)]} \quad (3.34)$$

Si nous introduisons les conditions de continuité aux limites tout en utilisant les notations de la figure 3.1 ce qui se résume à : $F_i(0^+) = b_i$, $B_i(0^+) = c_i$, $F_i(L_i^-) = a'_i$, $B_i(L_i^-) = d'_i$, $F_i(L_i^+) = b'_i$, $B_i(L_i^+) = c'_i$, $F_i(2L_i^-) = a_i$ et $B_i(2L_i^-) = d_i$ nous obtenons :

$$\begin{aligned}
a_i &= b'_i \exp(-j\beta_i L_i) \exp[-j\gamma_i (2|c'_i|^2/A_i + |b'_i|^2)] \\
b_i &= a'_i \exp(j\beta_i L_i) \exp[j\gamma_i (|a'_i|^2/A_i + 2|d'_i|^2)] \\
c_i &= d'_i \exp(-j\beta_i L_i) \exp[-j\gamma_i (2|a'_i|^2/A_i + |d'_i|^2)] \\
d_i &= c'_i \exp(j\beta_i L_i) \exp[j\gamma_i (|c'_i|^2/A_i + 2|b'_i|^2)]
\end{aligned} \tag{3.35}$$

Les équations (3.35) donnent l'expression analytique de la propagation non-linéaire dans l'anneau i . On obtient x_i en fonction de x'_i . Nous observons trois termes qui interviennent dans le calcul de x_i : l'amplitude (les composantes de x'_i), la phase linéaire (les termes en $(\pm j\beta_i L_i)$) et la phase non-linéaire (les termes en fonction de γ_i). Pour l'amplitude et la phase linéaire nous avons l'indépendance entre les deux sens de parcours. Pour des résonateurs constitués d'un milieu linéaire (ou l'énergie est suffisamment petite pour ne pas avoir d'effets non-linéaires) on trouve la propagation des champs dans le cas des anneaux linéaires (équation 2.7). Au niveau de la phase non-linéaire nous avons un couplage entre le deux sens de parcours tel que la phase non-linéaire de a_i et d_i est fonction de $|c'_i|$ et $|b'_i|$ et la phase non-linéaire de b_i et c_i est fonction de $|a'_i|$ et $|d'_i|$.

3.1.1 Vers une fonction de transfert pour un système des résonateurs couplés

Pour déterminer la fonction de transfert on utilise une méthode paramétrique [112] où l'on exprime tous les champs en fonction du champ de sortie.

Dans notre cas on détermine la valeur de x'_0 en fonction de la valeur de x_{N+1} . Vu la forme des équations pour le calcul de la propagation dans un anneau (équation 3.35) il est difficile d'exprimer la valeur a'_0 en fonction de la valeur de b_{N+1} de manière analytique. Néanmoins nous pouvons recourir à la simulation numérique afin d'estimer $x'_0 = f(x_{N+1})$. En associant le couplage linéaire entre deux guides (équation 2.6) et la propagation non-linéaire (équation 3.35), après $N + 1$ itérations nous obtenons la valeur de x'_0 en fonction de la valeur de x_{N+1} .

3.2 Bistabilité de dispersion

Un système est dit bistable s'il peut avoir deux réponses différentes à une même excitation. Les propriétés non linéaires (effet Kerr) d'un matériaux mis en cavité peut

être à l'origine d'une telle bistabilité. Ce phénomène est en particulier bien connu dans les cavités Fabry Perot [113] et peut se comprendre aisément à partir de la fonction d'Airy (fonction de transfert d'une telle cavité).

Nous considérons dans ce paragraphe un système formé d'un anneau couplé de manière symétrique à deux guides planaires (figure 3.2). Pour les évaluations numériques ci-dessous on prend un rayon de $R_0 = 30 \mu\text{m}$ et les coefficients de couplages anneau-guides $|\kappa| = |\kappa_0| = |\kappa_1| = 0,30$. L'intervalle spectrale libre et le rayon de la structure sont liés de la façon suivante : $ISL_{\text{Hz}} = c/2\pi n R_0$, où n est l'indice effectif du guide. Dans la suite nous utilisons l'ISL exprimé en $\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$: $ISL = c/n R_0$.

On a vu que nous pouvons écrire la fonction de transfert entre le port transmis et le port d'entrée du système en fonction du coefficient de transmission t_0 entre l'anneau et les guides rectilignes, le demi-périmètre L de l'anneau et le coefficient de propagation effective dans l'anneau $\beta = 2\pi n/\lambda + j\alpha/2$, (équation 2.19). Si nous considérons de plus une propagation sans perte, $\alpha = 0$, alors la constante de propagation se réduit à $\beta = 2\pi n/\lambda$.

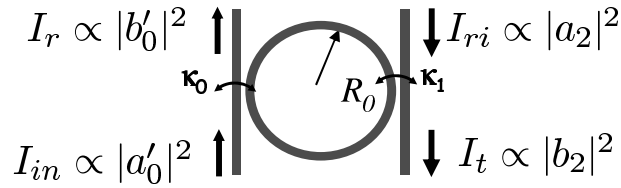


FIG. 3.2 – Configuration à un anneau et notations utilisées dans le texte

Autour d'une résonance la fonction de transfert $T = I_t/I_{in}$ vers le port transmis s'écrit sous la forme :

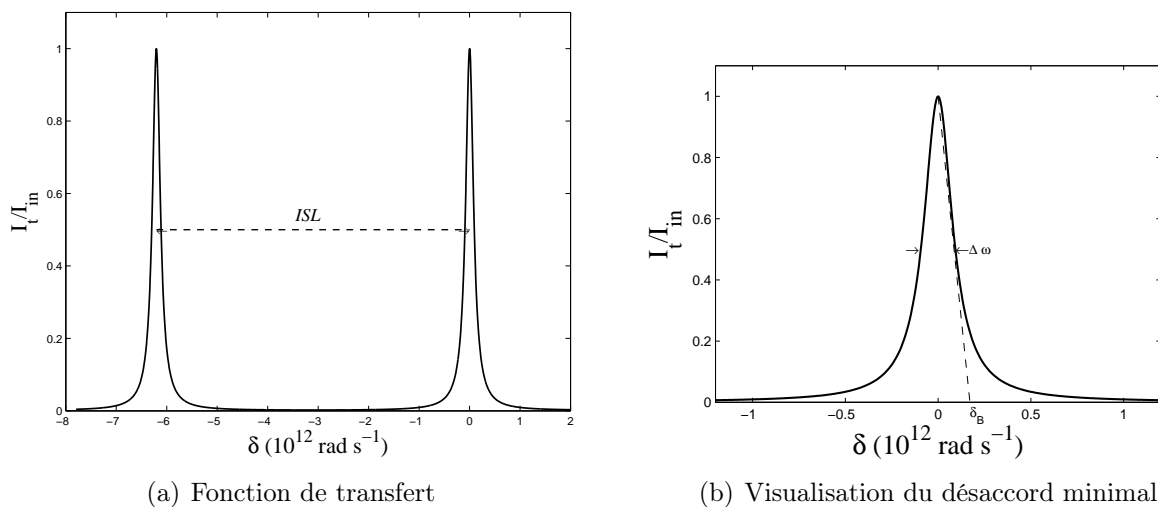
$$T = \frac{1}{1 + \frac{4t_0^2}{(1-t_0^2)^2} \sin^2\left(\frac{n\delta}{cL}\right)} \quad (3.36)$$

avec $\delta = \omega - \omega_0$, le désaccord entre la pulsation $\omega = 2\pi c/\lambda$ du champ incident et ω_0 la pulsation à résonance de l'anneau (figure 3.3(a)).

Pour de faibles désaccords on retrouve pour la fonction de transfert vers le port transmis une équation de forme lorentzienne (figure 3.3(b)) :

$$T_{lin} = \frac{1}{1 + \frac{4t_0^2}{(1-t_0^2)^2} \left(\frac{n\delta}{cL}\right)^2} \quad (3.37)$$

Considérons maintenant l'anneau constitué d'un milieu non-linéaire d'indice ef-

FIG. 3.3 – Transmission linéaire en fonction du désaccord δ

fectif N_2 . La fonction de transfert $T_{nlin} = \frac{I_t}{I_{in}}$ vers le port transmis s'écrit :

$$\begin{aligned}
 T_{nlin} &= \frac{1}{1 + \frac{4t_0^2}{(1-t_0^2)^2} \left(\frac{n\delta}{cL} + \frac{\gamma(1+t^2)}{2} \frac{|b_2|^2}{1-t^2} \right)^2} \\
 &= \frac{1}{1 + \frac{4t_0^2}{(1-t_0^2)^2} \left(\frac{n\delta}{cL} + \frac{N_2}{n} \frac{A-1}{\alpha} \frac{1+t_0^2}{1-t_0^2} I_t \right)^2}
 \end{aligned} \tag{3.38}$$

où $\gamma = \frac{\eta N_2 \epsilon_0 c}{2} \frac{A-1}{\alpha}$ caractérise les effets non-linéaires dans l'anneau et $I_t \propto |b_2|^2$ est le champ transmis. La bistabilité est obtenue si l'équation $I_t/I_{in} = f(I_{in})$ a deux solutions. Pour des désaccords supérieurs à $\sqrt{3}$ fois la demi-largeur à mi-hauteur d'une résonance $\Delta\omega$ on obtient la bistabilité [114] :

$$\delta_B = \frac{ISL\sqrt{3}}{2\mathcal{F}}. \tag{3.39}$$

Cette solution se détermine facilement en utilisant la méthode graphique décrite par Felber et Marburger [115]. Elle correspond à l'intersection entre la tangente intérieure qui passe par le maximum de transmission à la résonance et l'axe des abscisses (figure 3.3(b)). Au delà de ce désaccord nous obtenons deux solutions pour la transmission.

La figure 3.4 présente la fonction de transfert T_{lin} en fonction de l'intensité transmise et les droites I_t/I_{in} pour différentes valeurs de I_{in} , pour un désaccord δ_{lin} fixé supérieur à δ_B . Suivant cette représentation, faire varier l'intensité incidente revient à parcourir l'espace avec des droites dont le coefficient directeur est inversement proportionnel à I_{in} . Pour $I_{in} = 0$, la droite correspond à l'axe des ordonnées puis, plus I_{in} augmente, plus la droite se rapproche de l'axe des abscisses. Nous suivons sur la figure le déplacement des points d'intersection de ces droites avec la fonction de

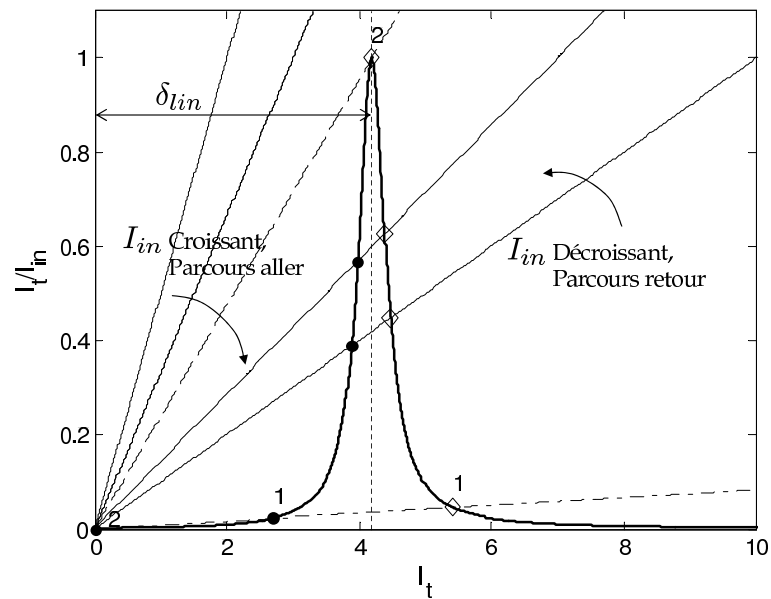


FIG. 3.4 – Bistabilité dans un anneau : interprétation de la bistabilité

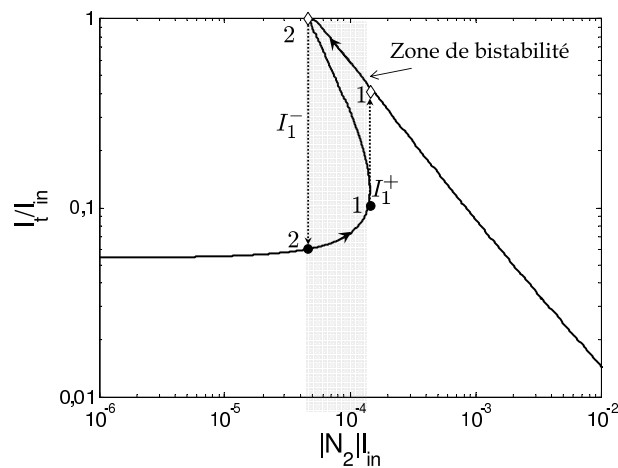


FIG. 3.5 – Bistabilité dans un anneau : courbe de bistabilité associée

transfert.

En augmentant progressivement l'intensité incidente, nous parcourons la courbe de gauche à droite en suivant les intersections représentées par des points noirs sur la figure 3.4. En atteignant la valeur seuil qui correspond à la droite numérotée 1, I_t va brusquement dépasser la résonance en passant du rond au losange numéroté 1 (comme le montre la figure 3.5, I_1^+). Si, à présent l'intensité incidente décroît, L'intensité transmise I_t ne va pas suivre le même "chemin" qu'à l'aller : elle va parcourir la courbe 3.4 de droite à gauche en suivant les intersections représentées par les losanges jusqu'à ce que I_{in} atteigne la valeur seuil 2 (différente du seuil précédent) associée à la droite numérotée 2. Au delà de cette valeur, I_t chute brutalement (figure

3.5, I_1^-).

La zone bistable est définie par l'ensemble des droites ayant plus d'une intersection avec la courbe $I_t/I_{in} = f(I_{in})$, pour un désaccord δ_{lin} fixé. Les états stables correspondent aux deux branches vérifiant la condition $dI_{in}/dI_t > 0$ [116].

3.3 Tristabilité dans un anneau

En ne considérant qu'une seule résonance nous ne pouvons obtenir la bistabilité que si le désaccord est supérieur à $\sqrt{3}$ fois la demi-largeur à mi-hauteur de cette résonance pour des intensités d'incidence supérieures à I_1^- (figures 3.4 et 3.5).

Considérons maintenant deux résonances espacées d'un intervalle spectrale libre, ISL . La figure 3.3(a) présente la fonction de transfert typique, dans le cas linéaire, pour un seul anneau, pour le port transmis, I_t/I_{in} en fonction du désaccord, δ entre la pulsation du champ, $\omega = 2\pi c/\lambda$, et la pulsation à résonance, ω_0 , $\delta = \omega - \omega_0$, pour une finesse modérée ($\mathcal{F} \approx 33$).

Pour chaque résonance α , le cycle d'hystérésis (bistable) associé est limité par les intensités I_α^+ et I_α^- , correspondant aux points d'inflexion par rapport à l'ordonnée. I_α^+ correspond à une commutation vers un état haut (exemples : I_1^+ pour la commutation $1 \rightarrow 2$ et I_2^+ pour $1 \rightarrow 3$) et I_α^- correspond à une commutation vers un état bas (exemples : I_2^- pour la commutation $3 \rightarrow 2$ et I_1^- pour $2 \rightarrow 1$)(fig. 3.8).

L'idée est d'obtenir un domaine de tristabilité par intersection des cycles d'hystérésis

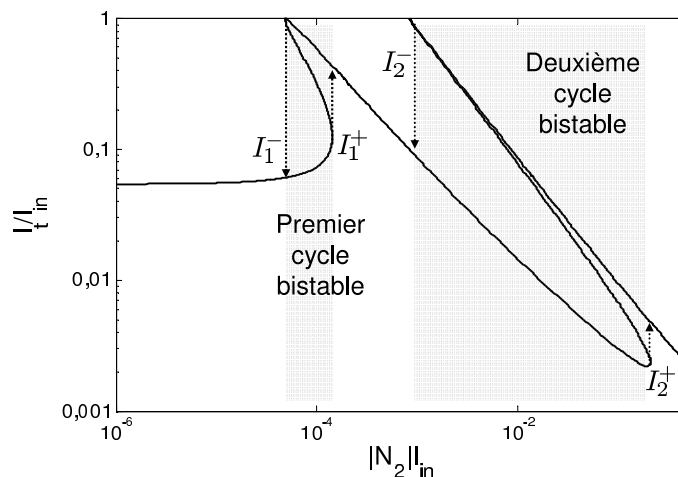


FIG. 3.6 – Transmission en fonction de l'intensité normalisée en entrée - Cas de deux cycles d'hystérésis disjoints.

associés à chacune des deux résonances voisines $\alpha = 1$ et $\alpha = 2$. L'intersection non nulle minimale correspond à l'égalité $I_1^+ = I_2^-$ sur la courbe $I_t/I_{in} = f(I_{in})$. (Fig.3.6).

Pour cela le signal incident doit présenter un désaccord à résonance minimum que nous pouvons déterminer graphiquement. Ce désaccord minimum δ_T est le point correspondant à une ordonnée nulle et appartenant à la droite $y(x)$ tangente intérieure à la première résonance ($\alpha = 1$) et qui passe par le maximum de transmission de la deuxième résonance ($\alpha = 2$) espacée d'un ISL de la première (fig. 3.7).

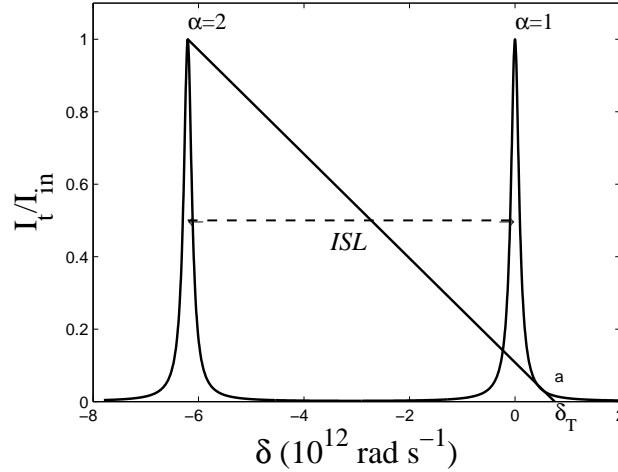


FIG. 3.7 – Transmission en fonction du désaccord δ . La droite ($\alpha = 2, \delta_T$) correspond à la détermination graphique de la condition de tristabilité.

L'équation de la tangente est :

$$y(x) = f'(a)(x - a) + f(a), \quad (3.40)$$

où a représente l'abscisse du point de tangence entre la première résonance et la droite $y(a)$ et $f(x)$ l'équation d'une résonance. Cet équation s'écrit sous la forme d'une Lorentzienne de largeur $\Delta\omega = ISL/\mathcal{F}$, centrée sur $x_0 = 0$:

$$f(x) = \left(\frac{ISL}{2\mathcal{F}}\right)^2 \frac{1}{\left(\frac{1}{2}\frac{ISL}{\mathcal{F}}\right)^2 + x^2} \quad (3.41)$$

Pour déterminer la valeur de l'abscisse du point de tangence "a", nous résolvons l'équation $y(-ISL) = 1$ c'est-à-dire le maximum de la deuxième résonance, espacée d'un ISL de la première et appartenant à la droite $y(x)$. Ce qui nous donne :

$$a = \frac{ISL}{\sqrt[3]{2\mathcal{F}}} \quad (3.42)$$

La valeur du désaccord minimal δ_T s'obtient en résolvant l'équation $y(-\delta_T) = 0$, soit :

$$\delta_T = \frac{3a}{2} + \frac{1}{2a} \left(\frac{1}{2}\frac{ISL}{\mathcal{F}}\right)^2. \quad (3.43)$$

En reportant la valeur 3.42 dans l'équation 3.43 nous obtenons la valeur du désaccord minimal δ_T en fonction de la finesse et de l' intervalle spectral libre :

$$\delta_T = \frac{ISL}{2\sqrt[3]{2\mathcal{F}^2}} \left(3 + \frac{1}{2\sqrt[3]{2\mathcal{F}^2}} \right). \quad (3.44)$$

Pour des valeurs $\delta > \delta_T$ la valeur I_2^- de commutation est telle que $I_1^- < I_2^- < I_1^+$ et nous avons un recouvrement des cycles d'hystérésis. Autrement dit dans la zone comprise entre I_2^- et I_1^+ nous avons une zone présentant trois états stables.

Figure 3.8 nous avons un exemple de fonction de transfert I_t/I_{in} pour un anneau

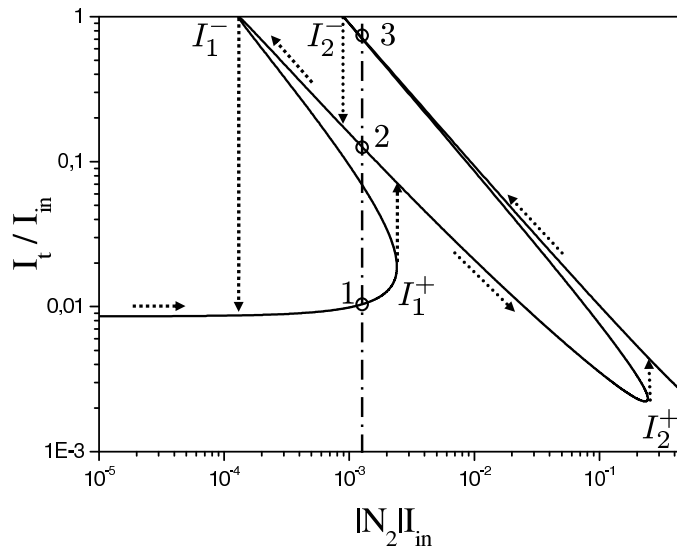


FIG. 3.8 – Transmission en fonction de l'intensité normalisée en entrée - Intersection de deux cycles d'hystérésis.

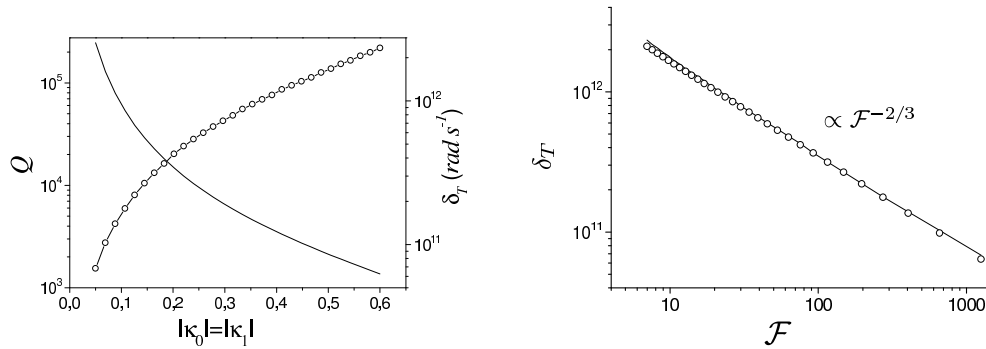
non-linéaire en fonction de l'intensité incidente normalisée par rapport au coefficient non-linéaire N_2 du matériau utilisé ($I_t \propto |b_2|^2$) dans le cas d'un désaccord supérieur au seuil de tristabilité. Dans cet exemple nous prenons $\delta = 1,45 \cdot \delta_T = 1,06 \cdot 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$). Pour des valeurs $\delta > \delta_T$ nous sommes dans la situation où les intensités de commutation sont telles que $I_1^+ > I_2^-$, ce qui conduit à une superposition partielle des deux cycles d'hystérésis (cycles de bistabilité) associés à deux résonances séparées d'un ISL ($\alpha = 1$ et $\alpha = 2$). Figure 3.8, le premier cycle bistable est délimité par les intensités I_1^\pm et le deuxième cycle bistable est délimité par les intensités I_2^\pm . Ce recouvrement donne la zone de tristabilité.

Pour calculer le désaccord minimal nous avons utilisé l'approximation de grande finesse ($\Delta\omega \ll ISL$), mais dans le cadre de l'exemple présenté ci-dessus la finesse de notre résonateur est modérée $\mathcal{F} = 33$. Par conséquent nous pouvons nous poser

la question de la validité de l'expression analytique du désaccord minimal (Eq.3.44). Pour vérifier cela nous traçons le désaccord minimal en fonction de la finesse d'une résonance. La finesse est modifiée par l'intermédiaire des coefficients de couplage $|\kappa_0| = |\kappa_1|$ et nous déterminons de manière numérique δ_T ainsi que le facteur de qualité $Q = \omega_0/\Delta\omega$ associé en utilisant la relation :

$$Q = \frac{\pi\omega_0}{ISL} \frac{\sqrt{1 - |\kappa_0|^2}}{|\kappa_0|^2}. \quad (3.45)$$

La figure 3.9(a) présente l'évolution du facteur de qualité Q et du désaccord minimal



(a) Facteur de qualité, Q (ligne continue) et δ_T en fonction des coefficients de couplage $|\kappa_0| = |\kappa_1|$

(b) Évolution du désaccord en fonction de la finesse

FIG. 3.9 – Évaluation numérique de δ_T en fonction du couplage et en fonction de la finesse.

δ_T (seuil de tristabilité) pour avoir le recouvrement des cycles bistables en fonction des coefficients de couplage $|\kappa_0| = |\kappa_1|$. La figure 3.9(b) présente l'évolution de δ_T en fonction de la finesse. Ces résultats numériques présentent un comportement tel que δ_T est bien proportionnel à la finesse à la puissance $-2/3$ en accord avec l'équation 3.44.

La figure 3.10 présente l'évolution des intensités de commutation en fonction des coefficients de couplage $|\kappa_0| = |\kappa_1|$, pour un désaccord $\delta = 1,45 \cdot \delta_T$ fixé. Dans ce calcul nous utilisons la valeur $\delta_T = 0,73 \cdot 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$ évaluée pour les couplages $|\kappa_0| = |\kappa_1| = 0,3$. Nous remarquons que dans ce cas les valeurs d'intensité I_2^+ ne sont plus compatibles avec les hypothèses de la SVEA. En effet $N_2 I_{in} \approx 0,2$ qui ne peut pas être considérée comme une valeur très inférieure à $n = 1,6$ et plus le facteur de qualité sera grand (ce qui correspondrait à un couplage faible) plus l'intensité nécessaire pour passer au troisième état stable sera élevée.

Nous pouvons noter de plus qu'en admettant que la SVEA reste valable, pour avoir un comportement similaire à celui présenté figure 3.8 dans un dispositif constitué

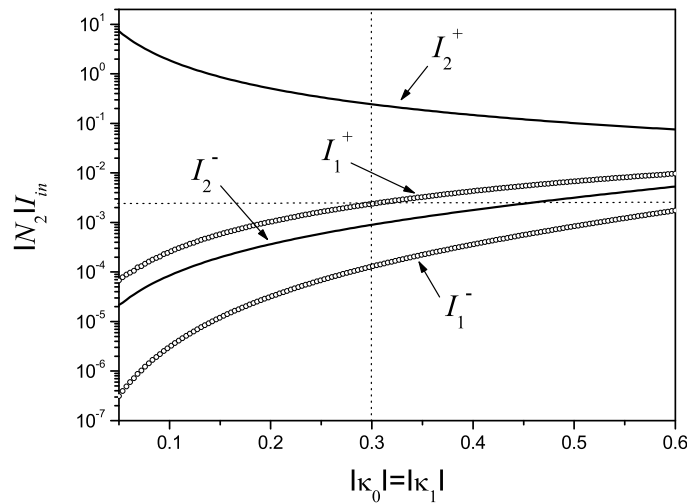


FIG. 3.10 – Intensités de commutation en fonction des coefficients de couplage $|\kappa_0| = |\kappa_1|$ pour $\delta > \delta_T$. L'intersection des deux droites donnent la valeur de I_1^+ dans le cas $|\kappa_0| = |\kappa_1| = 0,3$

d'anneaux en polymère PTS, d'indice non-linéaire $n_2 = 2,2 \times 10^{-12} \text{cm}^2/\text{W}$, l'intensité I_2^+ serait de $112 \text{ GW}/\text{cm}^2$ (ici on considère $N_2 = n_2$ c'est à dire que l'on considère un confinement total du champ), valeur bien au delà des seuils de dommage pour les matériaux existants.

Enfin, il a été démontré que pour tout système constitué d'une cavité en anneau non-linéaire, au delà de l'intensité seuil de bistabilité, au fur et à mesure de l'augmentation de l'intensité incidente, l'intensité transmise présente des transitions vers des états périodiques ou non périodiques. Ces états non périodiques sont caractérisés par des variations chaotiques de l'intensité lumineuse transmise. Ces zones d'instabilités, appelées instabilités d'Ikeda [117] sont dues au fait que lorsque la réponse du milieu non-linéaire à l'excitation est plus courte que le temps de parcours de la lumière sur un simple passage dans l'anneau le système peut être assimilé à un système non-linéaire retardé qui présente un caractère chaotique.

3.4 Tristabilité dans deux anneaux

Nous avons montré dans le paragraphe précédent qu'en choisissant une pulsation ω pour le signal suffisamment décalée par rapport à la pulsation ω_0 de résonance ($\delta = \omega - \omega_0$) nous pouvons potentiellement obtenir une zone de tristabilité due à l'intersection des deux cycles d'hystérésis associés à deux pics de résonance adjacents. Un tel comportement se révèle non réalisable compte tenu des intensités de commutation nécessaires et dues à l'éloignement des pics de résonances. Il faut utiliser des

intensités telles que nous puissions atteindre le deuxième pic de résonance espacé d'un ISL .

Une solution pour obtenir un fonctionnement tristable est donc de diminuer l'écart entre deux résonances adjacentes. La solution la plus simple est de coupler deux anneaux.

Nous considérons le cas de deux anneaux de rayons identiques, R_1 (figure 3.11).

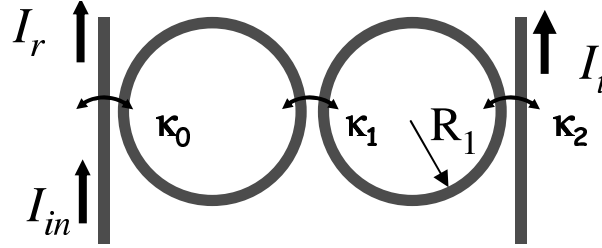


FIG. 3.11 – Configuration à 2 anneaux et notations utilisées dans le texte

Les deux anneaux sont couplés de manière symétrique aux deux guides rectilignes, $|\kappa_0| = |\kappa_2|$ et de façon modérée entre eux, $|\kappa_1|$. La transmission s'exprime sous la forme analytique :

$$\frac{I_t}{I_{in}} = \frac{(1 - t_0^2)^2(1 - t_1^2)}{1 + 4t_0^2t_1^2 + t_0^4 + 2t_0^2(1 - 2\sin^2(2\beta\pi R_1)) - 4t_0t_1(1 + t_0^2)(1 - \sin^2(\beta\pi R_1))} \quad (3.46)$$

La figure 3.12 présente la fonction de transfert, dans le cas linéaire, pour deux anneaux, pour le port transmis, I_t/I_{in} en fonction du désaccord $\delta = \omega - \omega_0$ entre la pulsation du champ $\omega = 2\pi c/\lambda$ et la pulsation à résonance ω_0 . Les coefficients de couplage anneaux-guides restent inchangés $|\kappa_0| = |\kappa_2| = 0,30$ et le coefficient de couplage entre les deux anneaux prend ici la valeur $|\kappa_1| = 0,36$. Pour l'évaluation numérique nous prenons un rayon $R_1 = R_0/2 = 15 \mu\text{m}$, soit le moitié de celui utilisé dans le paragraphe précédent. Ce choix permet de conserver la même quantité de matériau non-linéaire que dans le cas d'un anneau unique (paragraphe 3.3) et le même chemin optique à parcourir ($L_1 = \pi R_1$: demi-périmètre d'un anneau, $ISL_1 = c/nR_1 = 2 \times ISL$) ce qui nous permettra de comparer les niveaux d'intensités nécessaires pour obtenir la tristabilité. Le couplage des deux anneaux introduit un dédoublement de fréquence, $\Delta_s < ISL_1$, [92]. Ce comportement va nous donner une réduction du seuil de tristabilité : elle est obtenue en utilisant le maxima de transmission associé au dédoublement de fréquence.

L'écart en fréquence Δ_s a une variation rapide en fonction du coefficient de couplage $|\kappa_1|$ entre les deux anneaux. La figure 3.13 présente l'évolution du dédoublement de fréquences pour une résonance en fonction de $|\kappa_1|$ pour un couplage anneaux-guides fixé à $|\kappa_0| = |\kappa_2| = 0,30$: plus le couplage entre les deux anneaux est important, plus

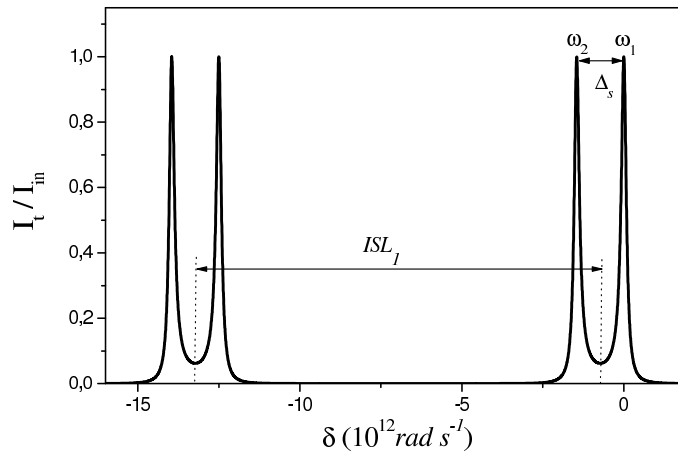


FIG. 3.12 – Transmission en fonction du désaccord δ dans le cas de deux anneaux. $R_1 = 15 \mu\text{m}$, $n = 1,6$, $|\kappa_0| = |\kappa_2| = 0,30$ et $|\kappa_1| = 0,36$.

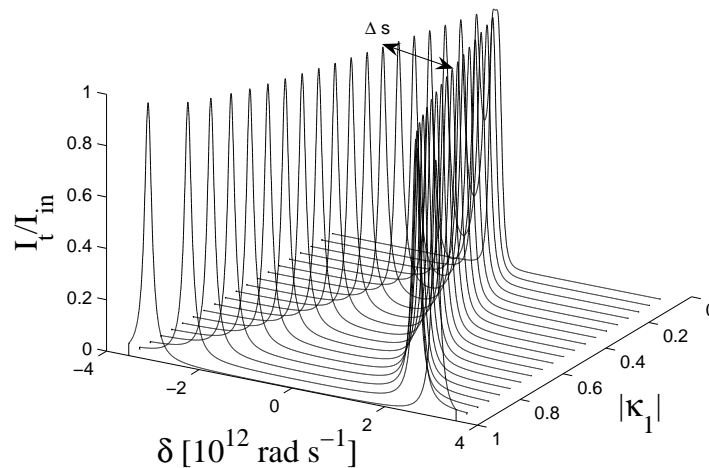


FIG. 3.13 – Évolution du dédoublement de fréquences en fonction de $|\kappa_1|$

le dédoublement de fréquence Δ_s est grand. Pour $|\kappa_1| = 1$ on retrouve $\Delta_s = ISL_1/2$ soit l'équivalent de l'intervalle spectral libre dans le cas d'un seul anneau de rayon $R_0 = 30 \mu\text{m}$ (cas présenté dans le paragraphe précédent).

Regardons maintenant quatre exemples de fonctions de transfert (fig.3.14) au niveau d'une résonance. Ces cas correspondent à (1) faible couplage entre les anneaux, un couplage moyen (2) et (3) et un fort couplage (4).

Pour de très faibles couplages le dédoublement ne conduit qu'à un élargissement apparent de la résonance. Plus le couplage augmente plus la séparation entre les résonances sera marquée et par conséquent plus la fenêtre de séparation sera profonde.

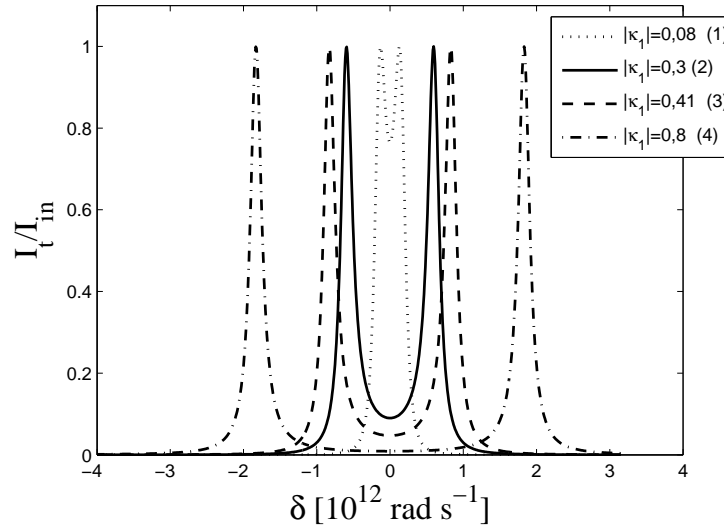


FIG. 3.14 – Transmission en fonction du déphasage pour quatre valeurs différentes du coefficient de couplage $|\kappa_1|$ et un couplage symétrique aux guides planaires, $|\kappa_0| = 0,30$

Dans ce cas là, le deuxième cycle d’hystérésis peut être obtenue en utilisant le maxima de transmission associée au dédoublement de fréquence. Pour des forts coefficients de couplage, la valeur Δs du dédoublement de fréquences devient comparable à l’ISL d’un anneau de rayon plus grand (par exemple pour $|\kappa_1| = 0,8$, $\Delta s = 3,6 \cdot 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$ est équivalent à l’ISL d’un anneau de $56 \mu\text{m}$ de diamètre).

La figure 3.15 présente un exemple de fonction de transfert I_t/I_{in} pour deux anneaux non-linéaires en fonction de l’intensité incidente normalisée par rapport au coefficient non-linéaire (N_2) du matériau utilisé ($I_t \propto |b_3|^2$) dans le cas $|\kappa_0| = |\kappa_2| = 0,30$ et $|\kappa_1| = 0,36$. De manière à comparer avec les résultats obtenus dans le paragraphe 3.3 nous conservons le même écart à la résonance $\delta = 1,45 \cdot \delta_T = 1,06 \cdot 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$ (avec le δ_T défini dans le cas d’un seul anneau de demi périmètre $L_0 = \pi R_0$, couplé de manière symétrique aux deux guides droites avec $|\kappa_0| = |\kappa_1| = 0,30$, équation 3.44). La variation d’indice $N_2 I_{in} = 0,0016$ est une valeur compatible avec l’utilisation de la SVEA. L’intensité nécessaire pour atteindre la tristabilité dans ce cas est de l’ordre de $0,7 \text{ GW/cm}^2$ (valeur de $I_1^+ > I_2^+$, où $I_2^+ = 0,14 \text{ GW/cm}^2$).

Nous évaluons les valeurs des intensités de commutation I_1^+, I_1^-, I_2^+ et I_2^- en fonction du coefficient de couplage $|\kappa_1|$ dans le cas $\delta > \delta_T$, pour des valeurs de $|\kappa_1| > 0,1$ (pour des valeurs inférieures, le dédoublement des résonances n’est pas suffisamment marqué pour réellement le distinguer du cas d’un seul résonateur). La figure 3.16 présente l’évolution des intensités de commutation, obtenues par évaluation numérique,

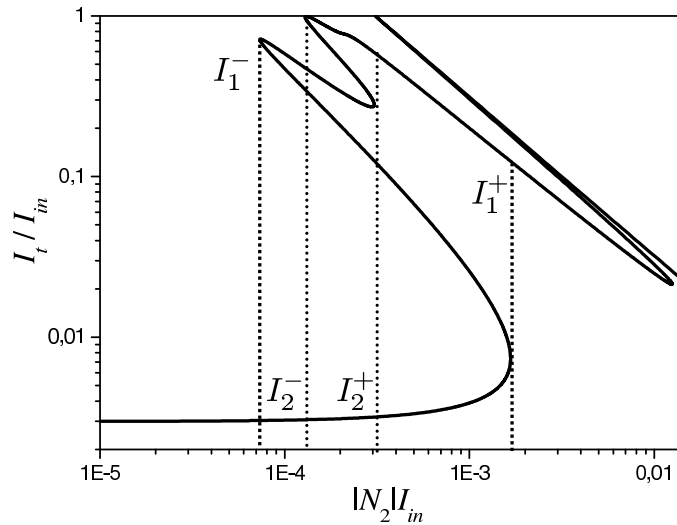


FIG. 3.15 – Exemple de transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité en entrée.

avec les coefficients $|\kappa_0| = |\kappa_2| = 0,30$ et $\delta = 1,45 \cdot \delta_T = 1,06 \cdot 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$.

L'évolution des intensités I_α^\pm de commutation permet la distinction de trois régimes de fonctionnement :

1. Régime I : $0,1 < |\kappa_1| < 0,3$, I_2^- est quasi-constante et I_2^+ diminue. Progressivement l'intersection des deux cycles d'hystérésis devient telle que le deuxième cycle se retrouve inclus dans le premier cycle.
2. Régime II : $0,3 < |\kappa_1| < 0,41$, on a $I_2^+ \leq I_1^+$ et I_2^+ continue sa diminution. On a un cycle d'hystérésis modifié, de telle façon que le deuxième cycle d'hystérésis se retrouve inclus dans le premier cycle. Nous réalisons un dispositif tristable dès que l'on atteint la bistabilité. L'amplitude de la différence $\Delta I_2 = I_2^+ - I_2^-$ va en décroissant tout au long de l'augmentation de $|\kappa_1|$ et ce jusqu'à la disparition du cycle d'hystérésis associé pour $|\kappa_1| = 0,41$.
3. Régime III : $|\kappa_1| > 0,41$ nous retrouvons un régime de recouvrement partiel des cycles d'hystérésis analogue à celui observé dans le cas d'un anneau unique avec des résonances bien séparées spectralement. Ce régime se maintient jusqu'au contact des deux anneaux ($|\kappa_1| = 1$) puisque le signal incident possède un écart à résonance $\delta > \delta_T$.

Nous vérifions bien que pour $|\kappa_1| = 1$ nous retrouvons le même comportement que dans le cas de l'anneau unique de rayon $R_0 = 30 \mu\text{m}$ présenté paragraphe 3.3.

Les intensités de commutation sont d'autant plus grandes que le désaccord δ est important. Du fait du couplage et de l'apparition de nouvelles fréquences de résonance, il n'est plus nécessaire de vérifier la condition $\delta > \delta_T$ pour observer la tristabilité. Il

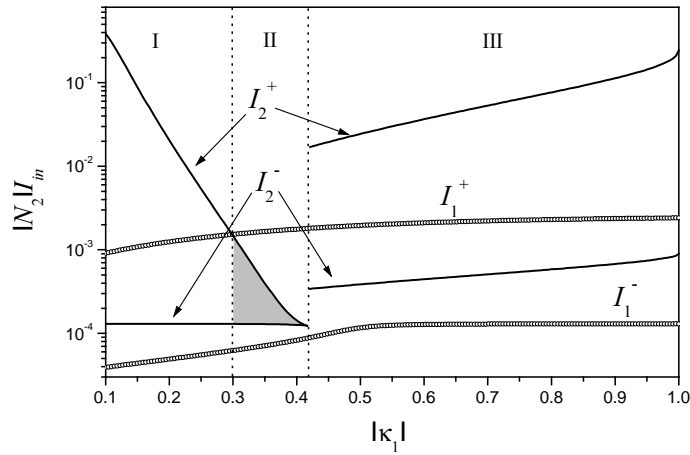


FIG. 3.16 – Évolution des intensités de commutation en fonction du coefficient de couplage $|\kappa_1|$ pour $\delta = 1,45 \cdot \delta_T = 1,06 \cdot 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$. Les zones I, II, III correspondent aux 3 régimes de fonctionnement.

suffit simplement de se placer au-delà du seuil de bistabilité pour observer ce comportement. Il est donc possible de choisir un écart en fréquence $\delta_B < \delta < \delta_T$. Les valeurs δ_B et δ_T sont définies dans le cas référence d'un seul anneau de rayon $R_0 = 30 \mu\text{m}$ couplé de manière symétrique aux deux guides rectilignes $|\kappa_0| = |\kappa_1| = 0,30$ avec un $ISL = 6,25 \cdot 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$ et une finesse $\mathcal{F} = 33$. La phase non-linéaire étant dépendante de l'intensité dans l'anneau, les valeurs des intensités des commutation seront inférieures à celles obtenues précédemment. Ainsi pour les valeurs de couplage

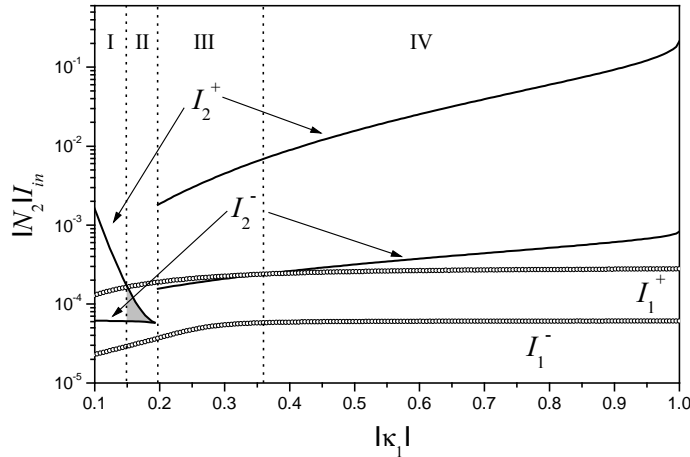


FIG. 3.17 – Intensités de commutation en fonction du coefficient de couplage $|\kappa_1|$ pour $\delta \approx 3\delta_B \approx 0,7\delta_T$. La zone grisée marque le domaine d'inclusion des cycles d'hystérésis

$|\kappa_0| = |\kappa_2| = 0,30$, $R_1 = R_0/2 = 15 \mu\text{m}$, et $\delta = 3 \cdot \delta_B = 0,7 \cdot \delta_T = 0,51 \cdot 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$ (fig.3.17) nous distinguons quatre régimes de fonctionnement :

1. Régime I : $0,1 < |\kappa_1| < 0,15$, le recouvrement des cycles bistables est favorisé

et l'intensité de seuil I_2^+ pour atteindre la tristabilité diminue.

2. Régime II : $0,15 < |\kappa_1| < 0,2$, on a $I_2^+ \leq I_1^+$ et I_2^+ continue à diminuer. On a un cycle d'hystérésis modifié, de telle façon qu'un cycle bistable devient inclus dans un autre. On obtient alors potentiellement la tristabilité dès que l'on atteint la bistabilité. Dans le cas $|\kappa_1| = 0,2$ le cycle de bistabilité associé aux intensités I_2^\pm disparaît.
3. Régime II : $0,3 < |\kappa_1| < 0,36$ I_2^+ et I_2^- augmentent, mais il existe toujours une intersection entre les deux cycles d'hystérésis.
4. Régime IV : $|\kappa_1| > 0,36$ $I_2^+ > I_1^+$, nous retrouvons deux cycles bistables bien séparés.

3.5 Multistabilité

Smith *et al.* [92] ont démontré que le couplage de N anneaux amène l'observation de N fréquences de résonance dans le cas d'un système "linéaire". Ce comportement peut amener, si les résonateurs sont constitués de matériaux présentant une non-linéarité de troisième ordre, à des multistabilité avec jusqu'à $N + 1$ états stables.

Nous présentons (figure 3.19) un exemple de fonction de transfert I_t/I_{in} , pour quatre

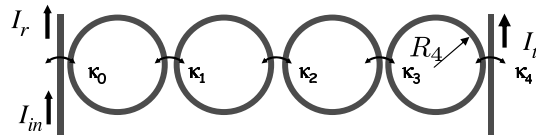


FIG. 3.18 – Configuration à 4 anneaux et notations utilisées dans le texte

anneaux (fig.3.18) non-linéaires, en fonction de l'intensité incidente normalisée par rapport au coefficient non-linéaire (N_2) du matériau utilisé ($I_t \propto |b_5|^2$). Les anneaux sont identiques, de rayon $R_4 = R_0/4 = 7,5 \mu\text{m}$ et les coefficients de couplage sont : $|\kappa_0| = |\kappa_4| = 0,30$ et $|\kappa_1| = |\kappa_2| = |\kappa_3| = 0,245$. Dans la zone limitée supérieurement par I_1^+ il existe cinq états stables (c'est à dire tels que $dI_{in}/dI_t > 0$ [116]), mais seuls quatre d'entre-eux peuvent être atteints. On pourrait avoir potentiellement 5 états stables en choisissant des anneaux de rayons différents et/ou des coefficients de couplage différents. Nous remarquons qu'ici aussi, la quadristabilité est obtenue dès que la bistabilité est atteinte.

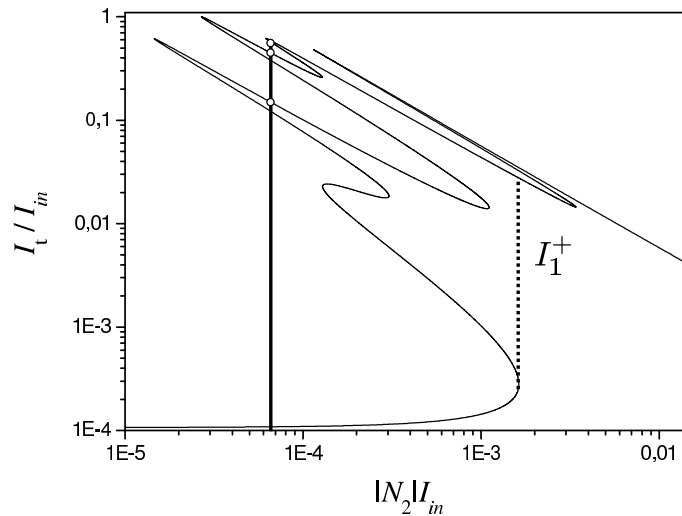


FIG. 3.19 – Exemple de transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité en entrée pour 4 anneaux. La ligne verticale montre les quatre niveaux stables

3.6 Contrôle de la tristabilité dans un anneau

Dans les exemples présentés précédemment nous avons considéré un seul sens de propagation dans les anneaux. Dans ce cas les dispositifs décrits sont des ensembles d'anneaux sièges de la non-linéarité couplés linéairement entre-eux. Nous avons remarqué (équation 3.35) que si la lumière se propage dans les deux sens nous avons un couplage non-linéaire des champs au niveau de la propagation dans un anneau. Nous pouvons tirer bénéfice de notre modèle de matrices de transfert 4×4 pour décrire un anneau unique siège d'un couplage non-linéaire entre les champs co- et contra-propagatifs, l'anneau étant couplé linéairement à deux guides rectilignes d'accès. Notre modèle nous permet l'identification des amplitudes entrantes et sortantes du dispositif. Ce qui est chose impossible avec un modèle reposant sur des matrices de transfert 2×2 telles qu'utilisées pour les cavités Fabry-Pérot ou les milieux multi-couches [112] où dans le cas de champs entrants co- et contra-propagatifs, les réflexions multiples (équivalentes à nos couplages linéaires entre anneaux) conduisent à une indétermination sur les champs sortants. L'idée est d'utiliser cette propriété pour l'obtention d'un dispositif tristable associé à des intensités de commutation raisonnables.

La résolution du problème est faite numériquement en associant la technique paramétrique précédente et une méthode d'optimisation numérique dite de "Shooting Routine" [118]. Le vecteur x_2 (fig. 3.20) est défini tel que nous fixions les valeurs des champs entrants c_2 (comme paramètre de contrôle) et $a_2 = 0$. Pour les champs sortants nous faisons varier le paramètre b_2 et nous optimisons numériquement la valeur du champ d_2 de manière à assurer la nullité de c'_0 (*i.e.* le champ entrant associé à

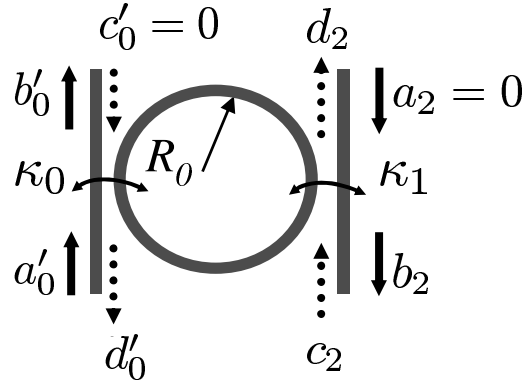


FIG. 3.20 – Configuration à un anneau et notations utilisées

la contra-propagation reliée à d_2). Les vecteurs enveloppes des champs pour les deux guides d'accès sont :

$$x'_0 = \begin{bmatrix} a'_0 \\ b'_0 \\ 0 \\ d'_0 \end{bmatrix} \quad x_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ b_2 \\ c_2 \\ d_2 \end{bmatrix}, \quad (3.47)$$

Nous déterminons alors la fonction de transfert $|b_2/a'_0|^2$.

Nous revenons ici aux conditions utilisées dans le paragraphe 3.3, c'est-à-dire, un anneau (figure 3.20) de rayon $R_0 = 30 \mu\text{m}$ et les coefficients de couplage $|\kappa_0| = |\kappa_1| = 0,30$ pour pouvoir comparer les résultats obtenus.

Nous prenons un désaccord δ tel que $\delta_B < \delta < \delta_T$, en l'occurrence $\delta = 0,58 \cdot \delta_T$ dans la suite de ce chapitre. Un tel choix élimine la possibilité d'avoir une tristabilité par recouvrement pour de grandes intensités à l'entrée. Nous présentons la fonction de transfert I_t/I_{in} pour un anneau non-linéaire en fonction de l'intensité incidente normalisée par rapport au coefficient non-linéaire (N_2) du matériau utilisé pour différentes valeurs de l'intensité de contrôle I_c ($I_{in} = \frac{1}{2}\epsilon_0 cn |a'_0|^2$, $I_t = \frac{1}{2}\epsilon_0 cn |b_2|^2$ et $I_c = \frac{1}{2}\epsilon_0 cn |c_2|^2$).

La figure 3.21 présente la fonction de transfert pour le port transmis dans le cas d'une intensité de contrôle $I_c = 0$. Nous retrouvons le comportement bistable puisque nous sommes dans le cas d'un sens de parcours unique.

Dès que l'on a une intensité de contrôle $I_c \neq 0$ nous observons une réduction du seuil I_1^+ de bistabilité et l'apparition d'une déformation de la branche instable (figure 3.22).

En augmentant l'intensité de contrôle (Fig.3.23) le seuil de bistabilité I_1^+ continue sa décroissance et nous observons l'apparition d'un troisième état stable (noté 3) hypothétique car il ne peut jamais être atteint.

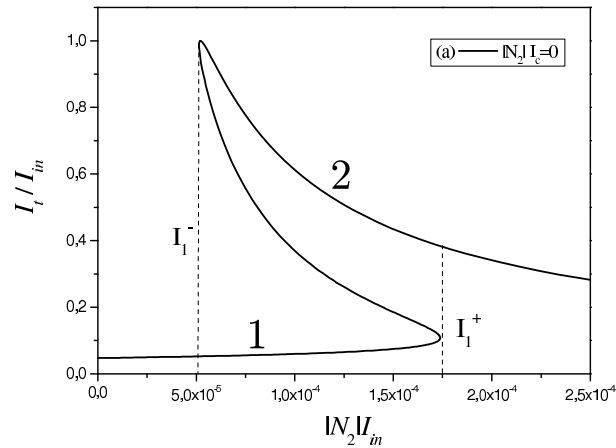


FIG. 3.21 – Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité. $|N_2|I_c = 0$.

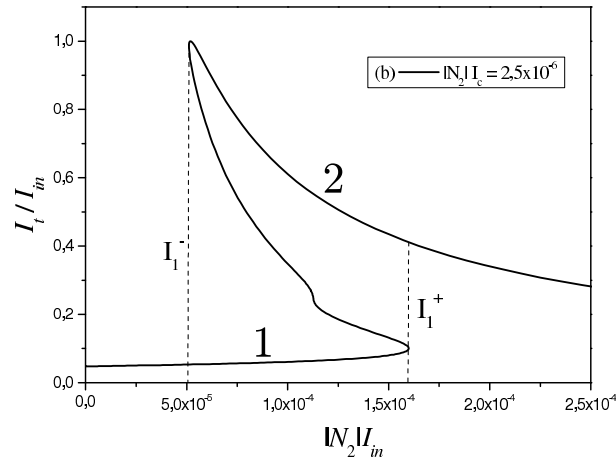


FIG. 3.22 – Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité $|N_2|I_c = 2,5 \times 10^{-6}$.

Pour des valeurs encore plus grandes de l'intensité de contrôle nous avons trois vrais états stables (figures 3.24 et 3.25). Nous obtenons a priori une mémoire optique. Le troisième état stable existe tant que l'intensité de contrôle I_c est maintenue.

Le tableau 3.1 donne la synthèse des niveaux seuils d'intensités : $|N_2|I_1^+$, le seuil de bistabilité et $|N_2|I_2^+$ le seuil de tristabilité en fonction de l'intensité de contrôle. Ainsi nous obtenons une réduction de trois ordres de grandeur du seuil de tristabilité par rapport au cas d'un anneau unique (§3.3).

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons observé que le couplage d'anneaux non-linéaires permet, **en régime stationnaire**, d'obtenir des fonctionnements multistables. Ceci

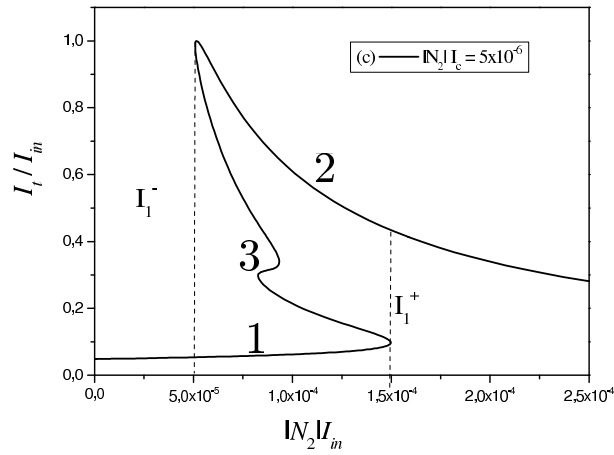


FIG. 3.23 – Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité. $|N_2|I_c = 5 \times 10^{-6}$.

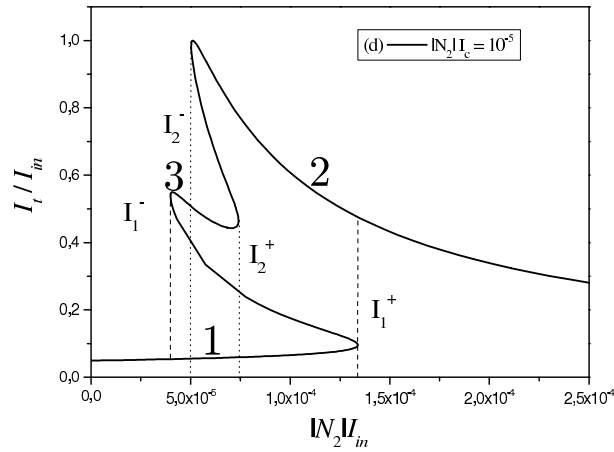


FIG. 3.24 – Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité. $|N_2|I_c = 10^{-5}$

TAB. 3.1 – Récapitulatif des valeurs d'intensité seuil en fonction de l'intensité de contrôle

$ N_2 I_c$	$ N_2 I_1^+$	$ N_2 I_2^+$
0	$1,74 \times 10^{-4}$	—
$2,5 \times 10^{-6}$	$1,6 \times 10^{-4}$	—
5×10^{-6}	$1,5 \times 10^{-4}$	—
10^{-5}	$1,34 \times 10^{-4}$	$7,4 \times 10^{-5}$
$1,5 \times 10^{-5}$	$1,2 \times 10^{-4}$	$6,3 \times 10^{-5}$

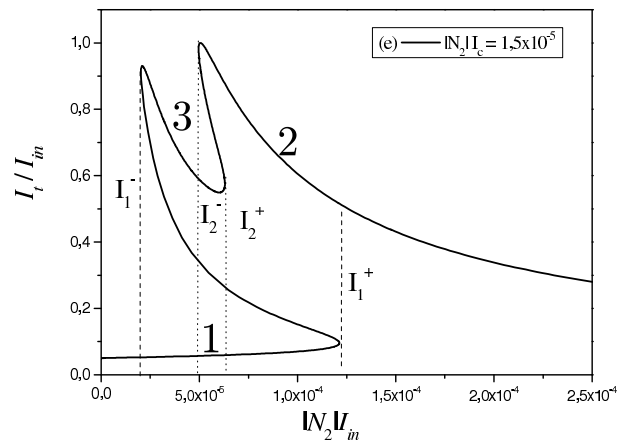


FIG. 3.25 – Transmission en fonction de la valeur normalisée de l'intensité. $|N_2|I_c = 1,5 \times 10^{-5}$

laisse présager d'une dynamique très riche. Celle-ci mériterait donc d'être étudiée en détail ce qui le cas échéant permettrait d'utiliser ces dispositifs pour des fonctions logiques de traitement du signal comme des mémoires optiques ou encore des commutateurs par paquets d'impulsions reconfigurables.

Chapitre 4

Remise en forme du signal

Dans le chapitre précédent nous avons montré que l'emploi simultané d'une structure à base de micro résonateurs couplés et de matériaux présentant un effet Kerr offre l'opportunité sous excitation hors résonance de réaliser des fonctions optiques logiques intégrées. Dans ce chapitre nous allons montrer que, par excitation à résonance, des structures de même nature permettraient de réaliser une fonction de remise en forme tout optique du signal optique dans le cadre d'applications en télécommunication optique.

Les réseaux de télécommunication optique, qu'ils soient "longues distances" , "métropolitains" ou "d'accès" ont des fonctionnements différents. Il est en effet évident qu'une information transmise entre deux continents ne va pas être gérée et transportée de la même façon qu'entre deux bâtiments. Les réseaux ont donc des architectures diverses plus ou moins complexes qu'il faut contrôler et gérer pour optimiser le transport de l'information selon la priorité du réseau (par exemple assurer de longues distances ou distribuer l'information à de nombreux endroits).

Ce contrôle et cette gestion sont réalisés par des fonctions que l'on appelle "fonctions de traitement du signal". Au vu de la diversité et de la complexité des réseaux, il existe une grande variété de fonctions de ce type. On peut par exemple citer des fonctions réalisant des opérations de traitement du signal " bit a bit " comme la reconnaissance de trame [119], la réalisation de portes logiques [120] ou de registres à décalage [121], ainsi que les fonctions de multiplexage et démultiplexage temporel [122]. Parmi toutes, celles réalisant une conversion de longueur d'onde ou une régénération du signal sont devenues incontournables dans les réseaux de télécommunications. Or, même si des dispositifs réalisant ce type de traitement du signal sont en place dans les réseaux, le souhait d'augmenter la capacité, les débits ou la flexibilité des transmissions remet sans cesse en question les fonctions utilisées et de nouvelles solutions sont recherchées.

Lors de la propagation de l'information dans un système de transmission optique le signal transportant les données subit diverses dégradations lors de sa propagation dans la ligne de transmission. Celles-ci peuvent être regroupées en trois catégories : la diminution de la puissance moyenne du signal (conséquence de l'atténuation de la fibre), l'apparition de bruit d'amplitude sur les symboles "1" et "0" - principalement due à l'émission spontanée amplifiée des composants actifs de la ligne - et de gigue temporelle, résultat de la dispersion de mode de polarisation (PMD-Polarisation Mode Dispersion) et du battement entre le signal et l'émission spontanée amplifiée. Nous trouverons une description détaillée de ces phénomènes dans la thèse de G. Girault [123]. Ces dégradations sont sources d'erreurs lors de la détection du signal en réception. Si elles ne sont pas supprimées régulièrement, elles entraînent donc une perte de l'information transmise.

Une solution est d'essayer de réduire ou compenser chacune de ces dégradations à l'aide d'un outil particulier, comme, par exemple, les fibres à compensation de dispersion ou les compensateurs de PMD. Cependant, ces fonctions sont relativement complexes. De plus, comme elles ne corrigent qu'un seul type de dégradation, leur nombre au sein des réseaux devrait être très important. Une autre solution consiste à utiliser un seul type de fonction pour supprimer l'ensemble des diverses dégradations. Cette opération qui a la fois augmente la puissance moyenne, diminue le bruit d'amplitude et la gigue temporelle est appelée la régénération [124]. Ce processus est surtout dédié aux liaisons point-a-point pour réaliser des transmissions sur de grandes distances [125]. Cependant, des régénérateurs peuvent également être installés dans les réseaux plus complexes, au niveau des nœuds de commutation pour réaliser des opérations nécessaires comme la conversion de longueur d'onde et ce tout en limitant la dégradation du signal [126]. Ainsi, l'utilisation de régénérateurs dans les lignes est un excellent moyen de simplifier les systèmes de transmission optique.

La régénération peut être divisé en trois étapes [127] :

- **1R** ("Reamplify") consiste en une amplification du signal pour compenser son atténuation par la fibre
- **2R** (1R plus "reshaping") consiste à réduire le bruit sur les symboles "0" et "1" (remise en forme du signal) après la ré-amplification
- **3R** (2R plus "Retiming") consiste dans une re-synchronisation après la ré-amplification et la remise en forme du signal.

Dans ce qui suit nous nous intéressons au deuxième "R" lié à la remise en forme du signal. La remise en forme du signal consiste à réduire le bruit d'amplitude sur les

symboles "0" et "1". La thèse de G. Girault [123] et la revue présentée par Leclerc *et al.* [127] dressent une liste des différentes manières de réaliser cette fonction. En outre parmi ces dispositifs, depuis la proposition de Mamyshev [128], l'utilisation de portes non-linéaires basées sur l'effet Kerr et l'automodulation de phase semble d'un intérêt particulier parce que simple dans le principe. Le support matériel dans ces applications sont des fibres optiques [129] [130] [131] [132] ou des guides [133].

Nous montrons dans ce chapitre *via* une simulation numérique que l'utilisation d'un dispositif à base de micro-résonateurs couplés permet la diminution des fluctuations en amplitude sans trop augmenter les fluctuations temporelles.

Comme au chapitre précédent, ce dispositif tout optique de remise en forme des impulsions est basé sur l'utilisation de micro-résonateurs présentant un effet Kerr non linéaire. Comme nous profitons de l'exaltation du champ électrique à l'intérieur des résonateurs, ce dispositif pourrait être sensiblement plus réduit que les dispositifs basés sur des fibres optiques ou des structures à guides d'onde plus conventionnelles.

4.1 Principe

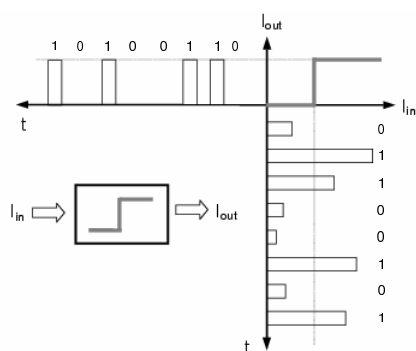


FIG. 4.1 – Principe général de la remise en forme du signal

Nous schématisons le fonctionnement d'un dispositif non-linéaire idéal de remise en forme du signal optique Fig. 4.1. Verticalement nous représentons le flux de données à l'entrée du système avec ses fluctuations d'amplitude sur les symboles "0" et "1". Horizontalement nous représentons le même flux de données en sortie du dispositif. Si la fonction de transfert est une fonction porte en "S", ici idéalement prise sous la forme d'une marche d'escalier, nous voyons clairement qu'à un signal d'entrée d'intensité inférieure à la valeur seuil de la porte est associé un signal de sortie de valeur nulle, ce qui permet de "nettoyer" les symboles "0". Inversement, si l'intensité du signal d'entrée est supérieure au seuil, l'intensité du signal de sortie sera une

constante et ce quelle que soit l'intensité à l'entrée. Nous réalisons ici une fonction d'égalisation du niveau de sortie des symboles "1".

Le dispositif que nous proposons est basé sur l'utilisation de deux filtres en cascade.

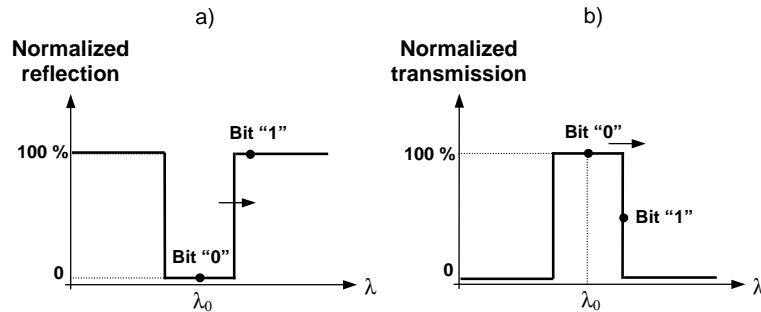


FIG. 4.2 – Principe de fonctionnement d'un dispositif pour la remise en forme du signal à base des filtres non-linéaires.

La figure 4.2 présente le principe de fonctionnement de ce dispositif de remise en forme du signal optique.

1. Le premier filtre (figure 4.2-a) est un stop-bande, ainsi un signal à la longueur d'onde de résonance λ_0 sera bloqué alors qu'en dehors de la fenêtre spectrale pour les longueurs d'onde hors-résonance, la transmission sera maximale. Si le filtre est constitué d'un matériau Kerr, à résonance deux cas vont se présenter :
 - i. Pour des impulsions de faible intensité (associées aux bits "0"), le filtre reste bloquant et elles ne seront pas transmises par la structure.
 - ii. Pour des impulsions de grande intensité (associées aux bits "1"), on a une phase non-linéaire qui va s'accumuler lors de la propagation dans la structure ce qui amène l'équivalent d'un décalage de la fenêtre spectrale du filtre. Les impulsions se trouvent alors hors-résonance et vont être transmises.
2. Le signal sortant du premier filtre sert d'entrée au second filtre dans une configuration passe-bande (figure 4.2-b). A la longueur d'onde de résonance λ_0 , la transmission sera maximale pour de petites intensités. Les grandes intensités seront limitées du fait du décalage non-linéaire de la porte.

4.2 Principe de fonctionnement d'un filtre actif

Nous proposons la réalisation d'une fonction de régénération sur la base de l'utilisation de deux filtres d'ordres élevés non-linéaires successifs.

4.2.1 Structure et fonction de transfert du filtre élémentaire

Nous utilisons le modèle présenté paragraphe 2.2.1 pour synthétiser des filtres formés de $N = 3$ micro-anneaux (Fig.4.3). La fenêtre spectrale des filtres est centrée autour de $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ pour une utilisation en télécommunication optique. La longueur d'onde de résonance des anneaux est λ_0 et si nous considérons les anneaux constitués d'un milieu d'indice $n = 1,6$ le rayon R_i d'un anneaux dans la structure doit être un multiple de $\lambda_0/(2\pi n)$ ($R_i = m \lambda_0/(2\pi n)$). Les rayons des anneaux sont identiques $R_1 = R_2 = R_3 = 15,11 \mu\text{m}$, ce qui correspond à $m = 98$.

La structure est symétrique c'est-à-dire que les couplages guides-anneaux sont tels

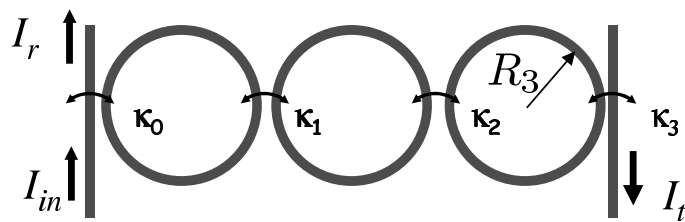


FIG. 4.3 – Schéma du filtre élémentaire.

que $\kappa_0 = \kappa_3$ et les couplages entre anneaux κ_1 et κ_2 sont aussi égaux. La largeur du filtre est définie par le choix de ces deux jeux de coefficients de couplage ($\kappa_0 = \kappa_3$) et ($\kappa_1 = \kappa_2$). Dans la suite de ce paragraphe dédié au principe de fonctionnement du filtre actif, les paramètres du filtre (table.4.1) sont compatibles avec le traitement d'un flux de données à 40 Gb/s. Pour ces valeurs, les fonctions de transfert pour les ports

TAB. 4.1 – Paramètres pour un filtre à 40 Gb/s

Matériau	indice	n_2	$\kappa_0 = \kappa_3$	$\kappa_1 = \kappa_2$
PTS	1.6	$2,2 \times 10^{-12} \text{cm}^2/\text{W}$	$0,52j$	$0,13j$

"réfléchi" et "transmis" sont présentées figure 4.4 dans le cas d'une propagation sans perte. Les résultats sont obtenus par application directe de l'équation (2.14) associée au processus d'optimisation présenté paragraphe 2.2.2.

Nous considérons les anneaux constitués d'un polymère hautement non-linéaire, en l'occurrence le PTS qui à $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$ présente un indice non-linéaire $n_2 = 2,2 \times 10^{-12} \text{cm}^2/\text{W}$ et une absorption à deux photons $\alpha_2 = 0,5 \text{ cm/GW}$ [134] [135]. Nous calculons la réponse non-linéaire de notre filtre suivant le principe exposé au chapitre 3 en considérant cette fois-ci une excitation résonante. La transmission non-linéaire pour cet ensemble de trois anneaux est présentée figure 4.5.

Pour le port "transmis" (I_t) à faible intensité, il y a transmission et le signal croît

pratiquement linéairement en fonction du signal d'entrée. A partir d'un certain seuil le signal transmis commence à saturer. Inversement, pour le port "réfléchi" (I_r), à faible intensité la réflexion est bloquée et au-delà du même seuil le signal réfléchi devient proportionnel au signal d'entrée. Le seuil d'intensité pour lequel on change de comportement croît avec le nombre d'anneaux couplés.

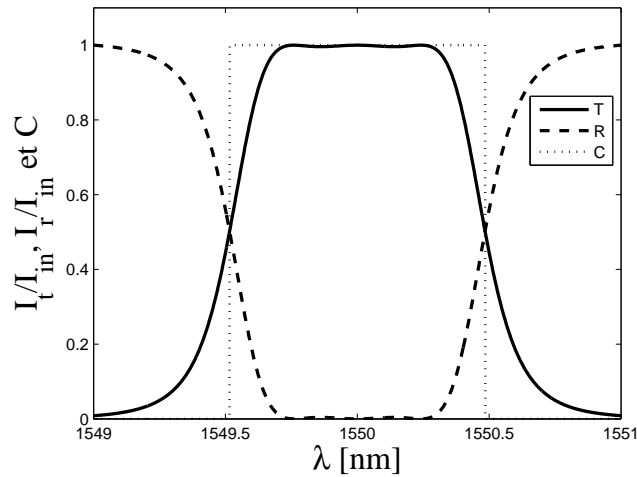


FIG. 4.4 – Fonctions de transfert en réflexion et en transmission du filtre élémentaire.

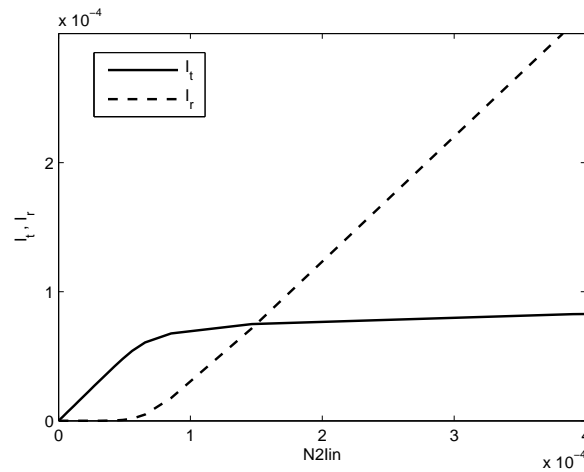


FIG. 4.5 – Fonctions de transfert non-linéaires du filtre élémentaire.

4.2.2 Régime stationnaire

La porte non-linéaire à fonction de transfert en "S" est constituée de deux étages de trois anneaux (que nous appellerons "dispositif 2×3 ", figure 4.6). Le port d'entrée du dispositif 2×3 est noté E_{in} et il correspond au champ a'_0 . Le port "réfléchi" associé

au premier étage (b'_0) est utilisé comme entrée du deuxième étage (a'_{02}). La sortie du dispositif 2×3 est le port transmis du deuxième étage E_{out} correspond au champ b_{42} . La fonction de transfert non-linéaire pour le dispositif 2×3 est présentée figure 4.7.

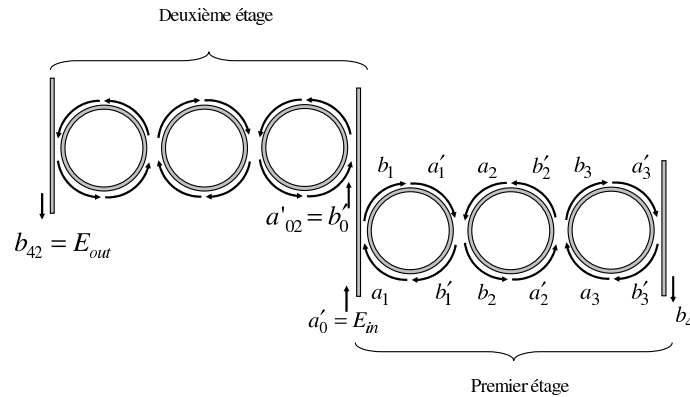
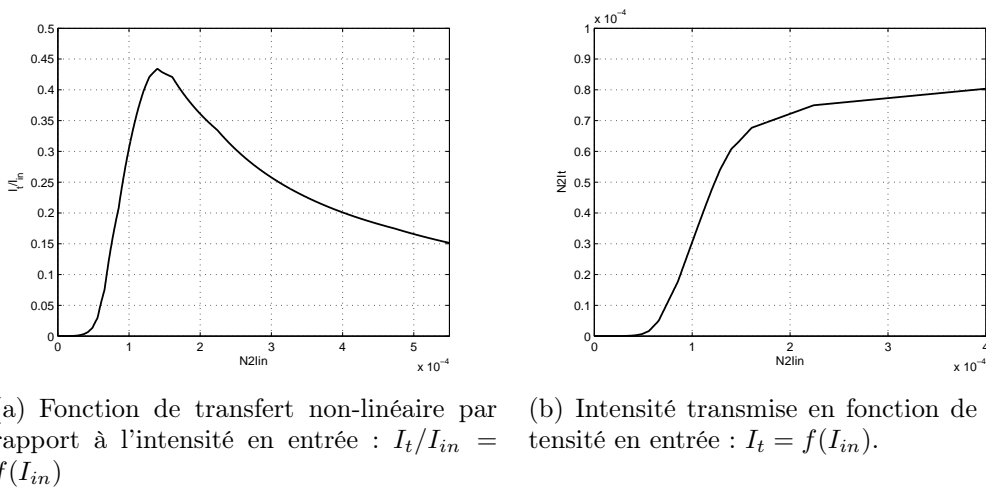


FIG. 4.6 – Composant pour la régénération optique formé de 2 étages de 3 anneaux non-linéaires.

Par rapport aux notations de la figure 4.6 nous avons $I_{in} \propto E_{in}^2$ et $I_t \propto E_{out}^2$. Nous retrouvons bien une réponse équivalente d'une porte optique non-linéaire, en "S".



(a) Fonction de transfert non-linéaire par rapport à l'intensité en entrée : $I_t/I_{in} = f(I_{in})$

(b) Intensité transmise en fonction de l'intensité en entrée : $I_t = f(I_{in})$.

FIG. 4.7 – Courbe en "S" pour la structure de deux ensembles de trois anneaux

4.2.3 Régime dynamique

L'étude du régime stationnaire n'est pas suffisante, en effet, pour vérifier la viabilité de la structure dans le cas d'applications pour les télécommunications, il est nécessaire de connaître le comportement temporel d'un "symbole" traversant le composant. Pour cela nous utilisons la méthode des différences finies proposée par Pereira

et al.[136]. Les hypothèses à faire dans le cadre de cette méthode sont les mêmes que celles de la SVEA. Si nous considérons le matériau non dispersif, pour chaque anneau l'évolution de l'enveloppe du champ s'écrit sous la forme (voir annexe B) :

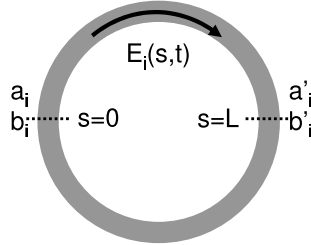


FIG. 4.8 – Propagation du champ dans un anneau.

$$\begin{aligned}
 E_i(s, t + \delta t) &= \\
 &= E_i(s - \delta s, t) \exp(-j\beta\delta s) \exp\left[-\left(j\frac{2\pi}{\lambda_0}n_2 + \alpha_2\right) I_i(s - \delta s, t) \delta s\right]
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

où s est l'abscisse curviligne selon l'anneau et α_2 le coefficient d'absorption à deux photons. Le pas temporel de calcul est $\delta t = n\delta s/c$, où $\delta s \approx 2 \mu m$ est le pas spatial de calcul. Dans ce cas, pour chaque anneau, les conditions aux limites s'expriment comme $E_i(0^+) = b_i$, $E_i(L_i^-) = a'_i$ et $E_i(2L_i^-) = a_i$ (Fig.4.8). Le couplage entre deux guides adjacents est toujours décrit par la matrice \mathcal{P}_{i+1} (Eq.2.5).

$$\mathcal{P}_{i+1} = \frac{1}{\kappa_i'^*} \begin{bmatrix} t_i^* & -1 \\ \kappa_i \kappa_i'^* + t_i^* t_i' & -t_i' \end{bmatrix}.$$

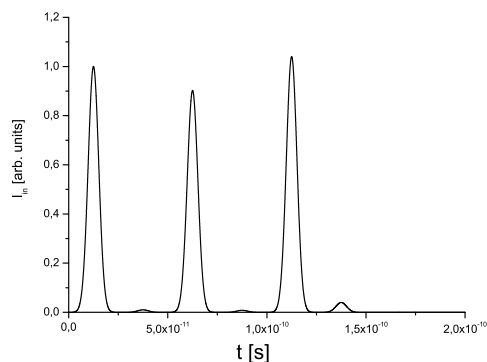
Exemple de séquence temporelle :

A titre d'illustration du principe de régénération retenu (Fig.4.1). Nous soumettons le dispositif à une courte séquence de symboles "1" et "0". Dans les paragraphes (4.3.2), (4.3.3) et (4.3.4) nous considérerons des débits réels correspondants aux systèmes de télécommunications existants.

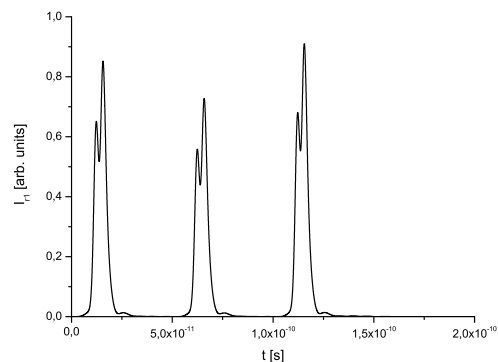
Les figures 4.9-a-b-c-d présentent la même séquence d'impulsions gaussiennes d'intensité variable aux différents ports d'accès ou de sortie du dispositif 2×3 . La séquence d'entrée associée au champ a'_0 est une séquence " 1 0 1 0 1 0 " (Fig.4.9-a). Les figures 4.9-b et 4.9-c présentent les sorties aux ports "réfléchi" (b) et transmis (c) du premier étage. Pour le port "réfléchi" associé au champ b'_0 les impulsions de petite intensité ne sont pas transmises et les impulsions de grande intensité sont transmises mais déformées. Pour le port "transmis" associé au champ b_4 , toutes les impulsions sont transmises mais très déformées. Nous remarquons l'effet attendu d'égalisation

des impulsions de grand intensité.

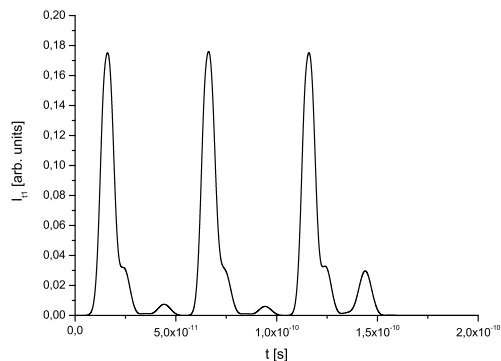
La séquence de sortie du port "réfléchi" du premier étage est utilisée comme séquence d'entrée pour le deuxième étage ($a'_{02} = b'_0$). Figure 4.9-d nous obtenons pour le port "transmis" du deuxième étage associé au champ b_{42} , une sortie telle que les impulsions de grande intensité de la séquence d'entrée du premier étage sont égalisées et les impulsions de petites intensités ne sont pas transmises.



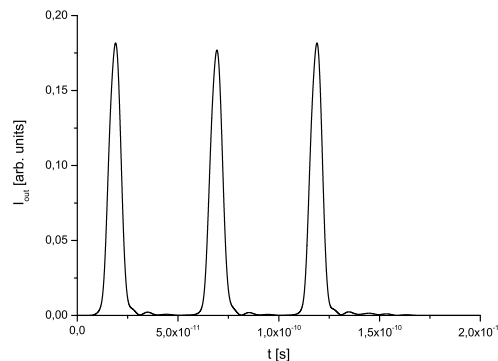
(a) **Entrée du système** = (a'_0 , figure 4.6)=Signal d'entrée du premier étage.



(b) **Signal intermédiaire** = (b'_0 , figure 4.6) = Port "réfléchi" du premier étage = (a'_{02} , figure 4.6) = Entrée du deuxième étage.



(c) (b_4 , figure 4.6) = Port "transmis" du premier étage.



(d) **Sortie du système** = (b_{42} , figure 4.6) = Port "transmis" du deuxième étage.

FIG. 4.9 – Exemple de séquences temporelles pour illustrer le principe.

4.3 Performances du dispositif 2×3

Cette partie présente les résultats obtenus pour le dispositif formé des deux étages de trois anneaux pour différents débits de transmission. Nous considérons le cas de

signaux RZ (Return-to-zero) formés d'impulsions gaussiennes.

Les premiers travaux que nous avons réalisés sur la remise en forme du signal à l'aide d'anneaux non-linéaires [137] nous ont permis d'établir un "protocole" à suivre pour la caractérisation d'un tel dispositif. Nous avons observé que la largeur à mi-hauteur du filtre linéaire doit être égale à deux fois la largeur spectrale d'une impulsion à transmettre. Ainsi les étapes suivies pour le choix des différents paramètres sont :

1. Évaluation de la largeur spectrale des impulsions à transmettre en fonction de la largeur temporelle à mi hauteur d'un bit Δt . Dans le cas des impulsions gaussiennes la largeur spectrale est liée à la largeur temporelle à mi hauteur par la relation $\Delta\nu_{impulsion} = 0,441/\Delta t$.
2. Conception d'un filtre linéaire tel que sa largeur à mi hauteur soit deux fois la largeur spectrale d'une impulsion à transmettre, $\Delta\lambda_{filtre} = 2 \times \Delta\lambda_{impulsion}$. Ceci est fixé par le rayon des anneaux, le choix d'une structure symétrique ($\kappa_0 = \kappa_3$ et $\kappa_1 = \kappa_2$) et la détermination de ces coefficients de couplage.
3. Calcul de la courbe non-linéaire (en "S") du dispositif formé de deux filtres en régime stationnaire.
4. Validation et détermination des limites de la largeur spectrale optimale de l'impulsion à transmettre de manière numérique.
5. Évaluation du comportement temporel pour une séquence d'impulsions et estimation des performances.

4.3.1 Estimateurs de performance

Afin d'évaluer la réduction des fluctuations d'amplitude par notre dispositif nous utilisons deux estimateurs conventionnellement dénommés "facteurs de qualité du signal" et notés \mathcal{Q} et \mathcal{Q}^t . Ces estimateurs seront évalués à l'entrée et à la sortie du dispositif [132] et donnent directement une information sur l'ouverture du diagramme de l'œil associé à une séquence de signaux.

Le premier "facteur de qualité" \mathcal{Q} est dédié aux fluctuations d'amplitudes du signal, il est défini comme :

$$\mathcal{Q} = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0}, \quad (4.2)$$

où I_1 représente la valeur moyenne de l'intensité des bits "1", I_0 représente la valeur moyenne de l'intensité des bits "0", σ_1 représente la dispersion des valeurs d'intensité des bits "1" et σ_0 représente la dispersion des valeurs d'intensité des bits "0" (Fig.4.10).

Afin d'évaluer l'évolution des fluctuations temporelles dans notre dispositif nous cal-

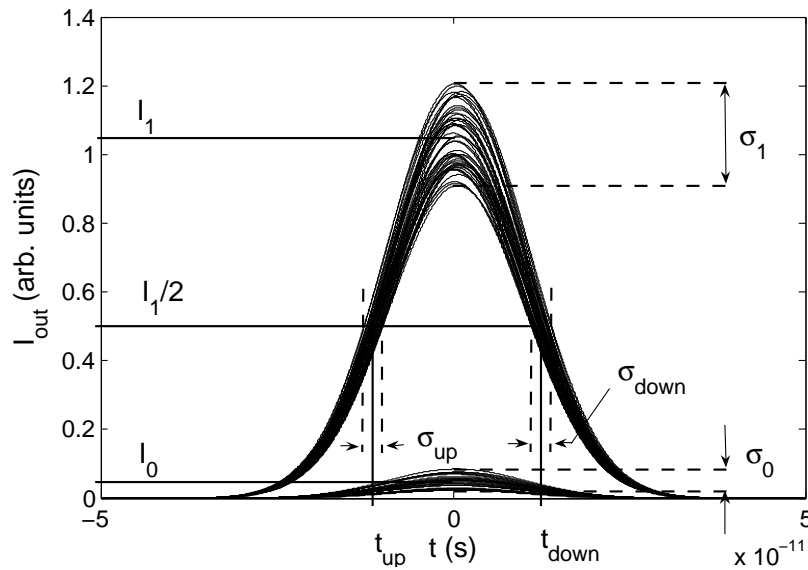


FIG. 4.10 – diagramme de l'œil en entrée

culons le facteur de qualité temporel du signal Q^t , à l'entrée et à la sortie du dispositif. Ce facteur se définit comme :

$$Q^t = \frac{t_{down} - t_{up}}{\sigma_{down} + \sigma_{up}}, \quad (4.3)$$

où t_{down} représente la valeur moyenne de la dispersion temporelle à mi-hauteur $I_1/2$ sur le front descendant, t_{up} représente la valeur moyenne de la dispersion temporelle à mi-hauteur $I_1/2$ sur le front montant, σ_{down} représente la dispersion temporelle à mi-hauteur $I_1/2$ sur le front descendant et σ_{up} représente la dispersion temporelle à mi-hauteur $I_1/2$, sur le front montant (voir figure 4.10).

Dans ce qui suit nous nous intéresserons aux 3 débits particuliers : 2.5 Gb/s, 10 Gb/s et 40 Gb/s conformes aux applications existantes en télécommunications.

L'évaluation numérique des diagrammes de l'œil en entrée et sortie et leurs traitements statistiques afin d'en déduire les "facteurs de qualité" Q et Q^t nécessite idéalement le traitement d'un grand nombre d'impulsions (une séquence longue). Dans la méthode de différences finies que nous utilisons, le nombre de points de calcul est déterminé par le pas temporel δt inversement proportionnel au débit. Suivant le traitement standard où chaque impulsion est traitée après définition, le temps total de calcul devient rapidement non compatible avec la simulation d'une longue séquence. A titre d'exemple, pour une séquence de 80 impulsions à un débit de 40 Gb/s le temps global de calcul est de l'ordre d'une demi-heure. La même séquence à 2.5 Gb/s nécessite un traitement d'une soixantaine d'heures.

Nous pouvons noter que des raffinements de programmation permettent une augmen-

tation raisonnable de la longueur des séquences traitées sans pour cela augmenter trop considérablement la durée nécessaire au calcul. Ainsi pour le débit de 40 Gb/s le temps global de calcul peut être réduit à cinq minutes pour 80 impulsions. Le passage du traitement de 80 à 1024 impulsions augmente le temps global de calcul d'un facteur 8 (40 min). Si à 40 Gb/s le temps de calcul reste raisonnable il n'en est pas de même pour les deux autres débits (10 Gb/s et 2,5 Gb/s). Cette fois-ci nous sommes limités par la mémoire du PC utilisé. Par exemple à 2,5 Gb/s l'échantillonnage nécessaire au traitement d'une impulsion conduit à immobiliser un espace mémoire de 20 Mo et la mémoire vive du PC se retrouve saturée avant d'avoir traité 1024 impulsions. D'autre part une séquence de 1024 impulsions n'offre pas la possibilité d'un traitement statistique tellement plus performant que 80 impulsions. C'est pourquoi nous avons fait le choix de ne présenter dans les paragraphes suivants que des résultats sur des séquences réduites de 80 impulsions. Ceci explique la différence entre nos définitions des "facteurs de qualité" du signal (Eq. 4.2 et 4.3) et celles données par Nguyen *et al.* [132]. Cette différence consiste dans le fait qu'au lieu de la dispersion (l'écart type σ relatif à la quantité traitée) nous prenions l'écart entre le maximum et le minimum pour les quatre grandeurs qui nous intéressent. Nous utiliserons dans la suite un "facteur de qualité" relatif, en dB, pour déterminer l'amélioration ou la dégradation du signal. Ce facteur relatif est défini comme :

$$\mathcal{Q}[dB] = 10 \log(\mathcal{Q}_{out}/\mathcal{Q}_{in}) \quad (4.4)$$

Comme le montrent les simulations d'un signal réaliste à 40 Gb/s (par signal réaliste nous entendons un signal avec les trois types de fluctuations : amplitude, gigue et durée) on remarque au maximum une différence de 30% entre les résultats sur des séquences de 80 impulsions (Fig.4.11) et les résultats sur des séquences de 1024 impulsions (Fig.4.12). La table 4.2 présente les facteurs de qualité en amplitudes correspondants aux deux exemples : 80 impulsions, le facteur de qualité en entrée noté $\mathcal{Q}_{in,80}$, en sortie $\mathcal{Q}_{out,80}$ et le facteur de qualité relatif $10 \log(\frac{\mathcal{Q}_{out,80}}{\mathcal{Q}_{in,80}})$, respectivement 1024 impulsions nous avons les trois notations : $\mathcal{Q}_{in,1024}$, $\mathcal{Q}_{out,1024}$ et $10 \log(\frac{\mathcal{Q}_{in,1024}}{\mathcal{Q}_{out,1024}})$.

TAB. 4.2 – Facteurs de qualité du signal en amplitude à 40 Gb/s

$\mathcal{Q}_{in,80}$	$\mathcal{Q}_{out,80}$	$10 \log(\frac{\mathcal{Q}_{out,80}}{\mathcal{Q}_{in,80}})$	$\mathcal{Q}_{in,1024}$	$\mathcal{Q}_{out,1024}$	$10 \log(\frac{\mathcal{Q}_{out,1024}}{\mathcal{Q}_{in,1024}})$
2.79	8.73	4.95	2.1	4.22	3.2

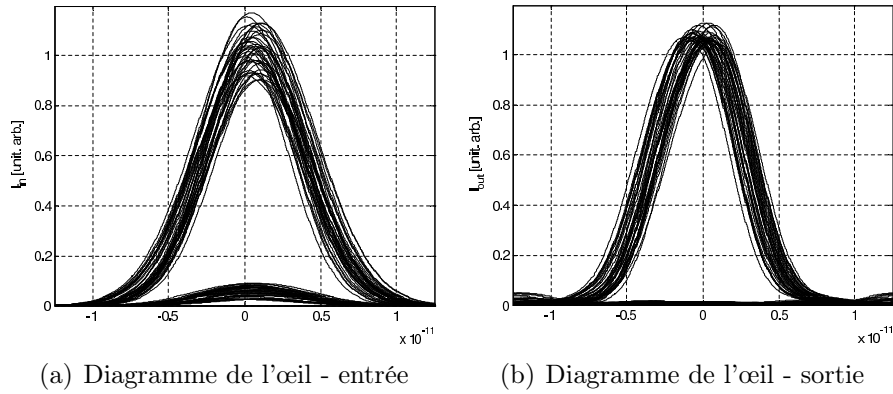


FIG. 4.11 – Diagramme de l'œil pour 80 impulsions à un débit de 40 Gb/s

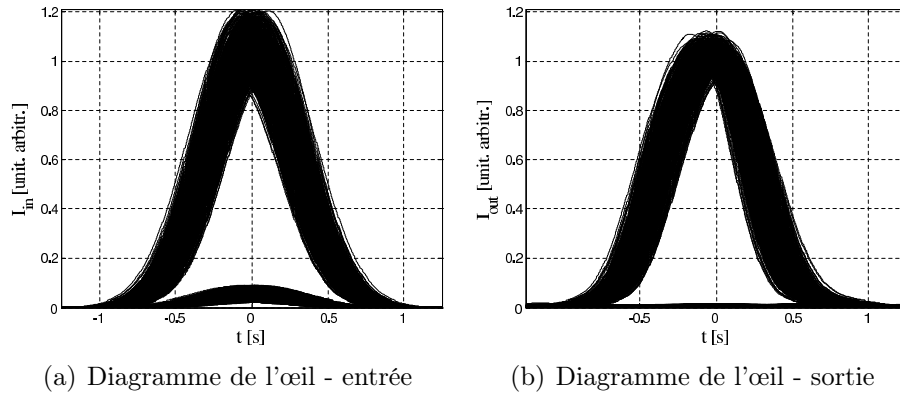


FIG. 4.12 – Diagramme de l'œil pour 1024 impulsions à un débit de 40 Gb/s

4.3.2 Structure compatible avec un signal à 40 Gb/s

Pour un signal au débit $D = 40$ Gb/s, le temps bit t_B est de $1/D = 25$ ps. La largeur temporelle à mi hauteur est obtenue par la relation $\Delta t = DC \cdot t_B = 0,441/\Delta\nu_{impulsion}$ où DC est le taux de remplissage ou rapport cyclique. Ce rapport est compris entre un peu moins de 20 % et 50 %. Pour définir le filtre, nous prenons un rapport cyclique DC égal à 0,288, ce qui implique une largeur spectrale de l'impulsion $\Delta\lambda_{impulsion} = \lambda^2 \Delta\nu_{impulsion}/c$ de 0,482 nm. La largeur spectrale du filtre à base de micro-anneaux $\Delta\lambda_{filtre}$ devra être de 0,975 nm. Le filtre (Fig.4.13-a) qui convient à cette largeur spectrale est obtenu en utilisant la synthèse des filtres définie au paragraphe 2.1.3. Nous avons fixé le rayon des anneaux à $R = 15,11 \mu\text{m}$ et les coefficients de couplage obtenus entre anneaux et guides droits $\kappa_0 = \kappa_3 = 0,52j$ et les coefficients de couplage entre deux anneaux adjacents $\kappa_1 = \kappa_2 = 0,13j$.

La transmission non-linéaire $I_{out} = f(I_{in})$ du dispositif est évaluée pour les deux cas d'une propagation sans perte et d'une propagation avec pertes. Nous prendrons dans

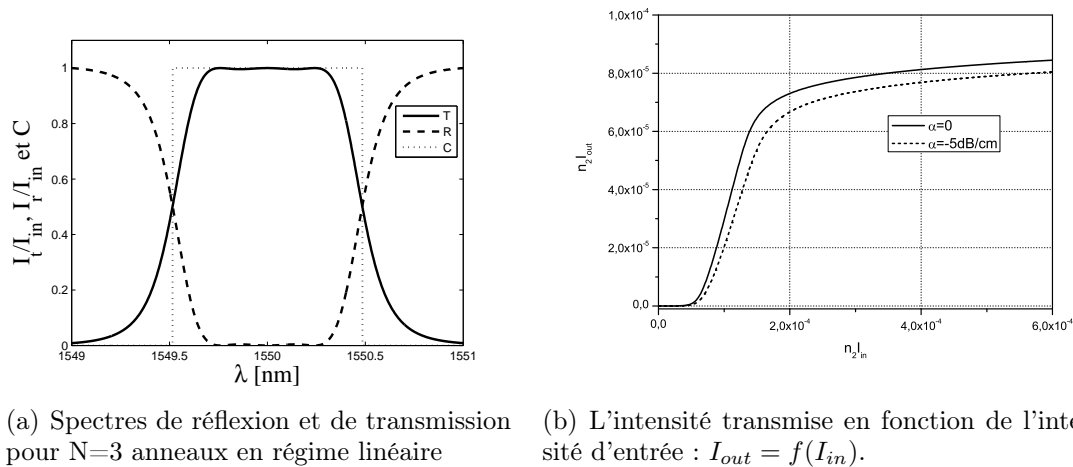


FIG. 4.13 – Comportement en régime stationnaire d'un étage du dispositif

toute la suite $\alpha = 5$ dB/cm pour valeur des pertes linéaires et $\alpha_2 = 0,5$ cm/GW pour l'absorption à deux photons. La courbe continue (Fig.4.13-b) correspond à un dispositif sans perte et celle en pointillés à un dispositif avec pertes.

Après le choix des paramètres en fonction du comportement stationnaire nous regardons le comportement dynamique, en fonction de la durée des impulsions. Pour cela, nous prenons des impulsions isolées, c'est-à-dire que nous regardons la réponse de notre système à une séquence d'impulsions "1" d'amplitudes égales mais de durées variables. Ces impulsions correspondent à une intensité $n_2 I_{max}$ de 5×10^{-4} (Fig.4.13-b). Chaque impulsion est suivie de deux "0" de façon à assurer l'indépendance des réponses du dispositif par rapport aux symboles précédents. Figure 4.14-a, nous ne représentons que les symboles "1". Nous observons que pour des impulsions courtes nous avons une déformation du signal de sortie (Fig.4.14-b). Ceci est dû au fait que les courtes impulsions sont associées à un spectre large qui se trouve filtré par le dispositif. Pour les longues impulsions, les distorsions sont liées à la dispersion intrinsèque de la structure [91].

Une explication simpliste de la dispersion de la structure peut être envisagée à partir du filtre linéaire utilisé. La transmission en champ dans un filtre linéaire s'écrit (équation 2.15) :

$$t = \frac{b_{N+1}}{a'_0} = \frac{1}{\mathcal{M}_{12}} = |t| \exp(j\phi)$$

A partir de l'expression de la phase, on peut également définir le retard de groupe τ_G

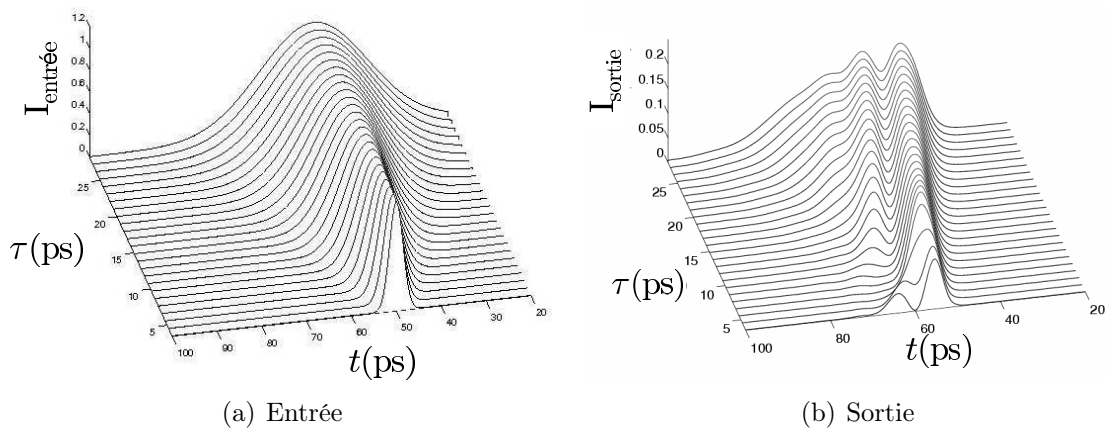


FIG. 4.14 – Durée optimale

induit par le dispositif sur la lumière incidente :

$$\tau_G = \frac{\partial \phi}{\partial \omega}. \quad (4.5)$$

A l'aide du modèle présenté chapitre 2, nous pouvons calculer numériquement le retard de groupe associé à la dispersion induite par la structure elle-même. La

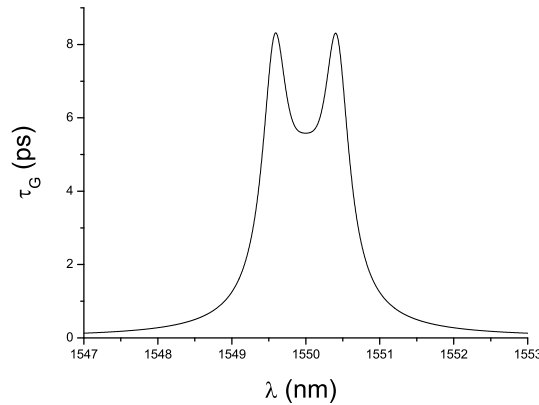


FIG. 4.15 – Variation du retard de groupe en fonction de la longueur d'onde

figure 4.15 présente la variation de retard de groupe induit par le filtre passe bande (cas linéaire) présenté figure 4.13(a).

Dans sa bande passante, les composantes spectrales de l'impulsions subiront la très forte dispersion du filtre. Si maintenant nous considérons des anneaux non-linéaires il va y avoir conjugaison de deux effets, la variation non-linéaire de la phase en fonction de l'intensité intra cavité et la dispersion naturelle de la structure, ainsi des impulsions d'énergie différente seront retardées différemment et subiront par la même occasion

une déformation différente.

Malgré une forte dispersion du dispositif nous avons une zone de durées d'impulsions en entrée pour lesquelles les impulsions en sortie restent proches d'une forme gaussienne.

Pour déterminer la durée optimale de l'impulsion à transmettre nous nous limitons maintenant à cette zone ce qui correspond à une durée d'impulsions comprise entre 6 ps et 10 ps.

La figure 4.16 présente l'évolution de la largeur à mi-hauteur τ_{out} en sortie du dispositif en fonction de la largeur à mi-hauteur τ_{in} en entrée pour les deux cas de propagation avec et sans perte ainsi que quatre formes d'impulsions en sortie du dispositif 2×3 associées à 4 durées différentes dans le cas d'une propagation avec pertes.

La ligne droite représente la courbe $\tau_{out} = \tau_{in}$. L'intersection de cette courbe avec

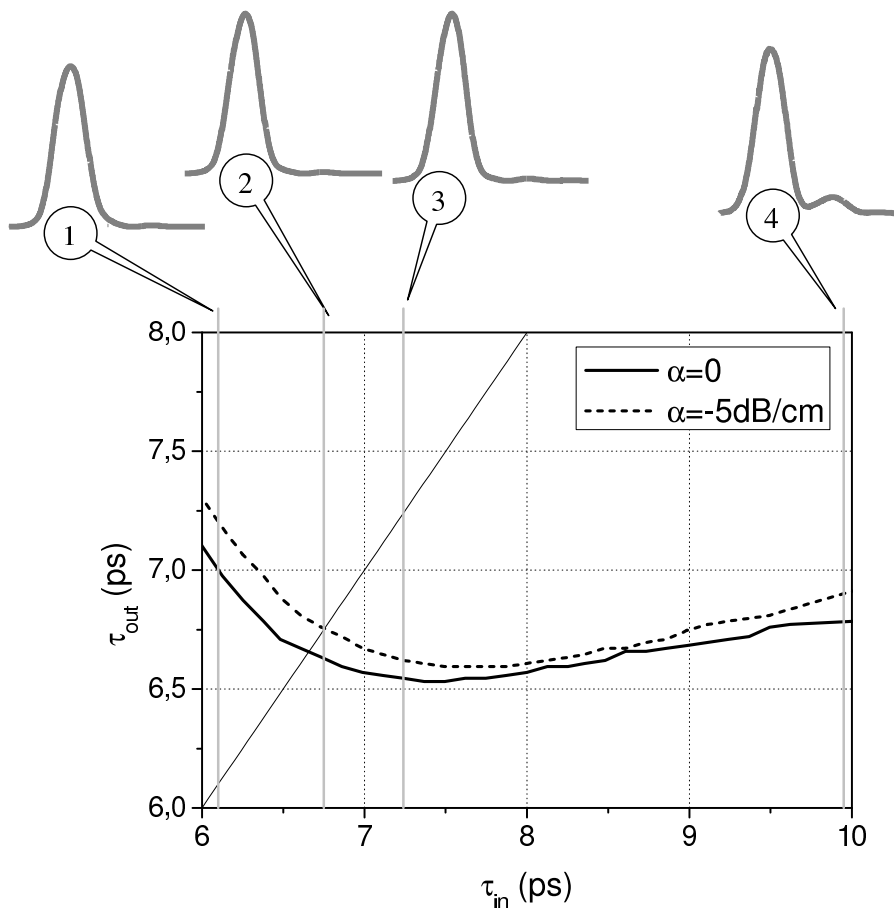


FIG. 4.16 – Largeur à mi-hauteur en sortie du dispositif en fonction de la largeur à mi-hauteur en entrée : $\tau_{out} = f(\tau_{in})$ et 4 formes d'impulsion en sortie du dispositif en fonction de la largeur à mi hauteur en entrée

la courbe $\tau_{out} = f(\tau_{in})$ calculée pour différentes valeurs de durée d'impulsion donne

la valeur de la durée optimale. Dans notre exemple la durée optimale est de 6,75 ps ($\tau_{in} = \tau_{out} = 6,75$ ps) pour une propagation avec des pertes (impulsion $n^{\circ}2$ fig.4.16) et de $\tau_{in} = 6,65$ ps pour une propagation sans perte.

Pour des valeurs plus petites que la durée optimale les impulsions en sortie vont avoir une durée plus longue qu'en entrée. Par exemple, l'impulsion $n^{\circ}1$ figure 4.16 a une largeur à mi hauteur temporelle en entrée $\tau_{in} = 6,1$ ps et une largeur à mi-hauteur temporelle en sortie $\tau_{out} = 7,2$ ps.

Pour des valeurs plus grandes que la durée optimale les impulsions en sortie auront des durées plus courtes qu'en entrée. Par exemple, l'impulsion $n^{\circ}3$ figure 4.16 a une largeur à mi-hauteur temporelle en entrée $\tau_{in} = 7,24$ ps et une largeur à mi-hauteur temporelle en sortie $\tau_{out} = 6,62$ ps.

Pour des valeurs supérieures à 9ps les impulsions seront toujours compressées mais elles ne gardent plus la forme gaussienne. Par exemple, l'impulsion $n^{\circ}4$ figure 4.16 a une largeur à mi hauteur temporelle en entrée $\tau_{in} = 9,95$ ps et une largeur à mi-hauteur temporelle en sortie $\tau_{out} = 6,9$ ps, mais on observe l'apparition d'un rebond. Nous observons ainsi que si la largeur des impulsions est plus grande que la valeur optimale le dispositif peut être également utilisé pour la compression d'impulsions.

Diagrammes de l'œil et facteurs de qualité :

Considérons une propagation avec pertes et une intensité d'entrée normalisée à $n_2 I_{max} = 5 \times 10^{-4}$.

Nous avons trois types de fluctuations possibles; les fluctuations d'amplitude, la désynchronisation ou gigue temporelle et enfin les fluctuations de durée. Afin d'évaluer les influences d'une des trois fluctuations sur une séquence de 80 impulsions, on peut fixer deux des trois paramètres et n'en faire varier qu'un seul.

Fluctuations d'amplitude Figure 4.17 nous calculons le diagramme de l'œil à l'entrée et à la sortie du dispositif pour une séquence de 80 impulsions de largeur à mi-hauteur 6,78 ps (*i.e.* dans la zone de compression), synchronisées et d'amplitudes variables. Du point de vue de l'intensité on a une amélioration du facteur de qualité du signal de 4,95 dB. Du point de vue temporel nous avons une dégradation du facteur de qualité du signal de -1,47 dB. La variation $\Delta\tau/\tau_{moyen}$ en entrée est nulle, mais elle est de 8% en sortie. Nous avons une égalisation au niveau des amplitudes des symboles "1" mais du point de vue temporel nous avons une dégradation de la transmission due à la "mémoire" du dispositif. En effet la réponse de la structure à une impulsion dépend de la nature de l'impulsion antérieure.

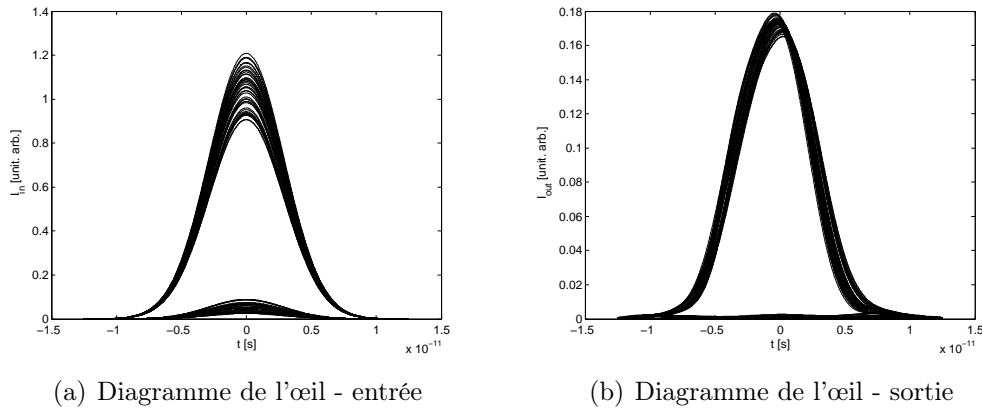


FIG. 4.17 – Diagramme de l'œil pour une variation de l'intensité du signal d'entrée

Fluctuations de durée Figure 4.18 nous calculons le diagramme de l'œil à l'entrée et à la sortie du dispositif pour une séquence d'impulsions synchronisées, d'amplitude fixe et de largeurs à mi-hauteur comprises entre 6,78 ps et 8,75 ps soit une variation de la largeur de 1,97 ps à l'entrée du dispositif. Du point de

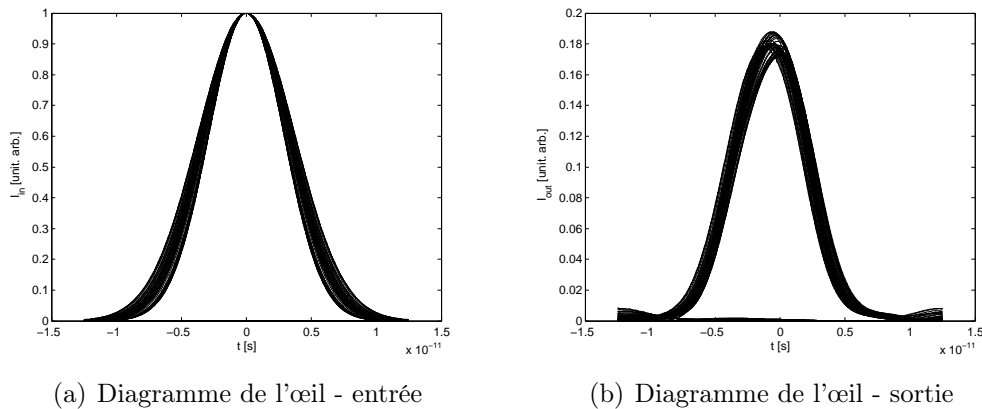


FIG. 4.18 – Diagramme de l'œil pour une variation de la durée d'impulsion du signal d'entrée

vue de l'intensité on a une nette dégradation du facteur de qualité du signal, comportement normal, vu qu'à l'entrée du dispositif on n'a pas de variation d'intensité (compte tenu de la définition du facteur de qualité à l'entrée nous avons 1/0). Du point de vue temporel on a une dégradation du facteur de qualité du signal de $-0,76$ dB. La variation $\Delta\tau/\tau_{moyen}$ en entrée est de 25,7%, mais à la sortie elle est de 6,86%, donc, même si on a une dégradation du facteur de qualité du signal temporel, la dispersion des valeurs des durées d'impulsions est plus petite après la transmission. Ceci peut être expliqué par le fait qu'on

ait choisi des durées d'impulsion supérieure à la durée optimale ($\tau_{in} = \tau_{out}$) et dans la zone de compression. Ainsi, si à l'entrée la variation de la largeur des impulsions était de 1,97 ps, à la sortie elle est de 0,46 ps. La durée moyenne de 80 impulsions en sortie (6,825 ps) est plus petite que la durée moyenne en entrée (7,67 ps). Nous observons une amélioration des dispersions temporelles, $\sigma_{out} = \sigma_{up,out} + \sigma_{down,out}$ et $\sigma_{in} = \sigma_{up,in} + \sigma_{down,in}$ ($\sigma_{out}/\sigma_{in} = 0,96$), mais cette amélioration ne se retrouve pas dans la valeur du facteur de qualité du signal parce que parallèlement nous avons compression des impulsions (le numérateur de l'équation 4.3 diminue).

Désynchronisation ou gigue temporelle Figure 4.19, les diagrammes de l'œil à l'entrée et à la sortie du dispositif sont calculés pour une séquence d'impulsions de largeur à mi-hauteur 6.78 ps, d'amplitude fixe et désynchronisées dans une fenêtre temporelle de largeur 1.24 ps centrée autour de l'instant τ médian du temps bit. Du point de vue intensité nous avons une petite dégradation du fac-

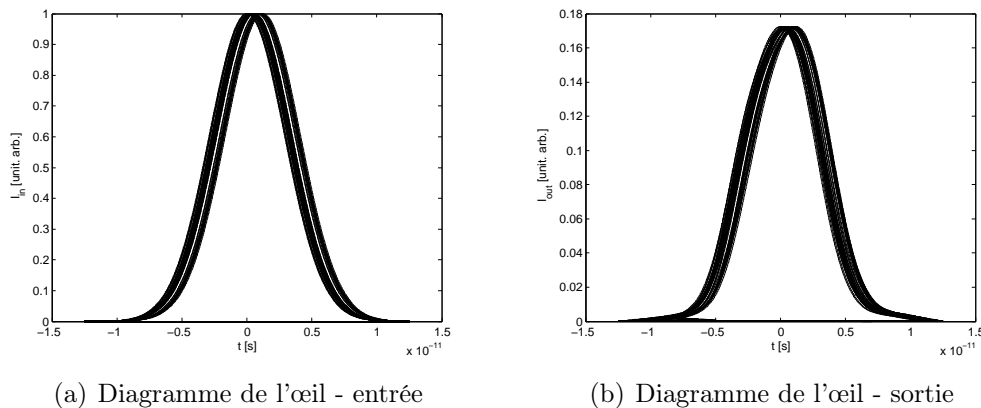


FIG. 4.19 – Diagramme de l'œil pour un signal désynchronisé

teur de qualité du signal ($-0,6$ dB), comportement normal, vu qu'à l'entrée du dispositif nous n'avons pas de variation d'intensité. Du point de vue temporel, la dégradation du facteur de qualité du signal est de $-0,1$ dB.

Les trois fluctuations simultanément Nous avons vu l'influence du dispositif au niveau de chaque dégradation possible du signal. Figure 4.20 nous donnons un exemple de fonctionnement en dynamique pour une séquence de 80 impulsions d'amplitudes et durées variables et désynchronisées. Du point de vue de l'intensité nous avons une amélioration du facteur de qualité du signal de $4,95$ dB et la dégradation du facteur de qualité temporel n'est que de $-0,47$ dB. La variation $\Delta\tau/\tau_{moyen}$ en entrée est de 24% et à la sortie de 9% .

Le tableau 4.3 présente une synthèse des résultats précédents.

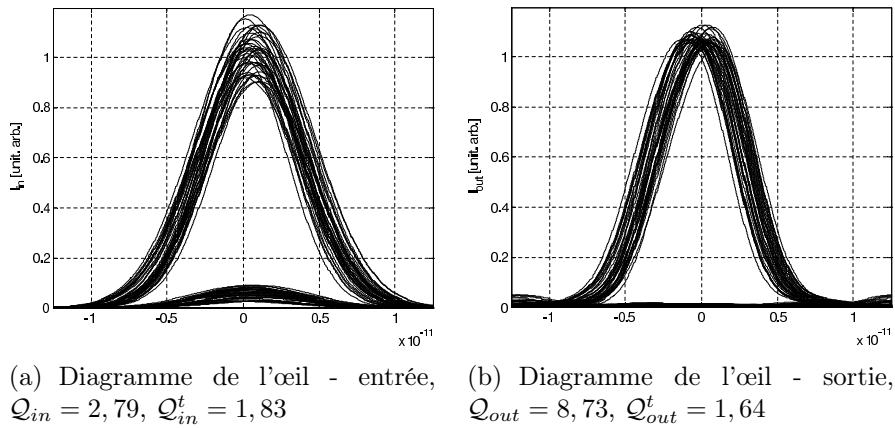


FIG. 4.20 – Diagramme de l'œil pour un débit de 40 Gb/s

TAB. 4.3 – Synthèse à 40 Gb/s

Type de fluctuation	$\frac{Q_{out}}{Q_{in}} [dB]$	$\frac{Q_{out}^t}{Q_{in}^t} [dB]$	$\frac{\Delta\tau}{\tau_{moyen,entree}} [\%]$	$\frac{\Delta\tau}{\tau_{moyen,sortie}} [\%]$
intensité	4,95	-1,47	0	8,11
durée	NC	-0,77	25,7	6,86
centre	-0,6	-0,1	0	4,79
les trois, avec pertes	4,95	-0,47	24,5	9,14

4.3.3 Structure compatible avec un signal à 10 Gb/s

Pour ce débit, le temps bit t_B est de $1/D = 100$ ps avec un rapport cyclique DC pris égal à 0,24 nous avons une largeur d'impulsion $\Delta\lambda_{impulsion} = 0,148nm$.

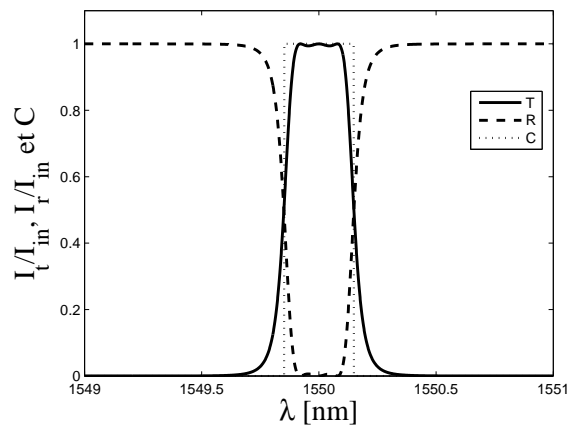


FIG. 4.21 – Spectres de réflexion et de transmission du filtre pour un débit de 10 Gb/s.

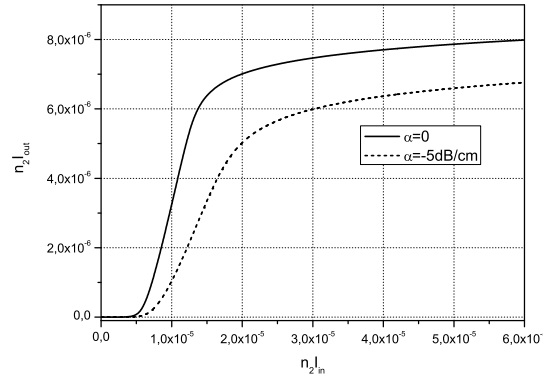


FIG. 4.22 – Intensité transmise en fonction de l'intensité d'entrée : $I_{out} = f(I_{in})$.

La largeur spectrale du filtre devra être de $\Delta\lambda_{\text{filtre}} = 0,296\text{nm}$. Le filtre (Fig.4.21) est composé de trois anneaux de rayon $R = 15,11 \mu\text{m}$ et par rapport à l'application précédente seuls les coefficients de couplage $\kappa_0 = \kappa_3 = 0,3j$ et $\kappa_1 = \kappa_2 = 0,04j$ sont réajustés. La réponse non-linéaire $I_{out} = f(I_{in})$ (Fig.4.22) est évaluée dans les deux cas d'une propagation avec ou sans perte. Nous conservons pour valeurs des pertes linéaires $\alpha = 5 \text{ dB/cm}$ et pour l'absorption à deux photons $\alpha_2 = 0,5\text{cm/GW}$. Pour déterminer la durée optimale de l'impulsion à transmettre on envoie une séquence d'impulsions gaussiennes avec un taux de remplissage compris entre 0,2 et 0,35.

Figure 4.23, l'intersection de la droite $\tau_{out} = \tau_{in}$ avec la courbe $\tau_{out} = f(\tau_{in})$ calculée

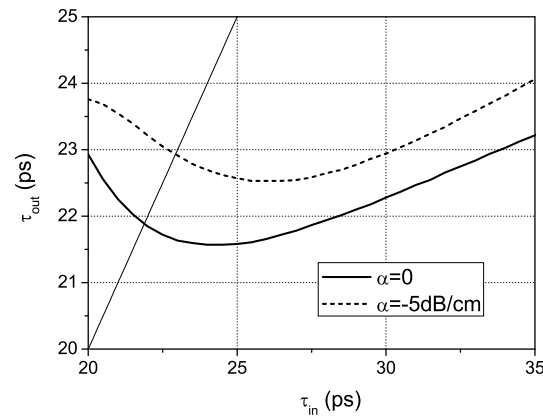


FIG. 4.23 – Largeur à mi-hauteur en sortie du dispositif en fonction de la largeur à mi-hauteur en entrée : $\tau_{out} = f(\tau_{in})$. La ligne continue fine est : $\tau_{out} = \tau_{in}$.

pour différentes valeurs de durées d'impulsions donne la valeur de la durée optimale.

La durée optimale correspond ici à $\tau_{in} = 22,96$ ps pour une propagation avec pertes et à $\tau_{in} = 21,86$ ps pour une propagation sans perte. Pour des valeurs plus grandes que la durée optimale, les impulsions en sortie auront une durée plus courtes qu'en entrée. Le dispositif peut être utilisé pour la compression d'impulsions.

Évaluation du comportement par rapport aux fluctuations :

L'intensité d'entrée et normalisée à $n_2 I_{max} = 5 \times 10^{-5}$.

Fluctuations d'amplitude Figure 4.24, les diagrammes de l'œil à l'entrée et à la sortie du dispositif sont calculés pour une séquence de 80 impulsions de largeur à mi-hauteur de 23 ps, valeur très proche de la durée optimale, synchronisées et d'amplitudes variables. En intensité, le facteur de qualité relatif est de 5,56 dB,

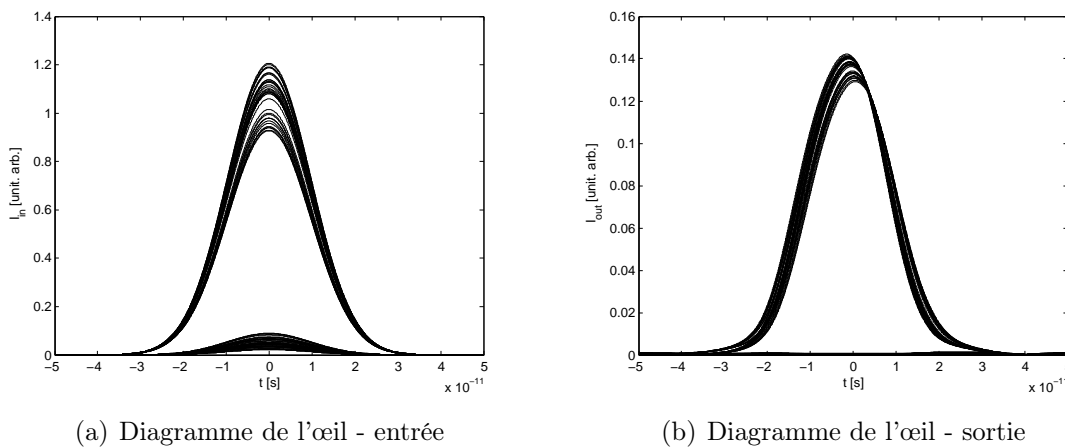


FIG. 4.24 – Diagramme de l'œil pour une variation de l'intensité du signal d'entrée

soit une amélioration. Le facteur de qualité temporel subit une dégradation de $-1,2$ dB. La variation $\Delta\tau/\tau_{moyen}$ passe de 0 en entrée à $5,3\%$ en sortie.

Fluctuations de durée Figure 4.25, les diagrammes de l'œil en entrée et sortie du dispositif sont simulés pour une séquence d'impulsions synchronisées, d'amplitude fixe et de largeurs à mi-hauteur minimale de 23 ps avec une variation de largeur s'étendant sur 7,9 ps à l'entrée du dispositif. En intensité on a une nette dégradation du facteur de qualité du signal, comportement normale, vu qu'à l'entrée du dispositif on n'a pas de variation d'intensité. Temporellement on a une dégradation du facteur de qualité du signal de $-0,08$ dB. La variation $\Delta\tau/\tau_{moyen}$ en entrée est de $29,65\%$ et de $13,25\%$ à la sortie. Donc, même si on a une dégradation du facteur de qualité du signal temporel, la dispersion des valeurs des durées d'impulsions est plus petite après transmission. Ceci s'explique par le fait qu'on ait choisi nos durées d'impulsion dans le

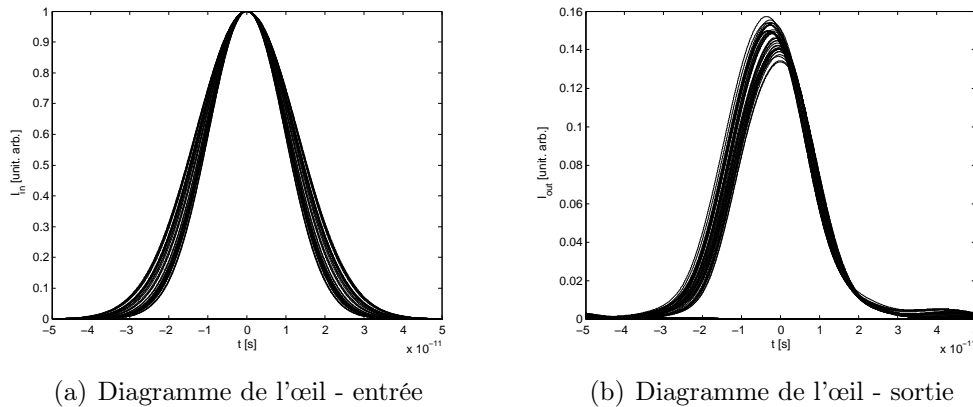


FIG. 4.25 – Diagramme de l’œil pour une variation de la durée du signal d’entrée

régime de compression du dispositif. La durée moyenne en sortie les 80 impulsions (24,3 ps) est inférieure à la durée moyenne en entrée pour (26,27 ps). Nous avons toujours l’effet de compression mais à la différence du fonctionnement à 40 (Gb/s) dans ce cas nous n’avons pas d’amélioration des dispersions temporelles, σ_{in} et σ_{out} .

Effet de la gigue temporelle Figure 4.26 on calcule le diagramme de l’œil à l’entrée et à la sortie du dispositif pour une séquence d’impulsions de largeur à mi-hauteur 23 ps, d’amplitude fixe et désynchronisées de 1,25 ps. La nette dé-

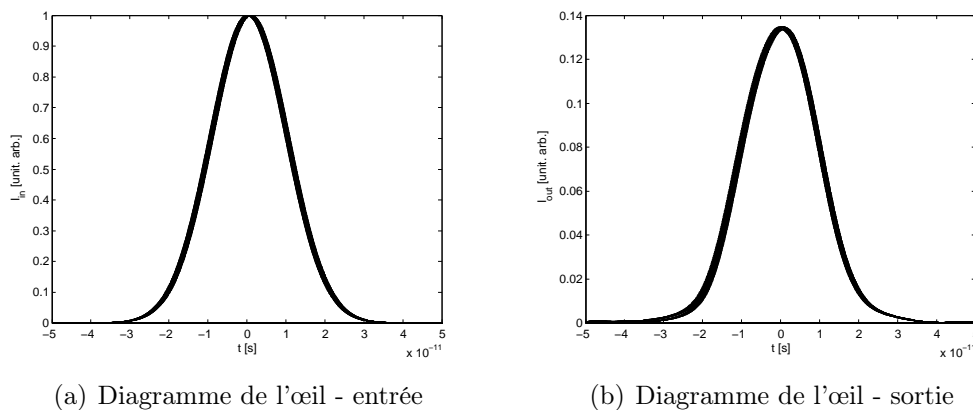


FIG. 4.26 – Diagramme de l’œil pour un signal désynchronisé

gradation du facteur de qualité du signal en intensité est due au fait qu’à l’entrée du dispositif on n’a pas de variations d’intensité. De point de vue temporel on a une dégradation du facteur de qualité du signal de $-0,5$ dB.

Les trois fluctuations simultanées Figure 4.27 nous présentons un exemple de fonctionnement en régime dynamique pour une séquence de 80 impulsions d’am-

plitudes et durées variables et désynchronisées. En intensité, on a une amélio-

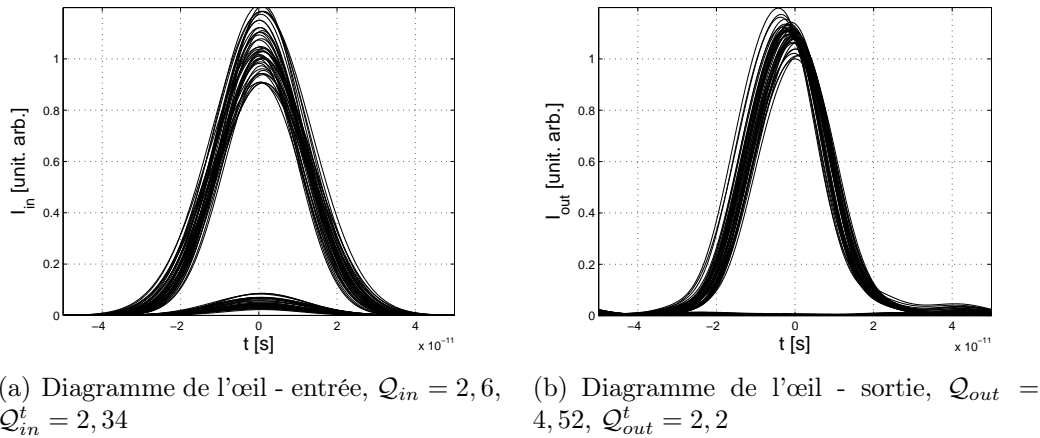


FIG. 4.27 – Diagramme de l'œil pour un débit de 10 Gb/s

ration du facteur de qualité de 2,99 dB. Temporellement on a une dégradation du facteur de qualité du signal de $-0,27$ dB. La variation $\Delta\tau/\tau_{moyen}$ en entrée est de 39,5 % et à la sortie de 12,4 %.

le tableau 4.4 donne l'évaluation numérique des facteurs de qualité relatifs pour les cas précédents.

TAB. 4.4 – Synthèse à 10 Gb/s

Type de fluctuation	$\frac{Q_{out}}{Q_{in}}$ [dB]	$\frac{Q_{out}^t}{Q_{in}^t}$ [dB]	$\frac{\Delta\tau}{\tau_{moyen,entree}}$ [%]	$\frac{\Delta\tau}{\tau_{moyen,sortie}}$ [%]
intensité	5,56	-1,2	0	5,3
durée	NC	-0,08	29,65	13,25
centre	-6	-0,5	0	2
les trois, avec pertes	2,99	-0,27	39,5	12,4

4.3.4 Structure compatible avec un signal à 2,5 Gb/s

Les caractéristiques matériau utilisées dans ces simulations sont toujours celles du PTS (Table 4.5) et nous considérons les mêmes pertes linéaires $\alpha = 5$ dB/cm.

Pour un signal à 2,5 Gb/s, le temps bit est de $1/D = 400$ ps. En considérant un rapport cyclique $DC = 0,198$ nous obtenons pour la largeur spectrale d'impulsion $\Delta\lambda_{impulsion} = 0,0445$ nm d'où un filtre de $\Delta\lambda_{filtre} = 0,089$ nm (Fig.4.28). Les

TAB. 4.5 – Caractéristiques du matériau utilisé pour la synthèse du filtre

indice	n_2	α_2
1.6	$2,2 \times 10^{-12} \text{cm}^2/\text{W}$	$0,5 \text{cm}/\text{GW}$

TAB. 4.6 – Caractéristiques du filtre à 2,5 Gb/s

Rayon	$\kappa_0 = \kappa_3$	$\kappa_1 = \kappa_2$
$15,11 \mu\text{m}$	$0,17 j$	$0,012 j$

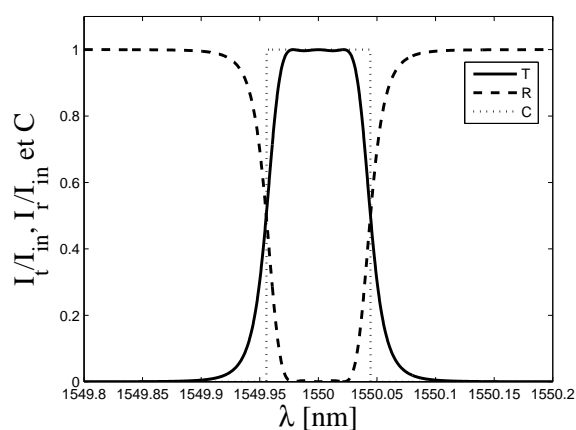
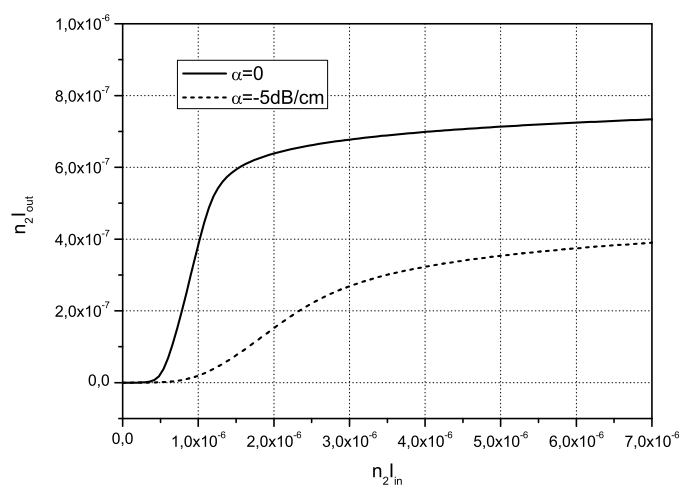


FIG. 4.28 – Spectres de réflexion et de transmission du filtre pour un débit de 2,5 Gb/s.

FIG. 4.29 – Intensité transmise en fonction de l'intensité d'entrée : $I_{out} = f(I_{in})$.

paramètres du filtre sont reportés table 4.6. La réponse non-linéaire stationnaire $I_{out} = f(I_{in})$ du filtre est reportée figure 4.29. L'intensité d'entrée normalisée est fixée telle que $n_2 I_{max} = 6 \times 10^{-6}$. La durée optimale des impulsions est déterminée avec un rapport cyclique $\in [0, 15; 0, 2]$.

La courbe $\tau_{out} = f(\tau_{in})$ (Fig.4.30) en est déduite. Nous observons sur les figures 4.29

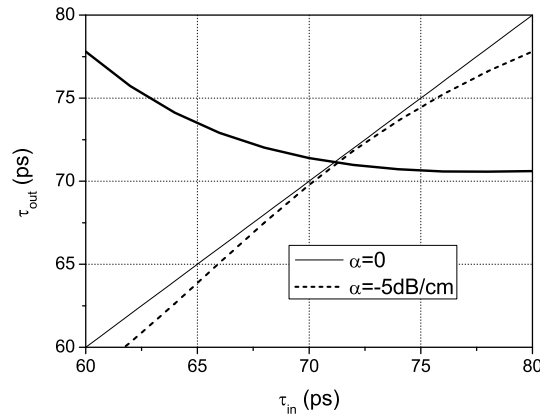
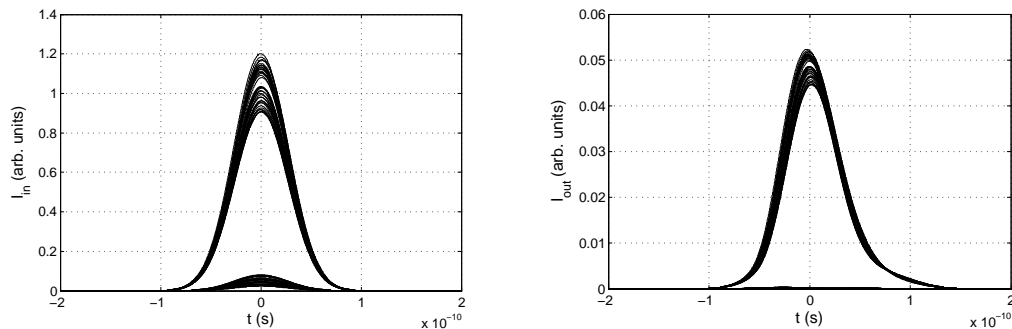


FIG. 4.30 – Largeur à mi-hauteur en sortie du dispositif en fonction de la largeur à mi-hauteur en entrée : $\tau_{out} = f(\tau_{in})$. La ligne continue fine est : $\tau_{out} = \tau_{in}$.

et 4.30 que dans ce cas l'influence des pertes sur le comportement stationnaire et dynamique est importante.

La figure 4.31 donne un exemple de fonctionnement en dynamique pour une séquence de 80 impulsions d'amplitudes variables. L'intensité d'entrée est normalisée à $n_2 I_{max} = 6 \times 10^{-6}$. Nous avons une amélioration du facteur de qualité en amplitude



(a) Diagramme de l'œil - entrée, $Q_{in} = 2,69$, $Q_{in}^t = 4,77$

(b) Diagramme de l'œil - sortie, $Q_{out} = 6,01$, $Q_{out}^t = 4,64$

FIG. 4.31 – Diagramme de l'œil pour un débit de 2,5 Gb/s

de 3,41 dB et une dégradation de -0,11 dB du facteur de qualité temporel. Les

impulsions en sortie présentent une distorsion.

L'approche stationnaire du dispositif montre une très faible transmission (cas avec pertes) et un écart important avec la courbe en "S" idéalement visée. De plus les simulations temporelles dans le cas des seules fluctuations d'amplitude (Fig. 4.31) révèlent une forte distorsion des impulsions. Nous n'avons donc pas approfondi l'étude à ce débit.

4.4 Exemple d'un dispositif 2×5

L'étude du régime stationnaire montre que plus le nombre d'anneaux utilisés est grand plus le seuil d'intensité pour le port "réfléchi" sera grand et meilleure sera la forme en "S" avec une intensité de saturation tendant vers l'horizontale. Néanmoins, même en considérant un matériau non dispersif, plus le nombre d'anneaux sera élevé, plus la dispersion structurelle le sera aussi. Cette nature très dispersive de la structure s'accompagne d'une capacité élevée à distordre le signal. A titre d'exemple nous présentons le cas d'un dispositif formé de deux étages de cinq anneaux pour une utilisation à un débit de 10 Gb/s. Avec les paramètres reportés dans la table 4.7 nous obtenons le filtre de la figure 4.32 et sa réponse non-linéaire $I_{out} = f(I_{in})$ (Fig.4.33).

La largeur optimale d'impulsion est de 18 ps. Les évaluations des diagrammes de

TAB. 4.7 – Caractéristiques du filtre 2×5

Rayon	$\kappa_0 = \kappa_5$	$\kappa_1 = \kappa_4$	$\kappa_2 = \kappa_3$
15, 11 μm	0, 602 j	0, 177 j	0, 128 j

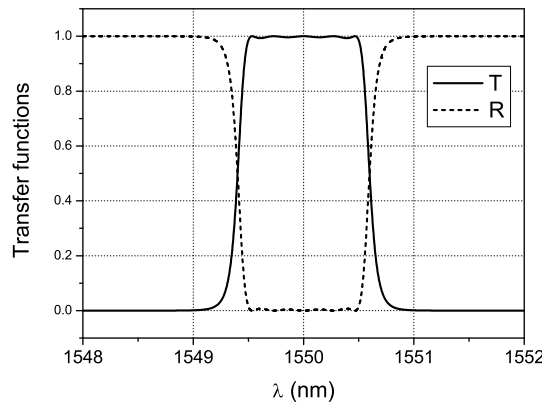


FIG. 4.32 – Spectres de réflexion et de transmission d'un étage du filtre 2×5 .

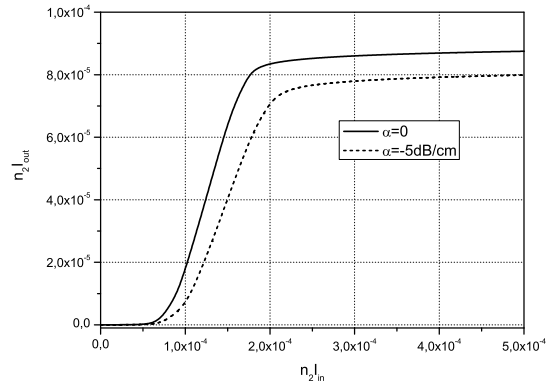
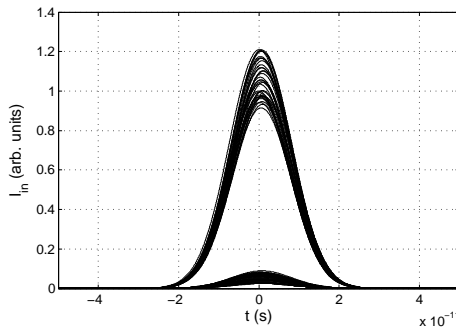
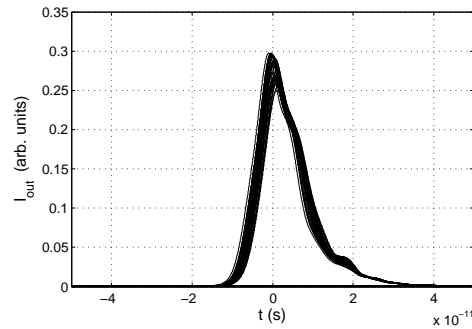


FIG. 4.33 – Comportement en régime stationnaire du dispositif 2×5 .

l'œil, pour un flux de données présentant des fluctuations d'amplitude (Fig.4.34), montrent clairement la distorsion du signal en sortie même si le dispositif joue correctement son rôle de réduction du bruit sur les symboles "1" et "0", avec une amélioration du facteur de qualité en amplitude de 3,43dB.



(a) Diagramme de l'œil - entrée, $Q_{in} = 2,66$, $Q_{in}^t = 4,19$



(b) Diagramme de l'œil - sortie, $Q_{out} = 5,86$, $Q_{out}^t = 2,11$

FIG. 4.34 – Diagramme de l'œil pour un débit de 10 Gb/s pour un dispositif formé des 2 étages de 5 anneaux

4.5 Conclusion

Nous avons montré la possibilité de réaliser la fonction de remise en forme du signal en utilisant des micro-anneaux couplés. Du point de vue des fluctuations d'amplitude nous observons une amélioration dans tous les cas présentés. L'énergie nécessaire à

l'entrée du dispositif est donnée par :

$$E_{in} = I_{max} \times \mathcal{S}_{eff} \times \tau. \quad (4.6)$$

Le tableau 4.8 regroupe les valeurs de E_{in} et de la puissance optique correspondante P_{in} calculées pour les différents débits et pour une aire effective du guide d'onde $\mathcal{S}_{eff} = 1\mu\text{m}^2$. Même pour les débits élevés nous restons dans des limites acceptables.

TAB. 4.8 – Synthèse des énergies nécessaires

<u>Nombre des anneaux</u> <u>étage</u>	<i>Débit</i> [Gb/s]	I_{max} [MW/cm ²]	E_{in} [pJ]	P_{in} [mW]
3	2,5	2,7	1,7	2,1
3	10	23	5,3	26
3	40	$2,3 \times 10^2$	16	$3,2 \times 10^2$
5	10	$1,36 \times 10^2$	0,45	1,23

En ce qui concerne les performances du dispositif dans le domaine temporel, pour un dispositif 2×3 et un débit de 40 Gb/s les impulsions sont très peu déformées à la sortie du dispositif. Toujours pour ce dispositif, si on diminue le débit, on s'autorise une structure plus résonante ce qui diminue la puissance requise, mais introduit plus de distorsion. Pour un dispositif 2×5 les impulsions sont très fortement déformées, même pour un débit intermédiaire de 10 Gb/s. Ceci vient certainement de la très forte dispersion artificielle introduite par le système de résonateurs couplés. Cette dispersion est d'autant plus importante que le nombre d'anneaux est grand (Fig.4.35). Pour limiter cet effet il faudrait lors de la conception des filtres également optimiser la structure en réduisant la dispersion de retard de groupe dans les zones de transition de la transmission. Ceci limiterait également l'introduction de gigue temporelle supplémentaire par la porte non-linéaire.

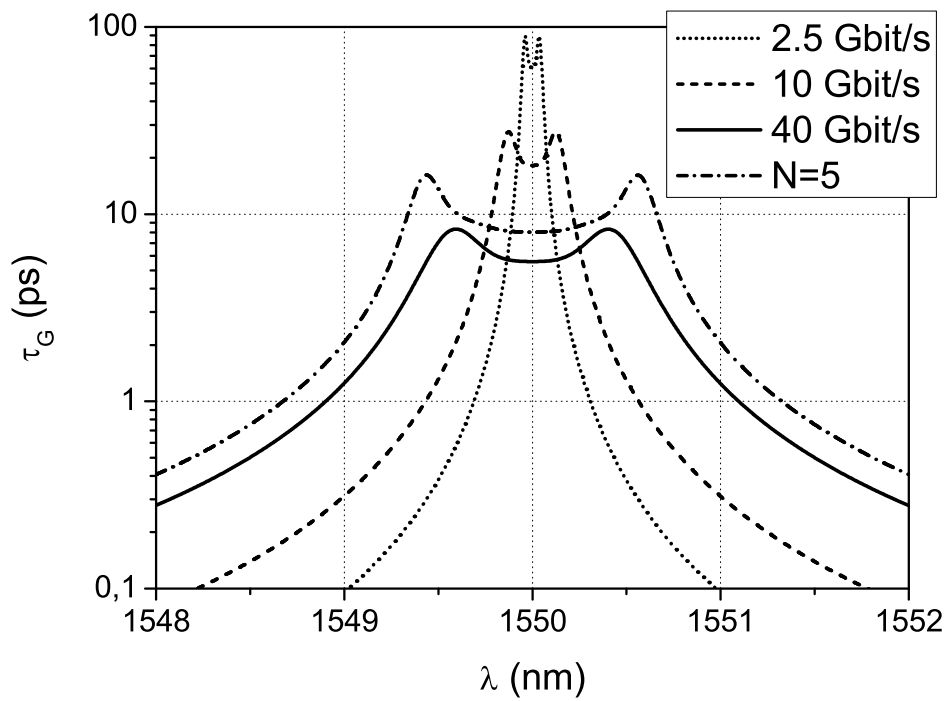


FIG. 4.35 – Dispersion de retard de groupe en fonction de la longueur d'onde

Chapitre 5

Lignes à retard optiques intégrées à base de microrésonateurs

Ce chapitre présente une utilisation des microrésonateurs comme élément dispersif pour des applications en hyperfréquences. Après un bref rappel théorique des propriétés dispersives d'un unique résonateur, nous présentons la fabrication de divers microrésonateurs à modes de galerie à forts facteurs de qualité. Enfin, nous proposons diverses méthodes de mesure de leurs facteurs de qualité. Ces méthodes fréquentielles et temporelles sont d'abord testées sur des résonateurs à fibres optiques dont les propriétés sont connues, puis utilisées sur les résonateurs à modes de galerie.

5.1 Principe et application à la génération de microondes

5.1.1 Configuration étudiée et modèle théorique

Dans tout ce chapitre le résonateur considéré est couplé avec l'extérieur par l'intermédiaire d'une unique ligne d'accès comme cela est décrit sur la figure 5.1. L'approche théorique du couplage de modes proposée par H. Haus [114] est parfaitement adaptée à l'étude de cette configuration. Dans ce paragraphe, nous présentons succinctement ce modèle qui nous servira non seulement à présenter les propriétés dispersives d'un résonateur mais également à exploiter les résultats expérimentaux présentés à la fin de ce chapitre.

Considérons le système décrit dans la figure 5.1 constitué d'un résonateur en anneau monomode de fréquence angulaire de résonance $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ de périmètre L et d'indice n couplé à une ligne d'accès. Le champ d'entrée est $s_{in}(t)$, le champ de

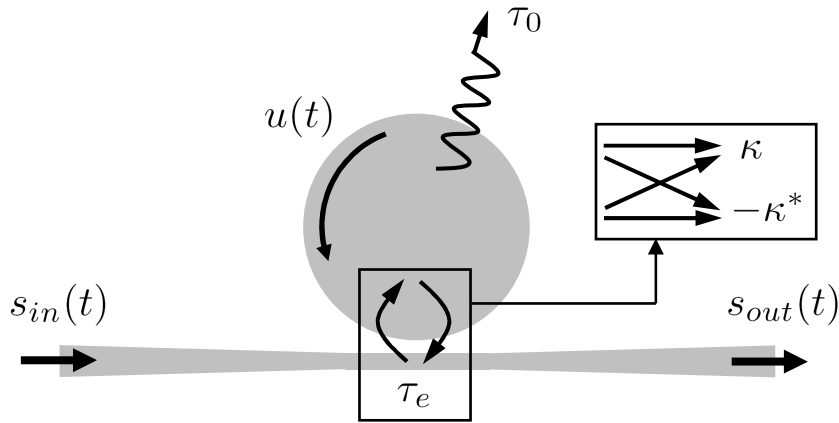


FIG. 5.1 – Résonateur en anneau monomode couplé à une unique ligne d'accès.

sortie $s_{out}(t)$ et $u(t)$ est le champ à l'intérieur du résonateur. $1/\tau_e$ représente le taux de déclin de l'amplitude du champ à travers le coupleur alors que $1/\tau_0$ est le taux de déclin intrinsèque dû à toutes les autres sources de pertes définies paragraphe 1.1.4 : absorption résiduelle, rugosité, etc. Le temps de vie global $\tau = 2\tau_{ph}$ des photons à l'intérieur de la cavité est donné par $1/\tau = 1/\tau_0 + 1/\tau_e$. Une autre façon de définir ce dernier paramètre consiste à le relier au facteur de qualité Q du résonateur par $Q = \omega_0\tau/2$. On peut par analogie définir un facteur de qualité de couplage $Q_e = \omega_0\tau_e/2$ et un facteur de qualité intrinsèque $Q_0 = \omega_0\tau_0/2$. Notons que le facteur de qualité de couplage est relié au coefficient de couplage utilisé dans les chapitres précédents par :

$$|\kappa|^2 = n\omega_0 L / (cQ_e). \quad (5.1)$$

L'équation donnant l'évolution de l'amplitude complexe $u(t)$ du mode s'écrit alors [114] :

$$\frac{du}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau} \right) u(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} s_{in}(t). \quad (5.2)$$

Le champ de sortie, peut alors s'exprimer de la manière suivante :

$$s_{out}(t) = -s_{in}(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} u(t). \quad (5.3)$$

Si on se limite pour le moment au régime stationnaire, le champ d'entrée peut s'écrire : $s_{in}(t) = s_0 \exp(j\omega t)$, où la pulsation du mode ω s'exprime à l'aide du désaccord en fréquence δ par $\omega = \omega_0 + 2\pi\delta$. La fonction de transfert en amplitude du système s'écrit alors :

$$\sqrt{|T|} \exp(j\phi) = \frac{s_{out}}{s_{in}} = \frac{\frac{1}{\tau_e} - \frac{1}{\tau_0} - 2\pi j\delta}{\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_0} + 2\pi j\delta} \quad (5.4)$$

dans cette dernière expression, ϕ représente le déphasage induit par le résonateur et T est la transmission en intensité du système :

$$T = \left| \frac{s_{out}}{s_{in}} \right|^2 = \frac{\left(\frac{1}{\tau_e} - \frac{1}{\tau_0} \right)^2 + 4\pi^2 \delta^2}{\left(\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_0} \right)^2 + 4\pi^2 \delta^2}. \quad (5.5)$$

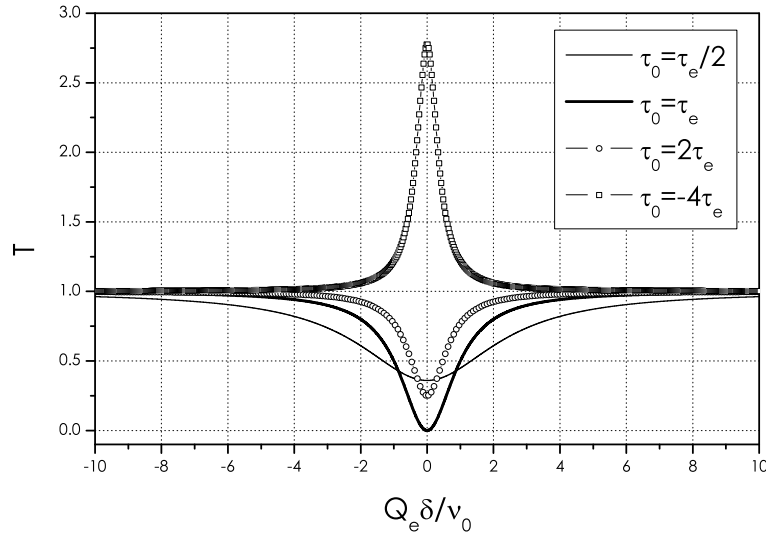


FIG. 5.2 – Transmission en fonction du désaccord pour différents régimes de couplage.

La figure 5.2 montre quelques exemples de transmission en intensité pour différentes valeurs relatives de τ_e et τ_0 , ce qui va nous permettre de définir les différents régimes de couplage :

- a) $0 < \tau_0 < \tau_e$: régime de sous-couplage (cas $\tau_0 = \tau_e/4$ en trait fin sur la figure 5.2)
- b) $\tau_0 = \tau_e$: régime critique (en trait épais sur la figure 5.2). Dans ce cas la transmission à résonance s'annule et le couplage d'énergie de l'extérieur vers le résonateur est maximal.
- c) $\tau_0 > \tau_e$: régime de sur-couplage (cas $\tau_0 = 2\tau_e$ représenté par des cercles sur la figure 5.2)
- d) $\tau_0 < -\tau_e < 0$: régime d'amplification sélective (cas $\tau_0 = -4\tau_e$ représenté par des carrés sur la figure 5.2). Si $\tau_0 \rightarrow -\tau_e$: régime LASER

On peut également souligner le cas : $1/\tau_0 = 0$ correspondant à un résonateur parfaitement transparent. Dans ce cas le système équivaut à un interféromètre de Gires-Tournois [138], la transmission en intensité reste égale à 1 et le résonateur se comporte

alors comme un système purement déphasant. Enfin il convient à ce stade de rappeler que le facteur de qualité global du résonateur peut être déduit de la courbe de transmission en mesurant sa largeur à mi-hauteur $\Delta\omega$ et en calculant : $Q = \omega/\Delta\omega$.

5.1.2 Utilisation d'un résonateur comme ligne à retard optique

A partir de l'expression de la phase, on rappelle que nous pouvons également définir le retard de groupe τ_G (Eq.4.5) induit par le système sur la lumière incidente :

$$\tau_G = \frac{\partial\phi}{\partial\omega}. \quad (5.6)$$

τ_G quantifie directement le retard induit par le résonateur sur des impulsions dont la largeur spectrale serait adaptée. Ces propriétés permettent d'envisager l'utilisation de microrésonateurs non-seulement en tant que filtre comme cela a déjà été largement décrit dans ce manuscrit mais également en tant que ligne dispersive. Pour un résonateur passif simple la configuration de type interféromètre de Gires-Tournois est la plus intéressante puisque elle garantit une transmission constante tout en induisant une très forte dispersion. Nous allons nous limiter à ce système pour illustrer les propriétés dispersives d'un résonateur unique. Si on considère une propagation sans perte ($\tau_0 \rightarrow \infty$), le déphasage introduit par le résonateur s'écrit :

$$\phi = -2 \arctan(2\pi\delta\tau) \quad (5.7)$$

et le retard de groupe est donné par :

$$\tau_G = -\frac{2\tau}{1 + 4\pi^2\delta^2\tau^2}. \quad (5.8)$$

La figure 5.3 représente la phase ϕ et le retard de groupe τ_G dans le cas $1/\tau_0 = 0$. A résonance on a : $|\tau_G| = 2\tau = 4Q/\omega_0$. Cet exemple illustre le fait que les propriétés dispersives du résonateur sont directement liées à la durée de vie τ des photons ou encore au facteur de qualité du résonateur Q . Dans la suite nous présenterons des microrésonateurs et l'évaluation de leur facteur de qualité ce qui nous permettra de juger de leurs potentialités comme ligne à retard optique.

5.1.3 Application en hyperfréquences

La figure 5.4 montre le schéma de principe d'un oscillateur optoélectronique en simple boucle. Cette architecture a été proposée par l'équipe de L. Maleki (JPL - Caltech)[139] [140] pour obtenir des oscillateurs microondes aux qualités spectrales

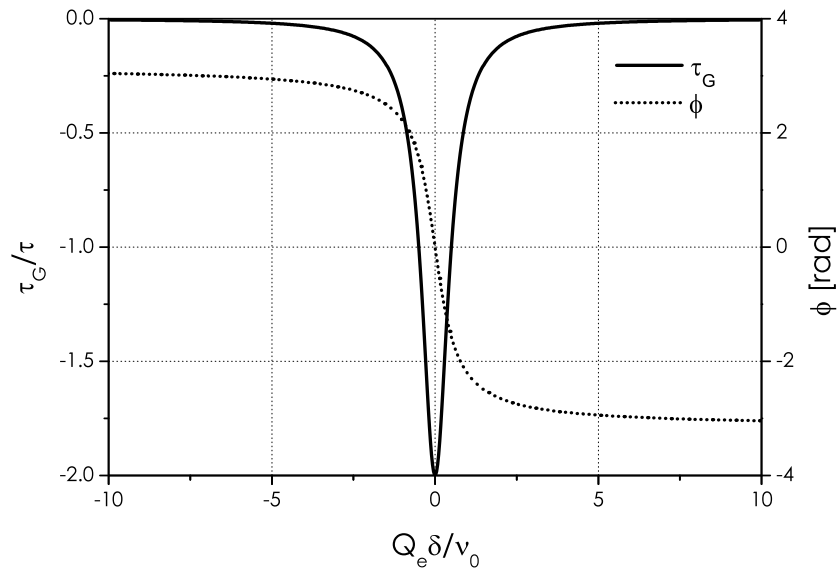


FIG. 5.3 – Déphasage et retard de groupe introduit par un résonateur dans le cas $\tau = \tau_e$.

meilleures que celles des oscillateurs à quartz déjà existants. Le principe de fonctionnement est semblable à celui d'un LASER. Le signal microonde est inscrit sur une porteuse optique à l'aide d'un modulateur externe associé à un LASER. La boucle de contre réaction est assurée par une bobine de fibre optique. Une photodiode permet de récupérer le signal hyperfréquence qui est ensuite amplifié puis réinjecté dans la ligne à retard optique. Comme pour un LASER, la cohérence du signal généré dépend directement de la longueur de la ligne à retard. La fibre optique est avantageuse par rapport à une ligne à retard électrique du fait de sa très faible atténuation et des longueurs très importantes de retard (≈ 1 km) qu'elle permet. L'objectif du projet ANR O²E piloté par le laboratoire FEMTO-ST (Université de Franche-Comté) auquel nous participons consiste à remplacer la bobine de fibre optique par un microrésonateur permettant un retard équivalent tout en limitant la sensibilité du système complet aux instabilités mécaniques et en permettant une intégration potentielle. Si on suppose une propagation sur une longueur de 1 km dans une fibre d'indice de groupe pris approximativement égal à 1,5 on obtient un retard de groupe $|\tau_G| = 10^3 \times 1,5 / (3 \times 10^8) = 5 \mu\text{s}$. Pour une longueur d'onde $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$, $f_0 \approx 200$ THz, il faut donc viser un résonateur dont le facteur de qualité vaut environ : $Q = 2\pi f_0 |\tau_G| / 4 \approx 1,6 \times 10^9$.

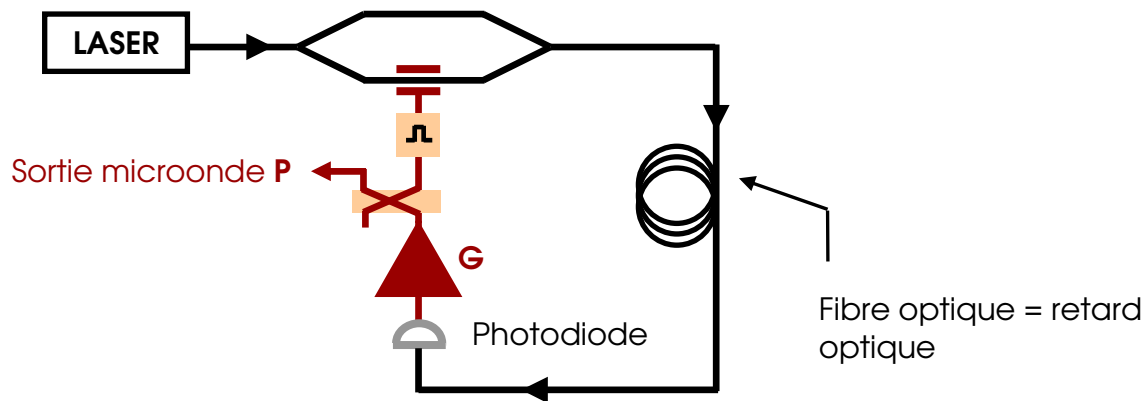


FIG. 5.4 – Architecture d'un oscillateur optoélectronique

5.2 Fabrication des microrésonateurs

5.2.1 Choix d'un procédé de fabrication

Historiquement, lorsque nous avons envisagé l'étude des microlasers à modes de galerie au laboratoire, notre but était de pouvoir fabriquer des microsphères de qualité optique de quelques dizaines de micromètres de diamètre (jusque $200\ \mu\text{m}$), constituées d'un solide diélectrique dopé avec une ou plusieurs terres rares. Un procédé de fabrication a été recherché afin de satisfaire aux contraintes suivantes :

1. Liberté de choix du matériau isolant (silice, verre fluoré...) et des ions terres rares dopants (Néodyme, Erbium, Thulium...).
2. Sphères exemptes de défauts internes ou de surface, pour ne pas induire de pertes supplémentaires par diffraction.
3. Meilleure sphéricité possible.

5.2.1.1 Les méthodes déjà employées

Les laboratoires étudiant les microsphères de silice avaient développé des procédés de fabrication de microsphères à partir de fibres. Ainsi, la solution retenue au Laboratoire Kastler Brossel de l'E.N.S. consiste à fondre l'extrémité d'une fibre à l'aide d'un laser à CO_2 , ou d'un chalumeau. Les forces de tension superficielles donnent une goutte de forme sphérique [65]. Cette méthode permet d'obtenir des sphères de très bonne qualité, mais le premier point de notre cahier des charges n'était pas satisfait, puisqu'elle nécessite au préalable la fabrication de fibres de mêmes caractéristiques que celles des sphères que l'on veut obtenir.

Nous avons donc envisagé une autre solution, qui consiste à fabriquer les sphères à partir de poudres. Il suffit dans ce cas de se procurer des morceaux de verre, puis

de les concasser. En portant les poudres obtenues à une température proche de leur température de fusion, en chute libre à travers la flamme d'une torche plasma microonde [47]. Les forces de tension superficielles du matériau leur donnent une forme de sphère. La forme est figée par la transition brutale entre la sortie de la flamme et l'atmosphère ambiante, ce qui permet de les figer dans leur forme sphérique et de réaliser la trempe nécessaire à la conservation d'une structure amorphe. Les poudres sont fondues sur les quelques centimètres de longueur du plasma généré par la torche. La température au sein du plasma est fonction des débits d'oxygène et d'argon, ainsi que la puissance micro-onde. Elle est ajustée pour chaque type de verre. Ce dispositif permet l'obtention de température comprises entre 800 °C et ~ 2300 °C, ce qui offre la possibilité de manipuler des matériaux aussi différents que des verres fluorés, caractérisés par de basses températures de fusion, ou des verres oxydes comme les verres silicates associés à de très hautes températures de fusion.

5.2.1.2 Avantages et inconvénients de la fabrication par torche plasma

La fabrication de microsphères à partir de poudres, offre une plus grande flexibilité au niveau du choix du couple verre-dopant que la méthode de "fibre fondue". L'obtention de sphères libres apporte un premier inconvénient. Les sphères n'ont pas de support propre pour les manipuler aisément. Il faut posséder les techniques permettant d'attraper les sphères une à une, de les manipuler pour ensuite les coller sur un support afin de les insérer dans le montage optique. Le deuxième inconvénient est inhérent à la torche conçue pour fabriquer des sphères de diamètre maximum 200 μm . Autrement dit pour un matériau d'indice $n = 1,45$ le pseudo-ISL (Eq.1.24) serait de l'ordre de 0,3 THz. Cet inconvénient est majeur pour les applications recherchées où il nous est demandé de fabriquer des sphères telles que le pseudo-ISL séparant deux modes adjacents soit de quelques GHz, cet écart devant correspondre à l'écart entre la porteuse et une bande latérale.

Le matériau vitreux retenu, pour fabriquer des résonateurs sphériques par fusion, est de la silice de très haute pureté et non dopée en ions terres rares puisque les applications peuvent être qualifiées de passives. De cette manière, les facteurs de qualité intrinsèques des résonateurs ne seront limités que par la seule absorption du matériau à condition que l'état de surface soit de bonne qualité. Ce choix implique que nous ne retenions pour le procédé de fabrication que les deux dernières contraintes mentionnées précédemment (paragraphe 5.2.1).

5.3 Fabrication de sphères de diamètre supérieur à $200 \mu\text{m}$

Les sphères en verre oxyde type verre silicate peuvent être fabriquées par fusion de l'extrémité d'une baguette de diamètre approprié du matériau retenu. Nous avons utilisé deux procédés de fusion différents suivant les diamètres de résonateurs désirés. Dans le cadre de cette étude, nous avons utilisé des tiges de verre homogène c'est-à-dire ne présentant pas de structure cœur-gaine optique. Notre choix s'est porté sur un verre de même nature que celui utilisé pour la fabrication des fibres optiques monomodes. Ce verre présente une très faible concentration en impuretés ($< 0,3 \text{ ppm}$) et en ions OH^- ($< 0,2 \text{ ppm}$) et son atténuation optique est minime ($0,2 \text{ dB/km}$ à 1550 nm).

Lors de la fabrication des résonateurs, la validation et la sélection de ceux-ci est assuré par visualisation directe de la sphère. Deux moyens sont utilisés :

1. Le contrôle visuel "classique" sous binoculaire ou microscope - son rôle est de s'assurer de l'absence de défauts importants, à savoir : microbulles internes, dépôts surfaciques ou rayures voire fêlures. Ce test est toujours effectué. Il permet entre-autres une première approximation du diamètre de résonateur obtenu.
2. Les images sous microscope électronique - ce test permet un examen précis de l'état de surface du résonateur ainsi qu'une estimation de la rugosité moyenne de celle-ci.

5.3.1 Propriétés du procédé de fabrication envisagé

Quel que soit le procédé de fabrication utilisé, celui-ci doit répondre à trois critères :

1. La source de chaleur doit être chimiquement inerte pour ne pas modifier la composition des verres.
2. La durée du processus de fusion doit être assez long pour permettre un transfert d'énergie. Ce critère correspond au temps de transit des poudres dans la flamme dans le cas de l'utilisation de la torche plasma.
3. Le dépôt de chaleur doit se faire progressivement pour éviter toute évaporation de matière.

5.3.2 Nettoyage de l'ébauche

Le protocole de nettoyage de la tige est le même quel que soit le diamètre de résonateur recherché et le processus de fusion retenu. La tige est préalablement nettoyée à l'aide d'acétone et d'éthanol, pour lever toute trace de dépôt organique. Le nettoyage à l'aide d'acétone et d'éthanol est complété par un nettoyage à la flamme d'un chalumeau convenablement réglé de manière à éviter les dépôts de combustion sur la surface de l'ébauche ainsi obtenue. Il est important de ne pas nettoyer cette ébauche après fabrication. Cela ne peut qu'ajouter des impuretés et diminuer les facteurs de qualité. Si un doute existe quant à la pureté de la tige, il est préférable d'en fabriquer une nouvelle.

5.3.3 Fusion par arc électrique

La fusion de l'ébauche est aisément obtenue en utilisant un arc électrique. Cette technique produit une très faible quantité de suie qui en se déposant sur la surface de la sphère aurait un effet désastreux sur les pertes de la cavité. Dans notre cas, l'arc électrique est produit par une soudeuse à fibres optiques programmable (ERICSSON FSU 925). Un tel dispositif obéit par construction aux critères de fabrication indiqué au §5.3.1. Cet appareil permet un positionnement de l'ébauche et un transfert d'énergie de haute qualité ce qui donne une reproductibilité élevée en taille et forme des résonateurs sphériques. Pendant la fabrication, une fois la température de la silice au-delà de la température de fusion, les forces de tension superficielle donne naturellement une forme sphéroïdale au matériau. Si la source de chaleur est enlevée la solidification est quasi-instantanée. Avec un tel protocole en ne procédant qu'à une seule fusion nous obtenons aisément des résonateurs de diamètres doubles à celui du diamètre de la tige utilisée, par exemple avec une ébauche de diamètre initial 125 μm nous obtenons des résonateurs de diamètres compris entre 250 et 280 μm (Fig.5.5). Il est possible d'agir sur la forme du sphéroïde pendant la fabrication pour cela nous utilisons deux actions différentes, à savoir la rotation de la sphère et l'augmentation de la quantité de verre à fondre. Ainsi, si nous voulons obtenir des diamètres plus importants, nous pouvons 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, nous atteignons un diamètre limite de 400 μm (Fig.5.6). 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.

Nous pouvons noter que cette technique de fusion par arc électrique peut être utilisée pour obtenir des diamètres de résonateur inférieurs, c'est-à-dire dans la même gamme que ceux obtenus avec la torche plasma. Dans ce cas, avant de procéder à la fusion nous devons faire subir un étirage à l'ébauche. Cette étape a pour but d'obtenir une ébauche de diamètre de quelques dizaines de microns, à partir de laquelle la microsphère sera fabriquée. On part pour cela d'une baguette de silice de $125\ \mu\text{m}$ de diamètre et de quelques centimètres de longueur. Elle est ensuite rapidement étirée dans la flamme d'un chalumeau méthane-oxygène. Comme dans la phase de nettoyage, le choix du mélange de gaz est important. Un manque d'oxygène entraîne une combustion incomplète, qui crée des dépôts noirâtres à la surface de la fibre. Trop d'oxygène donne une température de la flamme trop élevée, les tiges présentent alors des microbulles ou un dépôt surfacique de silice. Dans les deux cas, un bon facteur de qualité est impossible à atteindre. Le diamètre de l'ébauche étirée dépend de la quantité de silice qui est fondue dans la flamme et de la vitesse d'étirage. Avec un peu de pratique, on arrive à fabriquer des fibres de diamètre compris entre $20\ \mu\text{m}$ et $60\ \mu\text{m}$, homogènes sur plusieurs centimètres ($\sim 10\ \text{cm}$). Avec un tel protocole en utilisant des tiges étires on obtient des sphères de diamètres inférieurs à $100\ \mu\text{m}$ (Fig.5.7).

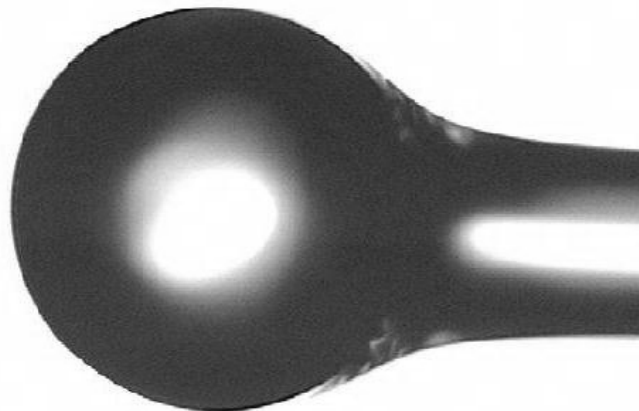
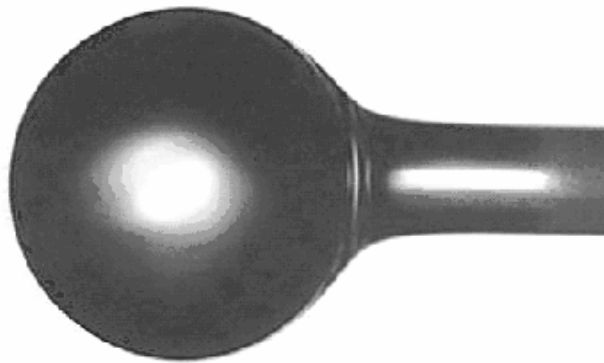
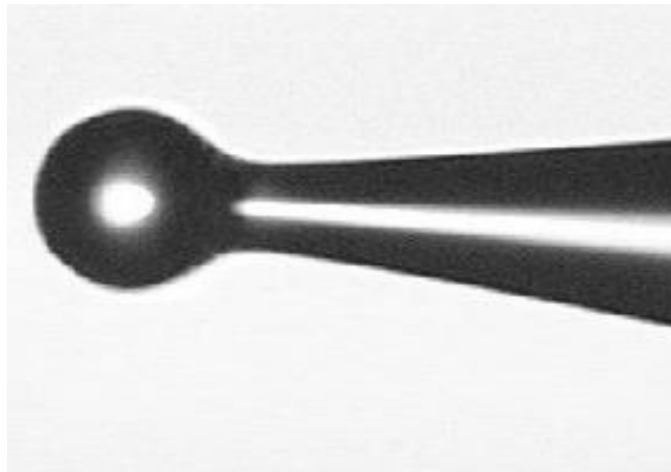


FIG. 5.5 – Microsphère de diamètre $277\ \mu\text{m}$.

5.3.4 Fusion par 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 $2\ \text{mm}$ de diamètre. L'ébauche est un tronçon de tige d'une longueur approximative de $10\ \text{cm}$. Une telle longueur permet d'insérer l'ébauche dans le mandrin d'un

FIG. 5.6 – Microsphère de diamètre 404 μm .FIG. 5.7 – Microsphère de diamètre 63 μm .

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. Le rôle de l'outil est rempli par le faisceau d'un laser CO_2 , source de chaleur propre, sans flux de gaz, dont le faisceau peut être très bien focalisé et dont on peut facilement contrôler la puissance. Ne disposant pas d'un tel laser au laboratoire nous avons traité cette étude en collaboration avec la société lannionaise "LASEO" qui utilise un laser CO_2 industriel de puissance 35 W dont la puissance moyenne peut être ajustée. Le tour est dans une position classique horizontale. 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 $^{\circ}\text{C}$) où les contraintes internes du verre sont relâchées, à la température de fusion (vers 1700 $^{\circ}\text{C}$), 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 CO₂.

5.3.4.1 Procédure de fabrication

La procédure de fabrication obéit à un protocole en deux étapes :

1. Le pré-alignement des faisceaux lasers : la fibre ébauche est placée aux foyers de deux lentilles, chacune faisant converger un faisceau du laser CO₂. La superposition de ces deux faisceaux est critique. Après un ajustement grossier, le réglage fin s'effectue en superposant, sur un morceau de fibre ébauche identique à celle que l'on veut utiliser pour les sphères, les spots lumineux des deux faisceaux dus au chauffage de la silice. 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.
2. Le processus de fusion se fait en deux étapes :
 - (a) on chauffe précautionneusement la fibre en dessous de son support pour ramollir le verre avec une flamme (micro-chalumeau) ;
 - (b) la fabrication de la sphère elle-même. Pour cela, on chauffe la fibre à la température de fusion. Les tensions de surface induisent alors une accréation 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.

La mise au point du processus complet a nécessité trois séries de tests.

La première série a consisté en la mise au point des procédures de nettoyage et de fabrication exposées ci-dessus. A ce stade seule des tiges de silice standard ont été manipulées. Néanmoins cette étape permettait de faire l'estimation de la rugosité moyenne de la surface des résonateurs et de constater qu'elle était comparable (Table.5.1) aux résultats obtenus par Gorodetsky *et al.* [34] ce qui nous donne un facteur de qualité Q_{surf} de $1,7 \cdot 10^{12}$ (Eq.1.31). Cette valeur montre que le facteur de qualité intrinsèque de résonateur de grand diamètre ne sera limité que par le facteur de qualité Q_{att} associé à l'absorption du matériau.

La seconde série a permis de raffiner le processus dans le but d'obtenir le diamètre voulu du résonateur à un dixième de millimètre près. Lors de ces essais, nous avons cherché à obtenir des diamètres compris entre 3 et 4 mm, autrement dit des résonateurs associés à des ISL compris entre 22 et 16,4 GHz. La gamme de résonateurs

TAB. 5.1 – Estimation de Q_{surf} pour une sphère SiO_2 de diamètre $\phi = 1,1$ mm

indice	ordre radial	ℓ moyen	σ	Q_{surf}
1,45	1	3000	~ 5 nm	$1,7 \cdot 10^{12}$

réalisés correspondait en tout point à notre désir en termes de diamètres : $\phi = 3,2$; $3,3$; $3,4$; $3,5$; $3,75$ et $3,8$ mm. Par contre à l'examen sous microscope il apparaît clairement que la qualité de l'état de surface des résonateurs n'était pas là. Le conditionnement après fusion n'étant pas une priorité à ce stade de l'étude, les sphères présentaient de nombreux dépôts sur leurs surfaces (Fig.5.8). Après nettoyage à la

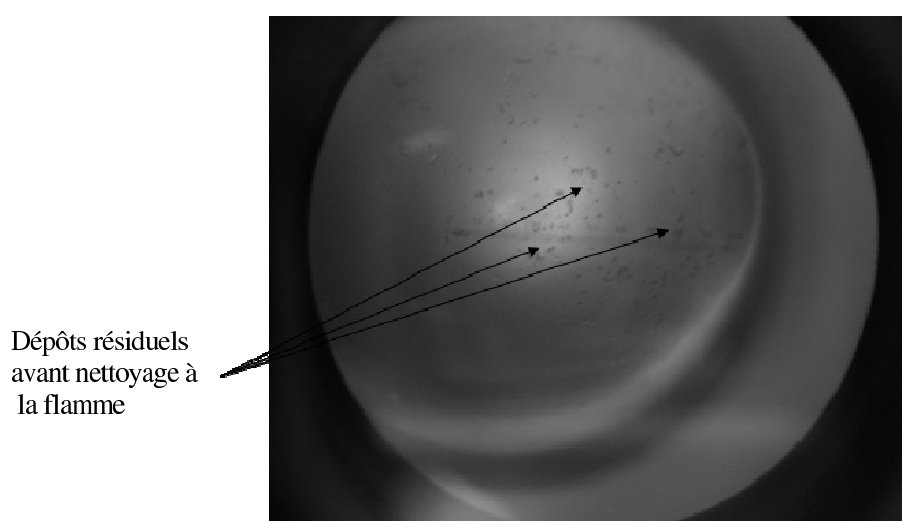


FIG. 5.8 – Minisphère de 3,3mm de diamètre avant nettoyage.

flamme d'un micro-chalumeau (Fig.5.9) les dépôts de suie et poussières disparaissent néanmoins d'importants défauts de surface ainsi que des microbulles subsistent sur et dans le résonateur. Ces résultats sont confirmés par les photos, prises sous microscope électronique, d'une autre sphère de diamètre ($3,3 - 3,4$ mm) de la même série de tests de réalisation (figures 5.10). Nous y observons 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 ébauche mal conditionnée.

Forts de ces expériences nous avons modifié deux phases du processus de fabrication. Nous agissons en premier sur l'ébauche. Après une première phase de nettoyage (protocole 5.3.2) l'ébauche est polie sur toutes ses faces (latérale et face clivée) entre chaque étape de polissage le protocole de nettoyage est appliqué. La réduction des aspérités sur l'ébauche évite le piégeage de microbulles lors de la fusion. En second lieu le protocole suivi pour la fusion est légèrement modifié avec une variation pro-

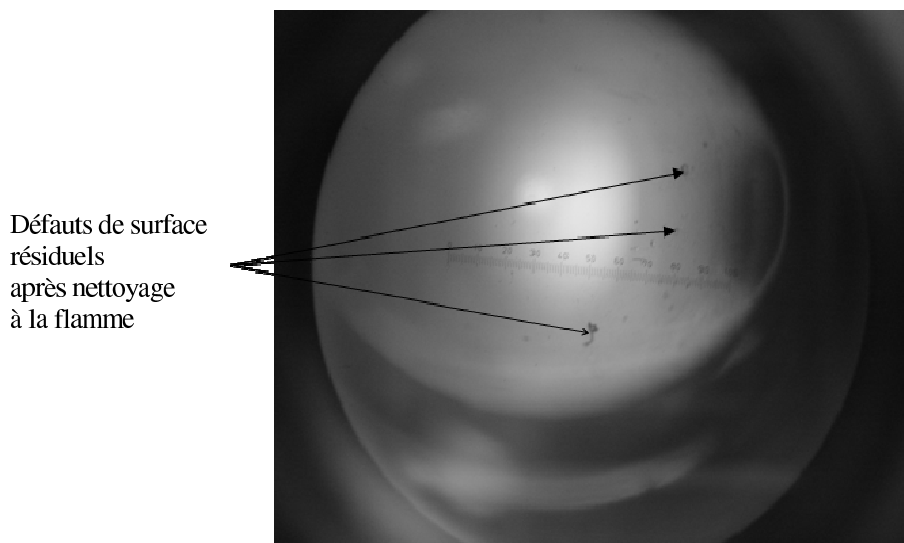


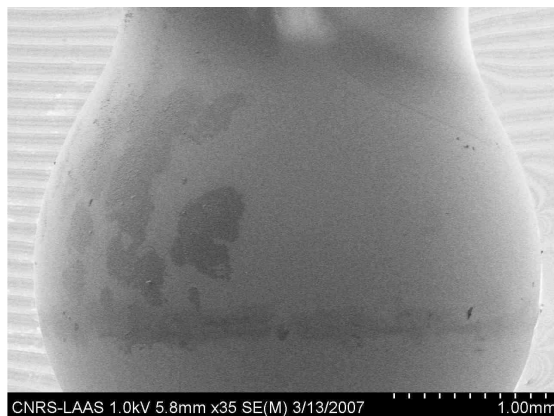
FIG. 5.9 – Minisphère de 3,3mm de diamètre après nettoyage.

gressive de la puissance du laser CO_2 en fonction de la masse de verre en fusion mis en jeu lors de l'usinage du résonateur. L'observation sous microscope (optique) 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 nous avons obtenus des mesures de facteur de qualité de $2 \cdot 10^8$ (paragraphe 5.3.5).

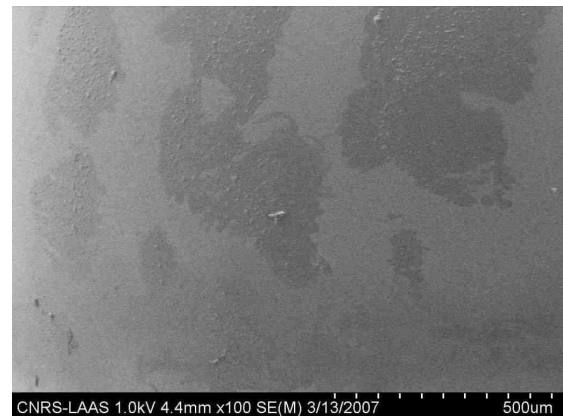
5.3.5 Méthode du balayage en longueur d'onde

La méthode du balayage en longueur d'onde consiste à utiliser une source LASER accordable pour venir sonder en longueur d'onde la cavité résonante à caractériser. Simultanément au balayage de la longueur d'onde, on mesure en sortie la transmission du système. Suivant la longueur d'onde du laser, la cavité donnera une réponse en intensité différente. De cette manière nous déterminons la réponse en transmission du système. De cette mesure nous déduisons directement la largeur à mi-hauteur des résonances ainsi que l'intervalle spectral libre entre deux résonances. La valeur du facteur de qualité $Q = \omega/\Delta\omega$ se déduit directement de ces mesures (voire figure 5.11).

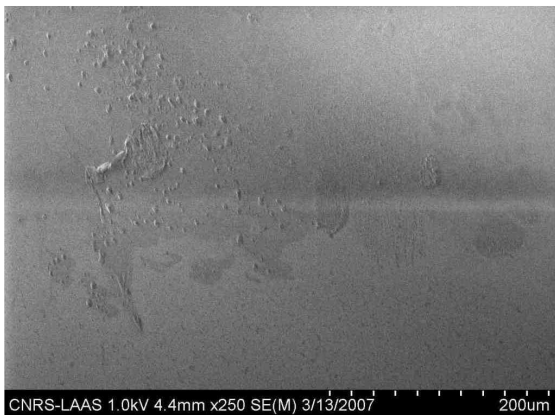
Dans le cas général, la mesure du facteur de qualité par la méthode du balayage en longueur d'onde permet de connaître uniquement le facteur de qualité Q du système complet c'est-à-dire de l'ensemble {résonateur + dispositif de couplage} en intégrant les pertes qu'il apporte sans pour cela donner une information sur le régime de couplage réalisé. Lorsque la transmission du système s'annule rigoureusement il est alors



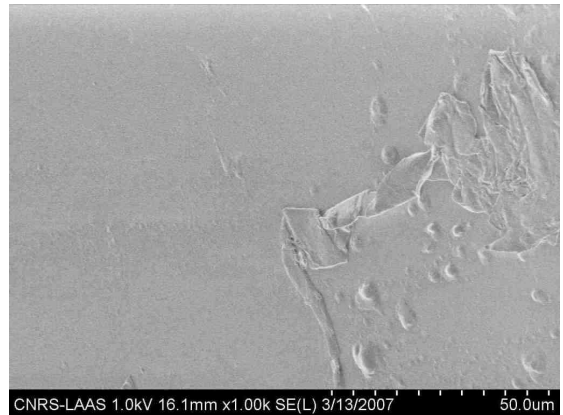
(a) Minisphère de 3,3mm de diamètre, échelle : 1mm



(b) Minisphère de 3,3mm de diamètre, échelle : 500 μm



(c) Minisphère de 3,3mm de diamètre, échelle : 200 μm



(d) Minisphère de 3,3mm de diamètre, échelle : 50 μm



(e) Minisphère de 3,3mm de diamètre, échelle : 10 μm

FIG. 5.10 – États de surface d'une minisphère vue au microscope à balayage électronique.

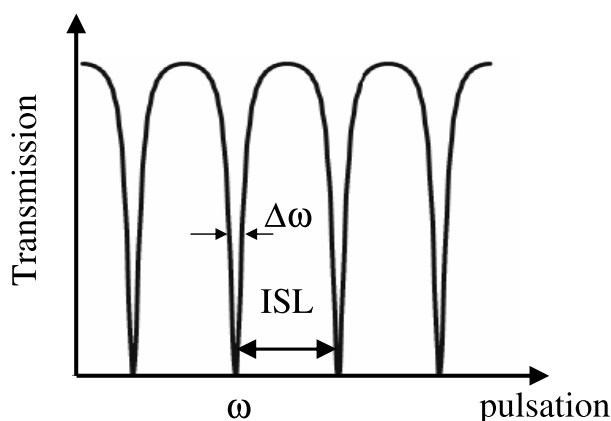


FIG. 5.11 – Schéma de principe de la détermination du facteur de surtension à partir de la méthode du balayage en longueur d'onde

possible de conclure que le système est couplé de manière critique. Mais cette configuration reste le seul cas de figure où il est possible de caractériser le régime de couplage du système avec cette méthode.

5.3.5.1 Protocole expérimental

Le schéma de principe de la méthode de balayage en longueur d'onde est présenté sur la figure 5.12. Les différents modules composant le montage sont les suivants :

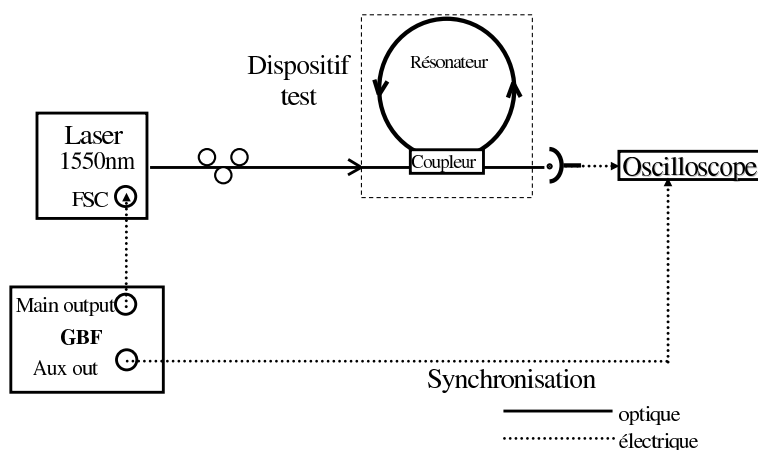


FIG. 5.12 – Principe de la méthode du balayage en longueur d'onde

LASER accordable en longueur d'onde sur une plage de 48 pm (6 GHz) : ce module est muni d'une entrée électrique FSC (*Fine Scanning Mode*) qui permet d'effectuer une modulation extérieure du laser en lui envoyant une rampe de tension calibrée. Cette option permet d'incrémenter la fréquence du laser avec

un pas de l'ordre de 10 kHz comme spécifié par le constructeur. Lorsqu'on applique la rampe en mode FSC, pour 1 V la fréquence est décalée en moyenne de 342 MHz (valeur déterminée de manière expérimentale pour une fréquence du signal de commande de 30 Hz). Sachant que l'on peut appliquer une rampe comprise entre ± 9 V, on a finalement un balayage possible d'environ 6 GHz. La largeur à mi-hauteur de la raie LASER est de 150 kHz (spécifications du constructeur).

Le générateur basse fréquence (GBF) nous permet d'avoir un signal triangle de fréquence 30 Hz entre ± 9 V nécessaire pour la commande du LASER (figure 5.13, courbe notée "Commande FSC") et un signal TTL de même fréquence pour déclencher l'acquisition au niveau de l'oscilloscope (figure 5.13, courbe notée "trigg"). La durée d'un balayage complet de la longueur d'onde correspond à une demi-période soit $1/60$ s. La modulation de la tension se fait donc avec une vitesse $18 \times 60 = 1080$ V/s. Ainsi, pour avoir la correspondance en fréquence Δf de l'enregistrement temporel de la transmission de durée Δt , on utilise :

$$\tilde{V}_s = \Delta f / \Delta t = 1080 \times 342 = 0,37 \text{ MHz}/\mu\text{s} \quad (5.9)$$

La longueur d'onde centrale correspond à une tension de 0 V. Sa valeur est généralement de 1550 nm.

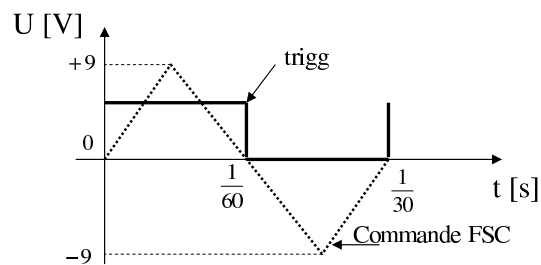


FIG. 5.13 – Schéma représentant la rampe générée (triangle) ainsi que le signal *trigger* (carré)

Une photo-diode permet la conversion et l'amplification 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 15 GHz.

Un oscilloscope présentant un grand taux d'échantillonnage.

En résumé, on vient, à l'aide d'un générateur basse fréquence, commander un laser accordable en lui imposant un balayage sur une gamme de 48 pm autour de la longueur d'onde centrale (≈ 1550 nm), le signal optique est ensuite converti en signal électrique afin d'être mesuré à l'oscilloscope rapide (synchronisé par le GBF). De plus, pour

sélectionner une seule polarisation TE ou TM nous plaçons en amont du dispositif test des boucles de Lefèvre. On récupère ainsi la transmission en intensité d'un résonateur couplé au système de mesure.

5.3.6 Test de la méthode : système modèle à fibres optiques

Pour valider la méthode de mesure nous utilisons un système test constitué d'une boucle de fibre optique connectée au système de mesure *via* un coupleur 2×2 : 5% de l'intensité incidente est couplée dans l'anneau et les 95% restant sont transmis directement (les pertes de couplage étant supposées négligeables). L'indice de la fibre optique monomode standard est de $n = 1,46$.

La figure 5.14 présente en exemple type de signal transmis d'un tel résonateur en

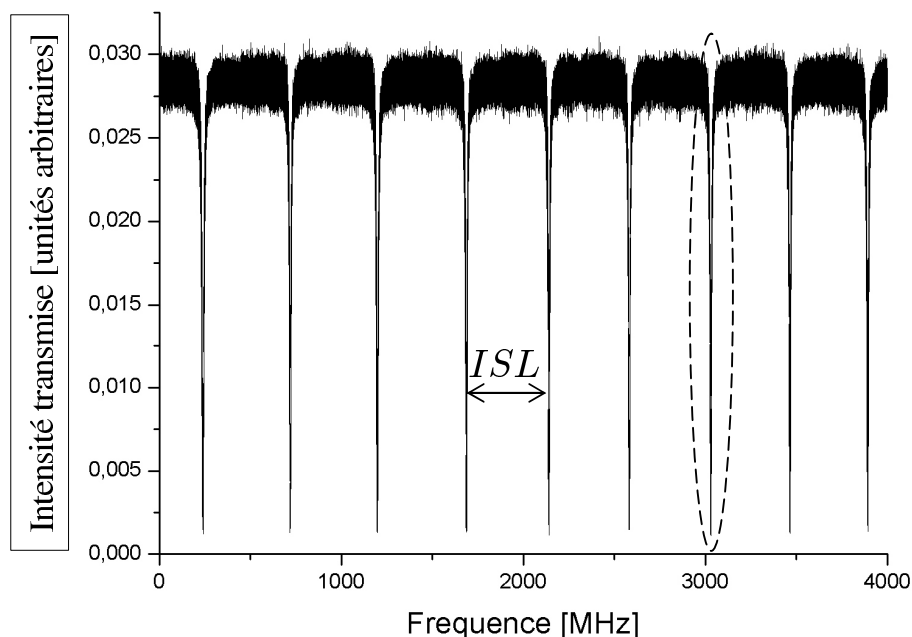


FIG. 5.14 – Signal transmis par un résonateur à fibre. Visualisation de son intervalle spectrale libre

anneau fibré. L'exemple donné correspond à un anneau de périmètre approximatif de $L = 0,4$ m. Nous pouvons ainsi mesurer l'intervalle spectrale libre du résonateur et à partir de la position et de la largeur d'un pic de résonance déterminer son facteur de qualité. Le 0 sur l'abscisse de la figure 5.14 correspond à la fréquence centrale du laser, ν_0 (dans notre cas : $\nu_0 = 193,5 THz$).

On notera que les pics d'absorption n'ont pas une transmission complètement nulle.

Ceci s'explique par le fait que nous ne sommes pas dans un régime de couplage critique. Avec cette expérience et sans information sur le taux de couplage c'est la seule remarque que nous pouvons faire par rapport au régime de couplage : nous n'avons pas la possibilité de séparer les pertes intrinsèques du résonateur et le taux de couplage.

On s'intéresse maintenant à une résonance isolée (figure 5.15). La courbe noire représente les résultats brut de la mesure et la courbe en tirets blancs un ajustement de forme Lorentzienne. A partir de l'approximation lorentzienne nous déterminons la largeur à mi-hauteur de la résonance, $\Delta\nu$. Par mesure directe le décalage x_c par rapport à la fréquence centrale du laser ($\nu_0 = 193,5$ THz) nous obtenons la position de la résonance $\nu = \nu_0 + x_c$. Le facteur de qualité est déterminé en utilisant $Q = \nu/\Delta\nu$. Le tableau 5.2 présente les résultats obtenus pour différentes tailles d'an-

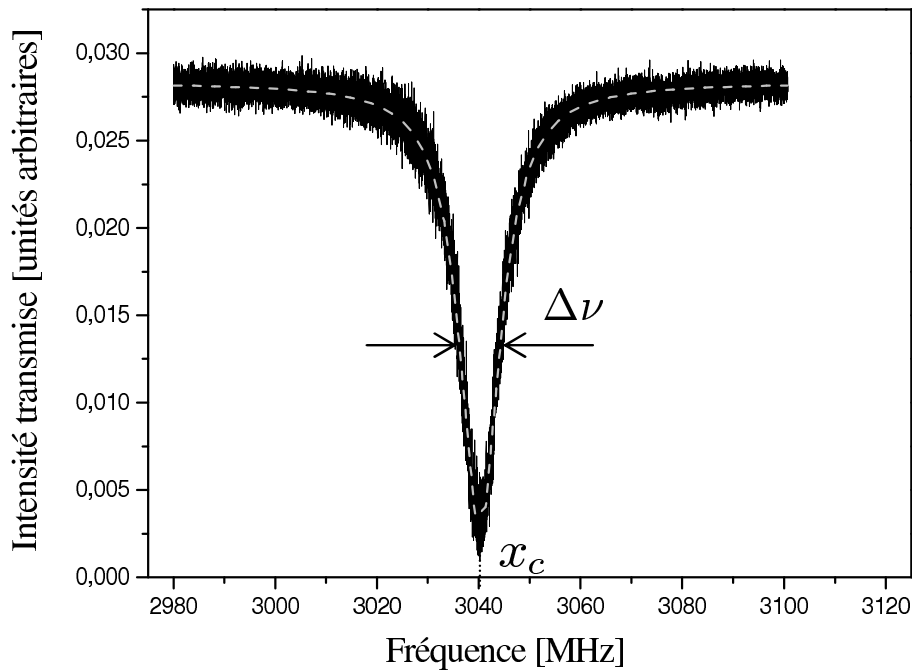


FIG. 5.15 – Signal transmis sur le port "réfléchi" d'un résonateur. Visualisation d'une résonance

neaux. $ISL_{approx} = c/(nL)$ donne la valeur de l'ISL calculée à partir de la longueur approximative des anneaux mesurée grossièrement. ISL_{mes} donne la valeur mesurée à partir des résultats expérimentaux. La finesse \mathcal{F} est déterminée à partir des résultats expérimentaux, $\mathcal{F} = ISL/\Delta\nu$. Notons que la finesse théorique pour un coupleur 95%/5% et un résonateur sans perte est donnée par : $\mathcal{F}_{max} = \pi/(1 - \sqrt{0,95}) \approx 124$. Pour l'ISL, les différences entre les mesures et les prévisions proviennent certainement du fait que nous avons considéré une vitesse de balayage constante ce qui n'est

L (m)	ISL_{approx} (MHz)	ISL_{mes} (MHz)	$\Delta\nu$ (MHz)	Finesse \mathcal{F}	Facteur de qualité $Q (\times 10^8)$
0,4	517	465	9,3	49,8	0,21
1,5	138	144	2,1	67,9	0,95
2,6	79	64	0,6	103,9	2,53

TAB. 5.2 – Méthode de balayage en longueur d’onde. Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux et prévisions théoriques d’ISL.

certainement pas le cas. Les différences dans les valeurs des finesesses d’un résonateur à l’autre viennent du fait que les pertes de soudure avec le coupleur ne sont pas les mêmes.

Limitation de la méthode Avec cette méthode nous sommes limités par la largeur de raie du laser utilisé (150 kHz). Ainsi nous ne pouvons pas caractériser des résonateurs avec une largeur à mi-hauteur de la résonance, $\Delta\nu < 600$ kHz ce qui nous limite à la mesure d’un facteur de qualité maximal de l’ordre de $3,2 \times 10^8$ à $\nu_0 = 193,5$ THz.

De plus nous sommes dans un régime d’excitation continu, les effets thermiques sont donc importants, avec comme conséquence le "glissement" de la longueur d’onde de résonance par des effets thermo-optiques. Ce glissement de la résonance dû à l’effet thermique induit par la lumière incidente a été observé tant dans des résonateurs passifs [141] qu’actifs [142]. Ces effets deviennent critiques dans le cas des résonateurs à mode de galerie du fait du très fort champ interne les caractérisant [143]. D’autre part, une des plus importantes limitations de la méthode provient de la non-linéarité du balayage en longueur d’onde du laser sonde utilisé. Cette non-linéarité induit une très grande incertitude sur la vitesse de balayage et donc sur les mesures de largeur de résonance. Nous n’avons pas essayé de quantifier ces erreurs puisque les méthodes temporelles présentées §5.3.7 et §5.3.8 permettent de contourner cette difficulté majeure.

5.3.6.1 Facteur de qualité d’une mini-sphère passive

Dans ce cas le dispositif à mesurer est formé d’une sphère passive couplée au dispositif de caractérisation à l’aide d’un taper c’est à dire une fibre amincie comme représentée sur la figure 5.16. Le premier couplage dans l’infrarouge ($\lambda_0 \approx 1550$ nm) d’une microsphère en silice non dopée avec une fibre amincie a été obtenu par J.C. Knight *et al.* [144]. Ils ont obtenu pour une sphère de rayon $85 \mu\text{m}$ excité avec un

taper de 1,7 μm de diamètre une efficacité de couplage de $(T_{max} - T_{min})/T_{max} = 72\%$ et un facteur de qualité $Q = 2 \times 10^6$.

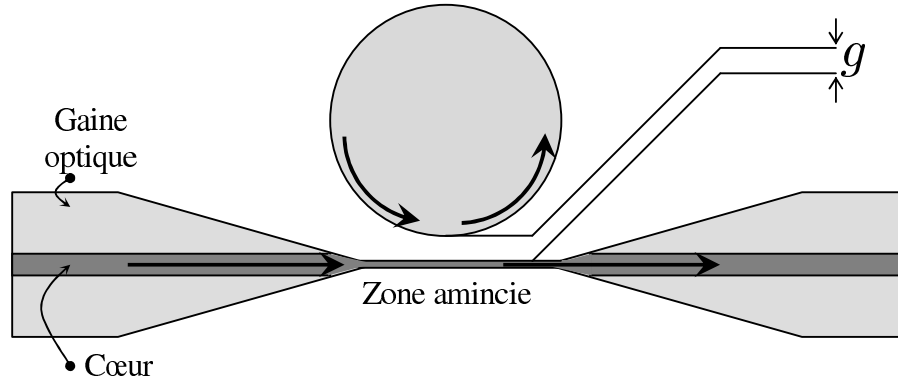


FIG. 5.16 – Schéma de couplage sphère-taper. La sphère est fixe et le taper est monté sur un nano-positionneur 3 axes.

Dans notre cas la sphère passive obtenue par le procédé décrit §5.3.4.1 a un diamètre de 3,3 mm. Elle est couplée au dispositif de mesure à l'aide d'une fibre optique monomode amincie réduite à moins de 3 μm de diamètre par fusion-étirage. La lumière qui se propage dans une fibre optique présente une partie évanescente à l'extérieur du cœur. Le diamètre du cœur d'une fibre optique monomode est de 9 μm alors que la zone amincie a un diamètre inférieur à 3 μm . De ce fait au niveau de la zone amincie nous avons un déconfinement du champ et ainsi la possibilité de le coupler avec un mode de la sphère.

Le protocole expérimental est celui présenté figure 5.12 et déjà décrit §5.3.5.1. Pour réaliser le couplage d'un mode de galerie de la sphère, nous disposons d'un système de nano-positionnement trois axes de haute résolution sur lequel est fixée la fibre amincie. Ainsi nous pouvons rapprocher la fibre de la sphère, chercher la zone équatoriale de la sphère et jouer sur la distance g entre la sphère et la fibre. Un exemple type de résultat obtenu est présenté figure 5.17. L'intervalle spectrale libre de la sphère est d'environ 20 GHz, ce qui est bien supérieur à 6 GHz correspondant à notre zone de balayage maximale. Nous ne pouvons donc pas mesurer l'ISL de la sphère. Sur une plage de 1 GHz nous observons qu'il y a plusieurs pics de résonance (figure 5.17). Ceci peut être expliqué par l'excitation de plusieurs familles des résonances associées à des nombres radiaux n différents (chapitre 1), et aussi à une ellipticité du résonateur [36] avec levée de dégénérescence en fréquence de chaque mode $\ell - |m|$ différent.

Pour des résonateurs de taille millimétrique la moindre ellipticité se manifeste de manière flagrante par la présence de nombreux pics avec des transmissions sensiblement équivalentes. La fusion en extrémité de tige crée une ellipticité résiduelle avec pour

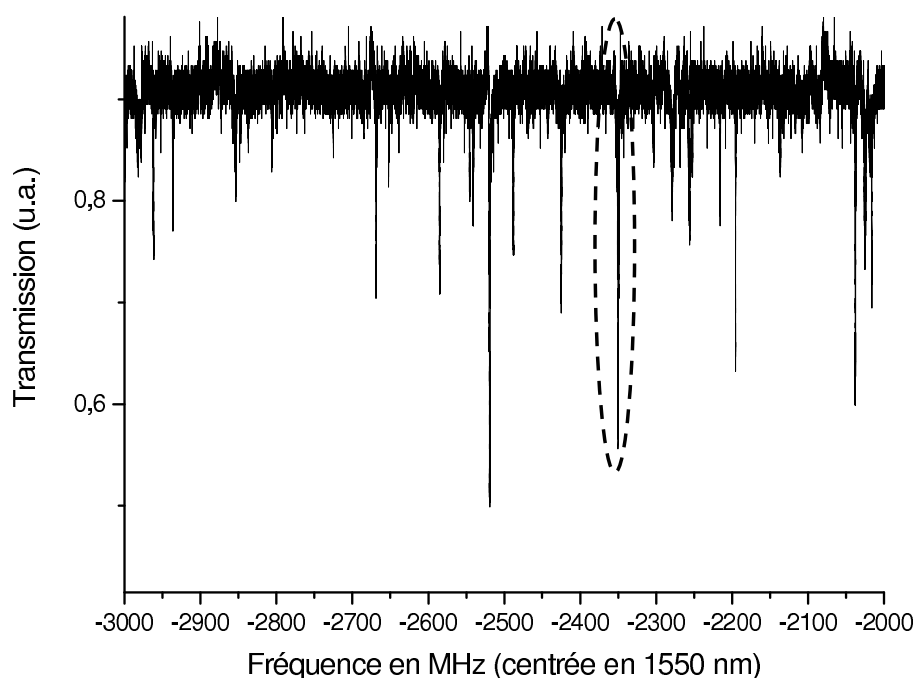


FIG. 5.17 – Spectre de transmission d'une sphère passive de 3,3 mm de diamètre.

axe de symétrie l'axe de la tige. Pour des petits diamètres ($\phi < 500 \mu\text{m}$) l'ellipticité peut être réduite à environ 0,1% [38] [36]. Pour des diamètres supérieurs il n'en est pas de même compte tenu de la quantité de matière en fusion mise en jeu lors de la fabrication. En effet de nombreux travaux sur les "gouttes" montrent qu'avec l'augmentation de la taille de celles-ci les spectres de diffusion de la lumière (diffusion de Lorentz-Mie [145]) montrent clairement que les gouttes ne peuvent plus être considérées comme sphériques mais elliptiques.

Si la réduction du nombre de familles associées à des ordres radiaux différents est essentiellement liée au type de couplage utilisé (N.B. le plus sélectif restant le couplage par prisme [47]) le problème de l'ellipticité est loin d'être résolu.

La figure 5.18 permet une inspection plus précise d'une résonance particulière. La courbe noire représente le résultat brut de la mesure et la courbe en tirets un ajustement de forme lorentzienne. Avec le même procédé d'interprétation du résultat que dans le cas d'une boucle de fibre nous trouvons un facteur de qualité de $Q \sim 2 \cdot 10^8$. L'efficacité de couplage pour ce pic est par rapport à la transmission maximale et minimale la suivante : $(T_{max} - T_{min})/T_{max} \times 100 = 35,9\%$. Le facteur de qualité trouvé ici pourrait permettre le remplacement d'une centaine de mètres de fibre dans l'architecture de l'oscillateur optoélectronique.

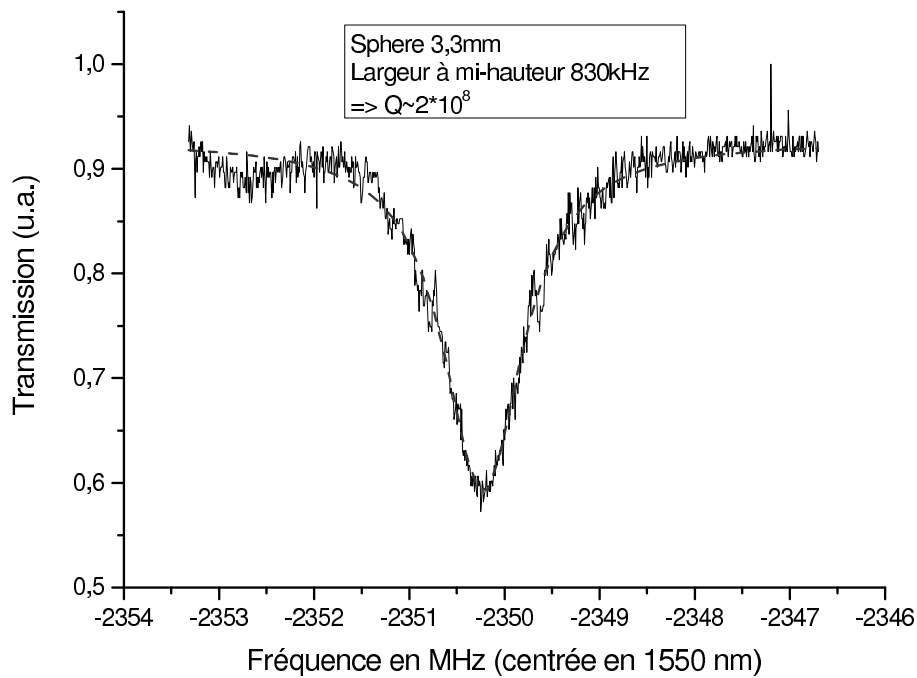


FIG. 5.18 – Sphère 3,3mm

5.3.7 Mesure des temps de vie des photons : première méthode

Dans la méthode de balayage en longueur d'onde nous étions limités par la largeur de raie du laser et par les effets thermiques. De plus nous avions des informations seulement sur la valeur du facteur de qualité et non pas sur ses pertes intrinsèques. Pour limiter les effets thermiques la solution est de limiter la puissance dans le résonateur en utilisant des impulsions et non plus un signal continu. La mesure du facteur de qualité se fera alors de manière temporelle en mesurant directement le temps de vie des photons τ_{ph} à la fréquence de résonance ω_0 . A notre connaissance, cette technique ne semble être maîtrisée pour les résonateurs à modes de galerie que par quelques équipes dont celles du J.P.L. (L. Maleki, V. Ilchenko) et du California Institute of Technology (K. Vahala). Ce qui explique une bibliographie sur le sujet assez restreinte. Les articles de ces équipes mentionnent l'utilisation d'une telle technique sans jamais décrire le protocole instrumental à mettre en place pour faire une mesure des temps de vie des photons. L'information la plus pertinente est un synoptique du montage expérimental page 43 du chapitre 3 de la thèse de T.J.A. Kippenberg [146].

5.3.7.1 Principe de la méthode

Le principe fondamental de cette méthode 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 {résonateur+coupleur} (dénommé dans la suite le résonateur) se fait en le soumettant à une impulsion laser. Le système, suivant la fréquence ν du faisceau laser, présente des réponses en transmission différentes. Hors résonance ($\nu \neq \nu_0$) l'impulsion traverse le système. Par contre à résonance nous avons couplage d'énergie d'où stockage dans le résonateur ce qui amène une décroissance de l'énergie reçue à la détection en d'autres termes nous assistons à une diminution de la transmission (signal de Ring Up ou charge du résonateur). Lorsque le régime stationnaire est atteint (minimum de transmission) l'interrogation laser est interrompue et nous observons progressivement l'énergie stockée ressortir du résonateur (signal de Ring Down) ce qui nous permet de mesurer le paramètre τ_{ph} . La figure 5.19 présente le schéma de principe de la mesure dans le cas d'une impulsion laser à résonance.

Une simulation numérique a été faite sur un cas test d'un anneau de rayon $R_0 =$

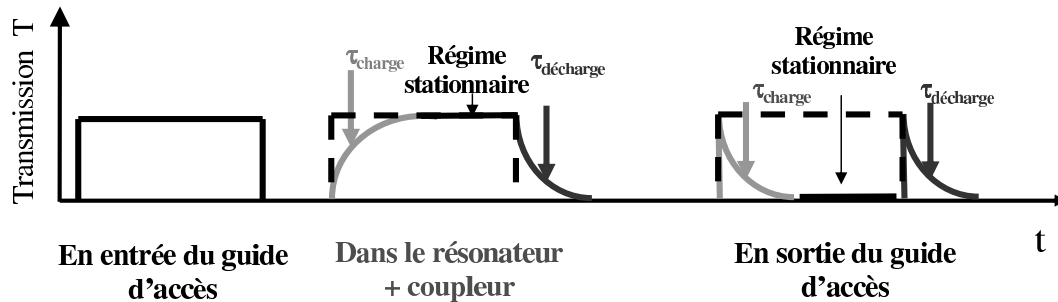


FIG. 5.19 – Principe de la première méthode de mesure des temps de vie des photons

6,46 μm en matériau d'indice $n = 1,45$ (figure 5.20). Le choix d'un tel résonateur peut sembler éloigné des préoccupations de l'étude, cependant comme nous nous intéressons à l'évolution temporelle d'un signal optique dans un système linéaire, seul le rapport durée de l'impulsion/taille du résonateur a une importance (simple rapport homothétique).

Ainsi sans aucune perte de généralité sur le comportement du système nous pouvons nous contenter d'un résonateur de taille modeste mais qui présente le grand avantage de permettre une simulation par une méthode de différences finies temporelle [137] [136], méthode qui pour un système de taille réelle (par rapport à l'application cherchée) se révélerait particulièrement chronophage. Nous avons traité 3 cas avec des taux de couplage différents.

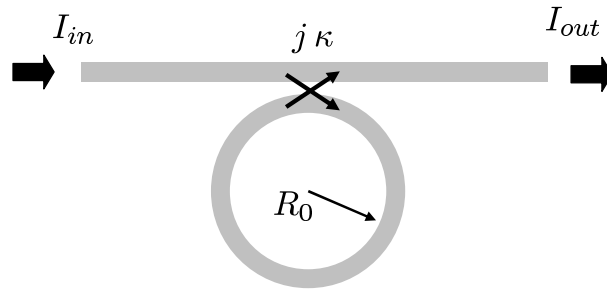


FIG. 5.20 – Définition des paramètres de simulations temporelles. I_{in} et I_{out} représentent respectivement les intensités lumineuses en entrée et en sortie.

Pour le cas présenté figure 5.21 le coefficient de couplage guide-anneau est $\kappa = 0,56$. Dans ce cas nous sommes dans un régime de sur-couplage et nous remarquons sur le signal de réponse (sortie du guide d'accès sur la figure 5.19) que sur le front de montée du signal d'excitation, le signal représentatif de la charge en énergie du résonateur a un maximum inférieur à la valeur atteinte au niveau du front de descente de l'impulsion (décharge en énergie du résonateur) le tout étant accompagné d'un régime stationnaire supérieur à 0. La partie droite de la figure représente le pic d'absorption.

Dans le cas présenté figure 5.22 le coefficient de couplage est $\kappa = 0,428$ et nous

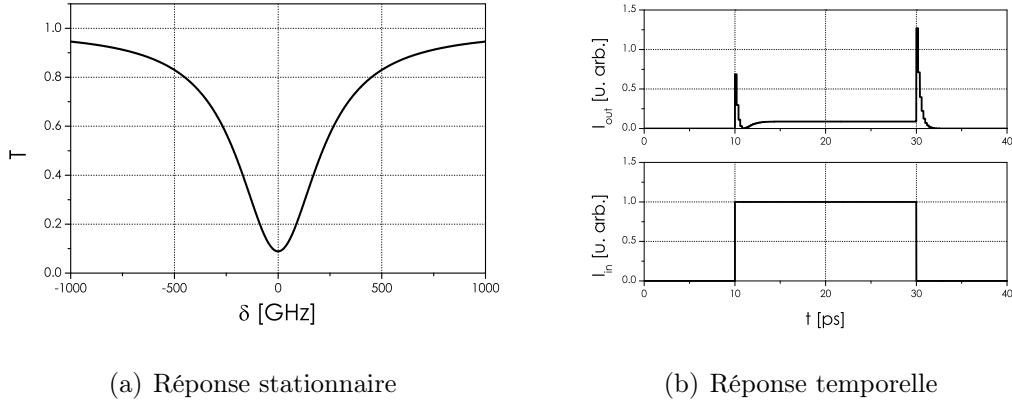
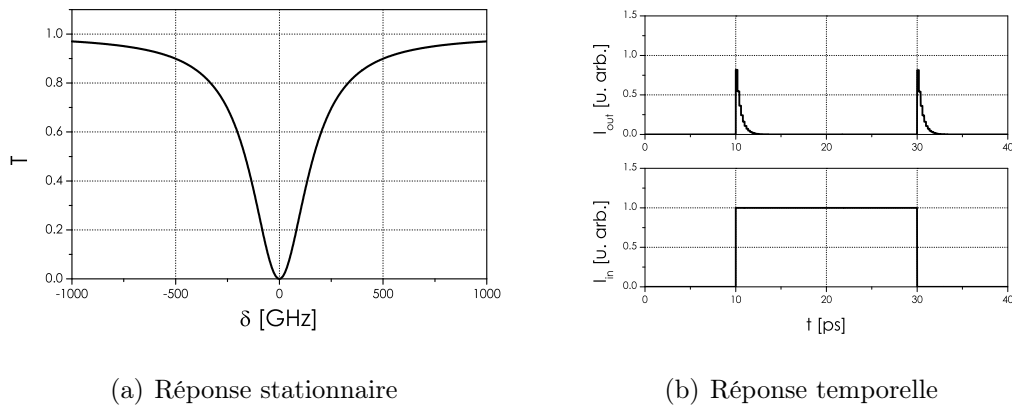


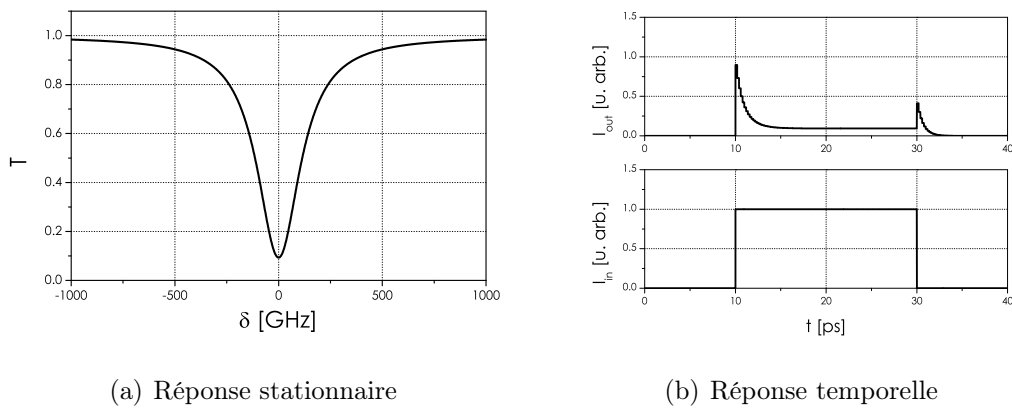
FIG. 5.21 – $\kappa = 0,56$ - Régime de sur-couplage

sommes dans un régime de couplage critique. Nous voyons sur la figure 5.22(b) le contraste maximal atteint par l'absorption. Ici le régime stationnaire correspond à une transmission nulle et un signal de Ring Up équivalent au signal de Ring Down.

Enfin dans le cas présenté figure 5.23 le coefficient de couplage guide-anneau est $\kappa = 0,32$ et nous sommes dans un régime de sous-couplage. Le niveau du signal de Ring Up est beaucoup plus élevé que celui du signal de Ring Down et le régime stationnaire atteint est supérieur à 0.

FIG. 5.22 – $\kappa = 0,428$ - Régime de couplage critique

Par mesure du temps de décroissance du signal Ring Down nous déduisons le facteur

FIG. 5.23 – $\kappa = 0,32$ - Régime de sous-couplage

de qualité Q du dispositif. De plus, nous voyons que cette méthode permet la détermination expérimentale de la nature du régime de couplage en faisant le rapport des niveaux des signaux Ring Up et Ring Down.

5.3.7.2 Protocole expérimental

La figure 5.24 montre le schéma expérimental du banc de mesure avec les différents appareils qui le composent. Comme pour la méthode de balayage en longueur d'onde, nous avons utilisé comme système test un résonateur constitué d'une boucle de fibre.

La manipulation se déroule de la manière suivante : le faisceau laser sortant de la source laser est modulé par un interféromètre de Mach-Zehnder. Son signal de commande est généré par un générateur d'impulsions pseudo-aléatoires (Pseudo Random

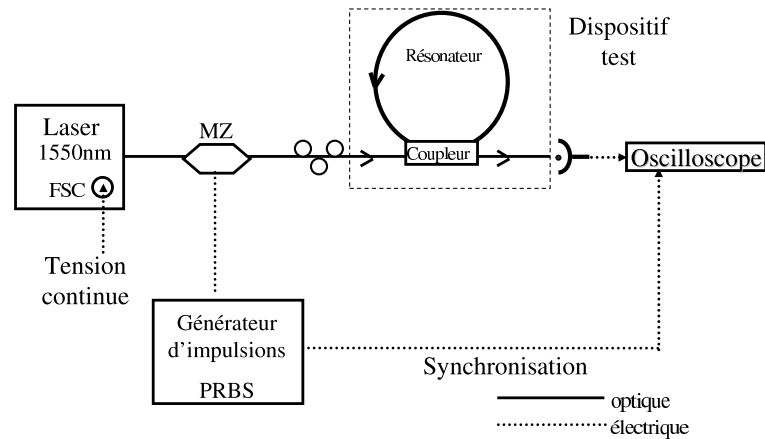


FIG. 5.24 – Synoptique de la première méthode de mesure des temps de vie des photons

Bit Sequency- Clock, PRBS, sur la figure). Une impulsion TTL (impulsion carrée d'amplitude crête à crête de 5 V) de 100 ns est générée toutes les $3,2 \mu\text{s}$. Il est nécessaire de générer des impulsions à basse fréquence afin de pouvoir considérer la durée de l'impulsion supérieure au temps de réponse du système. Le générateur PRBS, lors de la génération de l'impulsion envoie un signal de synchronisation sur l'oscilloscope. Cette impulsion est ensuite envoyée dans le résonateur couplé. Le dispositif sous test est plongé dans un thermostat afin de minimiser les effets thermiques auxquels sont sensibles ces résonateurs. La fréquence du laser est commandée par l'entrée FSC (voir méthode de balayage en longueur d'onde) sur laquelle est connectée une source électrique délivrant une tension continue accordable sur une plage de 0 à 10 V par pas de 1 mV. Une telle précision pour le balayage est nécessaire car la largeur de raie laser est dans ce cas plus étroite que le pic d'absorption que l'on veut mesurer. Nous cherchons manuellement la fréquence de notre source laser, lorsque l'on arrive à la résonance, l'impulsion est absorbée par l'anneau. Une fois la fréquence de résonance trouvée, la tension de commande FSC reste fixe, nous pouvons faire les mesures de temps de vie des photons.

5.3.7.3 Résultat obtenu avec un système-modèle à fibre

Un résultat typique de mesure est présenté sur la figure 5.25. La boucle fibrée est de longueur $L = 0,4 \text{ m}$. Nous constatons que sur cette figure le signal de Ring Down est tronqué et entaché de rebonds. Cette perturbation sur le signal de décharge du résonateur provient vraisemblablement d'interférences destructives avec le champ résiduel transmis. En effet, l'impulsion générée n'a pas un gabarit idéal de signal carré, elle présente un rebond après le front descendant (Ripple) et le signal entrant n'est

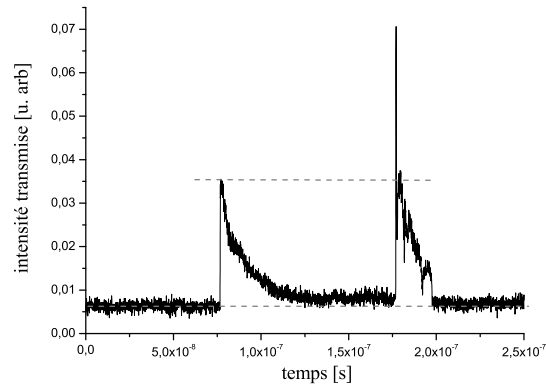


FIG. 5.25 – Exemple de signal de Ring Up/Ring Down dans le cas d'un anneau à fibre.

pas ramené à zéro. La longueur du résonateur étant importante nous sommes dans un cas où nous pouvons raisonnablement considérer que le couplage est symétrique en insertion et extraction.

En traitant le signal de Ring Up (figure 5.26) nous mesurons un temps de vie des

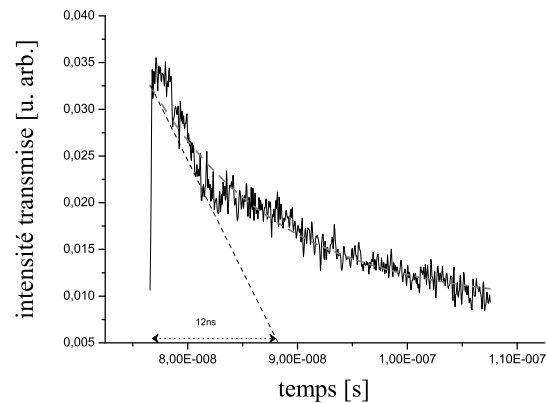


FIG. 5.26 – Exploitation du signal de Ring Up. La courbe en tirets est un ajustement exponentiel.

photons, $\tau_{ph} = 12$ ns à la fréquence $\nu = 193,5$ THz d'où nous déduisons un facteur de qualité $Q = 2\pi\nu\tau_{ph} = 1,4 \cdot 10^7$. A première vue en examinant le signal présenté sur la figure 5.25 on serait tenté de conclure quant à un régime de sur-couplage (du fait de l'existence d'un "pic" au niveau du Ring Down). Le niveau faible de la finesse obtenue par la méthode de balayage en longueur d'onde (49,8) par rapport à la finesse théorique pour un coupleur 90% / 5% et un résonateur sans perte (124) montre qu'il est peu probable d'être dans un tel régime. Le "pic" au niveau

du Ring Down provient de la réponse des composantes électroniques du système de mesure plutôt que du comportement du résonateur optique. Compte tenu du niveau stationnaire (proche de la ligne de base) et du rapport entre les niveaux de Ring-Up et Ring-Down atteints nous pouvons supposer que nous sommes dans un cas de couplage proche du couplage critique.

Limitation de la méthode Avec cette méthode nous sommes limités par les performances des composants électroniques qui constituent le dispositif de mesure. La possibilité de réaliser un signal d'excitation rigoureusement carré, c'est à dire avec des temps de montée et de descente du signal optique à la sortie du modulateur inférieurs aux temps de charge et de décharge du résonateur, avec un vrai retour à zéro pour le front descendant s'avère difficile. Cette méthode est également limitée par la recherche manuelle de la résonance de la cavité. Il faudrait en outre stabiliser la fréquence du LASER sur la résonance de manière que les fluctuations de fréquence du LASER sonde ne brouillent pas les signaux de Ring Up et Ring Down.

5.3.8 Mesure des temps de vie des photons : deuxième méthode

Dans ce paragraphe nous décrivons la mise en place d'une méthode temporelle de mesure du facteur de qualité de résonateurs en anneau combinant les avantages des deux méthodes présentées auparavant. Cette méthode consiste à balayer rapidement la longueur d'onde du LASER de sonde tout en enregistrant le signal transitoire obtenu. La comparaison du résultat obtenu avec un modèle mathématique simple permet l'obtention des facteurs de qualité Q , Q_e et Q_0 et par conséquent la nature du régime de couplage.

5.3.8.1 Principe de la méthode

On revient au modèle décrit §5.1.1. Considérons maintenant que ω varie linéairement dans le temps : $\omega(t) = \omega_i + \frac{V_s}{2}t$, où V_s est la vitesse de balayage en fréquence angulaire et ω_i est la fréquence d'excitation initiale ($t = 0$). Le champ incident s'écrit :

$$s_{in} = s_0 \exp \left[j \left(\omega_i + \frac{V_s}{2}t \right) t \right] \quad (5.10)$$

et en intégrant l'équation 5.2 nous obtenons le champ dans le résonateur :

$$u(t) = \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} s_0 \exp \left(j \omega_0 t - \frac{t}{\tau} \right) \times \left[f(t) - f(0) + \frac{1}{j(\omega_i - \omega_0) + \frac{1}{\tau}} \right] \quad (5.11)$$

avec :

$$f(t) = -\sqrt{\frac{j\pi}{2V_s}} \exp\left[\frac{-j(2\pi\delta_i - j/\tau)^2}{2V_s}\right] \times \operatorname{erf}\left(\frac{j/\tau - 2\pi\delta_i - V_s t}{\sqrt{2jV_s}}\right), \quad (5.12)$$

où $\operatorname{erf}(z)$ est la fonction d'erreur complexe ($z \in \mathbb{C}$) et $2\pi\delta_i = \omega_i - \omega_0$ le désaccord initial. La fonction de transfert $T(t) = |s_{out}(t)/s_{in}(t)|^2$ entre l'entrée et la sortie du système peut être calculée de manière analytique :

$$T = \left| \frac{2}{\tau_e} \exp\left[j(\omega_0 - \omega)t - \frac{t}{\tau}\right] \times \left[f(t) - f(0) + \frac{1}{j(\omega_i - \omega_0) + \frac{1}{\tau}} \right] - 1 \right|^2. \quad (5.13)$$

Cette expression est comparable à celle obtenue par Ioannidis *et al.* [147] en utilisant une méthode de somme de rayons. Pour une excitation de phase variable (équation 5.13) les rôles du temps de vie intrinsèque des photons (τ_0) et du temps d'échappement dans le coupleur (τ_e) ne sont plus interchangeable. Ainsi en corrélant un modèle théorique de calcul de la fonction de transfert et des mesures expérimentales nous pouvons déterminer quantitativement le temps de vie des photons τ_0 et τ_e .

5.3.8.2 Validation de la méthode

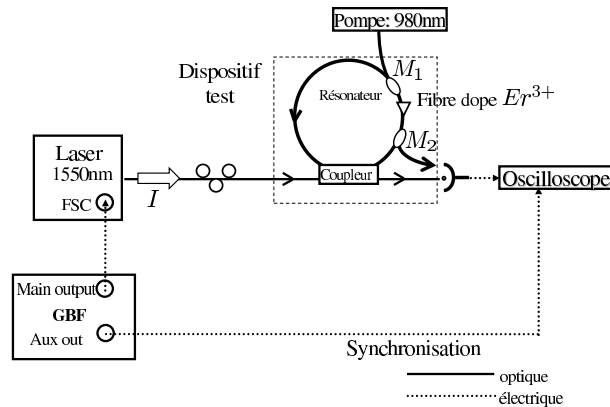


FIG. 5.27 – Principe de la deuxième méthode de mesure des temps de vie des photons

Nous considérons maintenant l'expérience présentée sur la figure 5.27. Le montage est le même que celui présenté sur la figure 5.12. La seule différence réside dans l'analyse temporelle des signaux. Le dispositif de test est constitué d'une boucle de fibre de longueur $L = 2,5$ m et un indice effectif de $n = 1,46$ connectée au système de mesure *via* un coupleur 2×2 . La boucle de fibre comprend :

- un tronçon de fibre dopée Er^{3+} encadré de deux multiplexeurs en longueur d'onde : M_1 permettant d'insérer le signal de pompe à 980 nm et M_2 permettant d'extraire la pompe résiduelle. De cette manière, au niveau du coupleur nous n'avons que le signal à la longueur d'onde de résonance du LASER d'excitation.

- différents tronçons de fibre monomode nécessaires à connecter les multiplexeurs au tronçon de fibre dopée et au coupleur.

La fibre dopée permet de contrôler l'atténuation globale en faisant varier la puissance de pompe. Ce degré de liberté permet de faire varier facilement le régime de couplage afin de tester la méthode.

La longueur d'onde du LASER est fixé à $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ ce qui correspond à une pulsation $\omega_0 = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$. On notera par la suite $\tilde{V}_s = V_s/(2\pi)$ la vitesse de

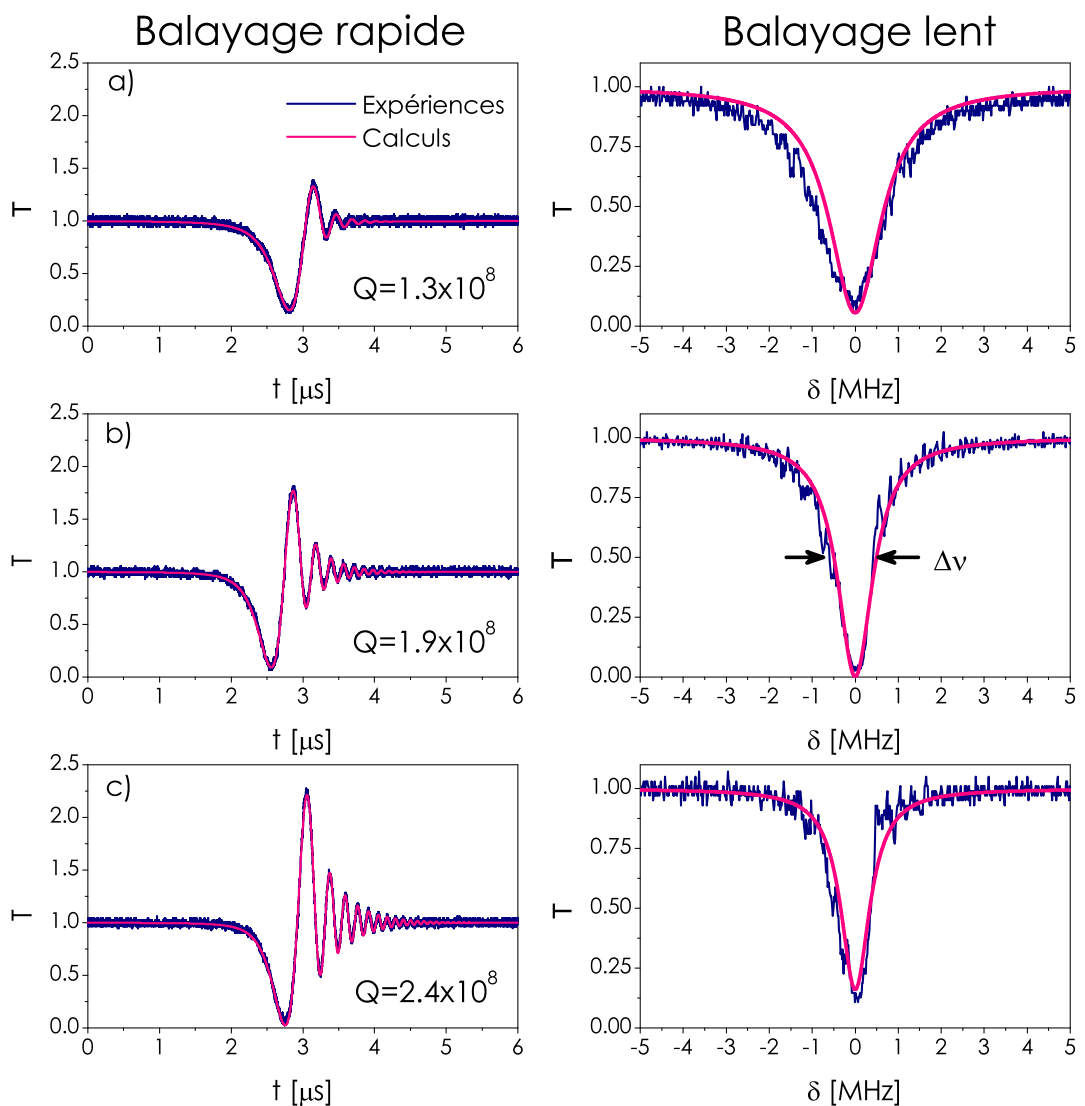


FIG. 5.28 – Résultats obtenus avec le dispositif-test : a) sous-couplage, b) couplage critique, c) sur-couplage

balayage en fréquence.

Pour trouver expérimentalement les trois régimes de couplage et valider la méthode nous avons appliqué le protocole suivant :

1. On fixe une vitesse de balayage lente. Dans l'exemple on part de $\tilde{V}_s = 0,37 \text{ MHz}/\mu\text{s}$. On se place donc en régime stationnaire.
2. On détermine le couplage critique en cherchant un taux de pompage de la fibre dopée Er^{3+} qui donne une valeur de transmission nulle à résonance. Dans ce cas les pertes dans l'anneau sont ajustées par le gain de la fibre dopée de telle manière à ce que $\tau_e = \tau_0$.
3. On baisse le taux de pompage. Nous nous retrouvons dans un cas de sous-couplage et $\tau_e > \tau_0$.
4. Enfin on augmente le taux de pompage à une valeur plus grande que celle du point 2. Nous nous retrouvons dans un cas de sur-couplage et $\tau_e < \tau_0$.

Pour les points 2. à 4. nous mesurons la transmission dans les deux régimes de balayage suivants :

- balayage lent - régime stationnaire : $\tilde{V}_s \approx 0,4 \text{ MHz}/\mu\text{s}$ (figure 5.28, colonne de droite)
- balayage rapide - régime dynamique : $\tilde{V}_s \approx 5 \text{ MHz}/\mu\text{s}$ (figure 5.28, colonne de gauche)

Pour traiter les résultats nous utilisons le modèle théorique présenté paragraphe 5.3.8.1 dans le cas d'un balayage rapide. Pour extraire des courbes expérimentales les valeurs de τ_0 et τ_e nous utilisons une méthode d'optimisation numérique en utilisant la fonction d'erreur :

$$\sigma^2(\tau_0, \tau_e, V_S) = \sum_{i=1}^N [T_{mes,i} - T_{theo,i}(\tau_0, \tau_e, V_S)]^2 \quad (5.14)$$

où N est le nombre de points de mesure (échantillonnage temporel), $T_{mes,i}$ représente la transmission mesurée et $T_{theo,i}$ la transmission calculée au même instant i (équation 5.13). La valeur de σ^2 est minimisée de manière automatique en changeant les valeurs de τ_e , τ_0 et V_s dans le modèle théorique jusqu'à l'obtention du meilleur ajustement de la courbe expérimentale par la courbe théorique.

A partir des valeurs de τ_0 et τ_e ainsi trouvées nous calculons la réponse stationnaire en utilisant l'équation 5.6 et nous la superposons à la courbe de transmission expérimentale obtenue en régime de balayage lent. Nous observons un bon accord entre les courbes (figure 5.28, colonne de droite) ce qui valide la méthode de mesure que nous proposons.

Ainsi, en résumé, nous obtenons pour les trois régimes de couplage :

- a) sous-couplage** La puissance de pompe est de 3,8 mW. Les valeurs des facteurs de qualité obtenus en balayage rapide sont : $Q_0 = 2,1 \times 10^8$ et $Q_e = 3,5 \times 10^8$. On a bien $Q_e > Q_0$. Le facteur de qualité global est : $Q = 1,3 \times 10^8$, il est limité par les pertes intrinsèques du résonateur.
- b) couplage critique** Il est obtenu pour une puissance de pompe de 4,5 mW. Les facteurs de qualité obtenus en balayage rapide $Q_0 = 4,1 \times 10^8$ et $Q_e = 3,7 \times 10^8$ sont sensiblement égaux. Le facteur de qualité global est : $Q = 1,9 \times 10^8 \approx Q_0/2 \approx Q_e/2$. La largeur à mi-hauteur de la résonance obtenue en balayage lent est $\Delta\nu = 1,02$ MHz, donc la finesse du résonateur en régime critique est $\mathcal{F} = c/(\Delta\nu nL) = 80,6$.
- c) sur-couplage** La puissance de pompe est de 5,2 mW. Les valeurs des facteurs de qualité obtenus en balayage rapide sont : $Q_0 = 7,9 \times 10^8$ et $Q_e = 3,4 \times 10^8$. On a bien $Q_e < Q_0$. Le facteur de qualité global est : $Q = 2,4 \times 10^8$, il est dans ce cas limité par le taux de couplage.

Le coefficient de couplage calculé à partir des facteurs de qualité de couplage obtenus dans les trois cas précédents est $|\kappa|^2 = 4,1 \pm 0,2 \%$ (éq. 5.1). Cette valeur est en accord avec le taux de couplage nominal du coupleur et avec la valeur déduite de la finesse en régime critique $\pi/\mathcal{F} = 3,9\%$.

5.3.8.3 Caractérisation d'un résonateur WGM - Test d'un mini-disque en MgF_2

Dans l'objectif d'intégrer un résonateur à modes de galerie dans un oscillateur optoélectronique nous avons vu §5.1.3 qu'idéalement le résonateur doit avoir :

1. un facteur de qualité $Q > 10^9$.
2. un diamètre suffisamment grand pour que l' ISL soit de l'ordre de quelques GHz.

Ce dernier point rend difficile la réalisation de résonateurs sphériques à faible ellipticité. En ce qui concerne le premier point, le processus de fabrication de micro- ou milli- résonateurs par fusion de verre silicate donne d'excellents résultats quant à l'état de surface obtenu. De ce fait, pour des résonateurs de grand diamètre, le facteur de qualité intrinsèque Q_0 se trouve uniquement limité par l'absorption du matériau. Cependant, pour des applications basées sur un très fort facteur Q de surtension, le processus complet de fabrication et de conditionnement devrait être fait sous atmosphère inerte de manière à éliminer toute contamination de la surface par l'eau atmosphérique. Pour les verres SiO_2 , il a été montré par Gorodetsky *et al.* [34] que le facteur $Q_{att} \sim 10^{11}$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ est atténué par la diffusion de molécules H_2O

dans le matériau. Le schéma habituellement retenu est le suivant. 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 surface résultante sert de substrat pour l'adsorption ultérieure de molécules H_2O (durée du processus $\sim 30'$). La décroissance de plus d'un ordre de grandeur du facteur de qualité est 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. Ainsi sans protection particulière, la durée d'utilisation des résonateurs à modes de galerie de haut facteur Q se trouve limitée à quelques mois indépendamment du dispositif de couplage (prisme, tapers) utilisé. Le meilleur résultat obtenu [34] avec de la silice fondue $Q \leq 0,9 \cdot 10^{10}$ l'a été en mesurant le facteur de qualité dans la période de 30 minutes où la surface du résonateur est hydratée. Compte tenu de notre processus de fabrication et du conditionnement des résonateurs, 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.

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 WGMs 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. A titre d'indication, la figure 5.29 (extraite des travaux de l'équipe de V.S. Ilchenko et L. Maleki du J.P.L.[148]) 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 présentant un facteur de qualité Q_0 intrinsèque supérieur à 10^{11} [149].

Dans le cadre de sa thèse, H. Tavernier (Laboratoire FEMTO-ST) s'est attaché à la réalisation de disques dans un autre matériau monocristallin, le MgF_2 . Ce cristal de classe optique tétragonale (groupe ponctuel $4/mmm$) est centro-symétrique, uniaxe ($n_o = 1,37051$, $n_e = 1,38193$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$). Son atténuation à $1,55 \mu\text{m}$ serait du même ordre de grandeur que celle du CaF_2 , autrement dit son facteur Q intrinsèque ne devrait être limité que par la rugosité de surface. Sa coupe est telle que la polari-

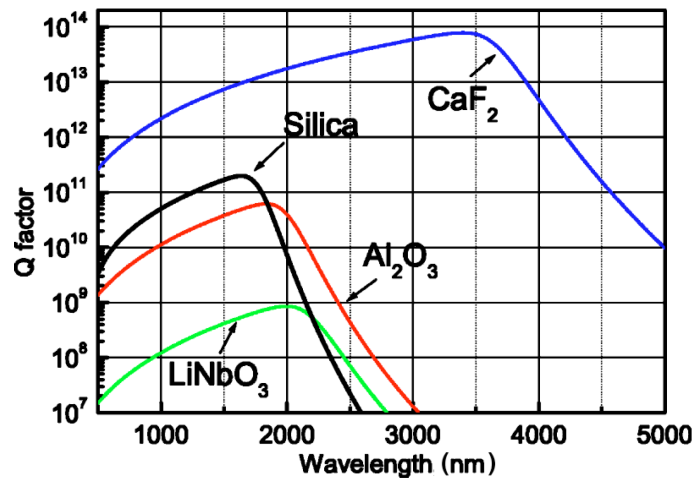


FIG. 5.29 – Evaluation de Q_{att} pour différents matériaux cristallins - comparaison avec les verres silice

sation TM est associée à n_o et la polarisation TE associée à n_e .

Dans le cadre du projet ANR nous avons mesuré le facteur Q du premier résonateur de ce type réalisé (Fig.5.30). Ce disque donnerait un ISL de 13,3 GHz pour les modes TM et de 13,4 GHz pour les modes TE .

Le montage sous test est composé de ce mini-disque couplé à un taper (fibre amincie)

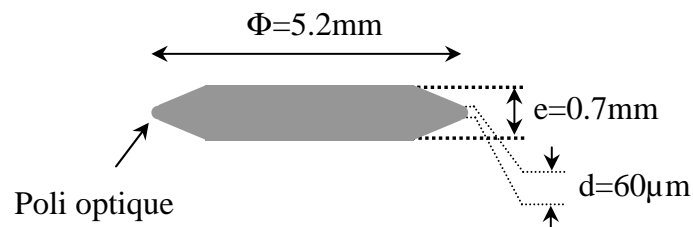


FIG. 5.30 – Schéma et dimensions (hors échelle) du disque MgF_2 réalisé au laboratoire FEMTO-ST

de diamètre minimal $< 2 \mu\text{m}$ inséré en lieu et place du résonateur à fibre optique du schéma 5.27. Nous utilisons la deuxième méthode de cavity ring down exposée précédemment. Les résultats obtenus pour ce disque sont présentés figure 5.31. Le traitement de ces données révèle des $Q_0 = 3,3 \times 10^8$ et $Q_e = 2,5 \times 10^9$ ce qui correspond à un régime de sous-couplage et un facteur de qualité global de $Q_0 = 2,9 \times 10^8$. Si l'hypothèse faite sur la faible atténuation de ce matériau est valable, il est évident que la maîtrise de la technique de polissage doit être améliorée de manière à au moins gagner un ordre de grandeur sur le facteur Q du résonateur.

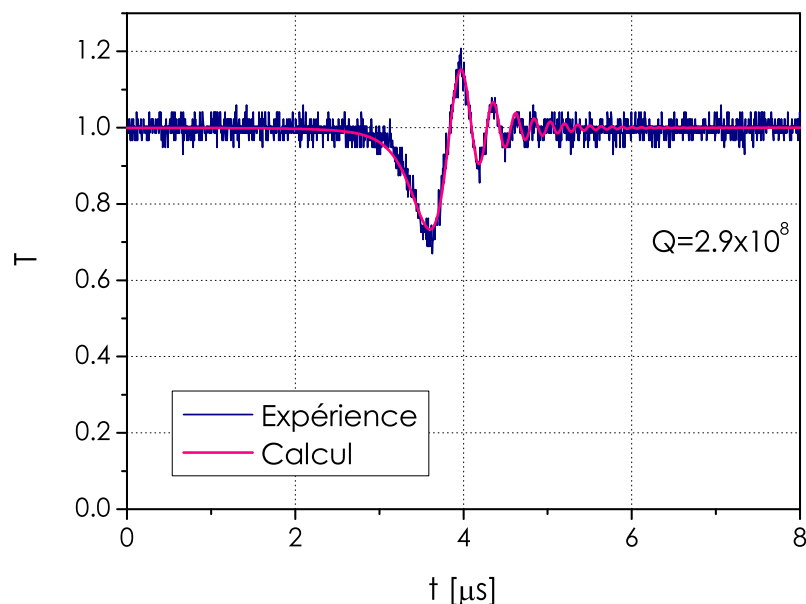


FIG. 5.31 – Mesure de facteur de qualité du disque en MgF_2

5.4 Conclusion

Dans le cadre du projet ANR, l'une de nos tâches était la réalisation de bancs de caractérisation de WGRs passifs. Nous avons mis en place la méthode usuelle de balayage en longueur d'onde. Nous avons identifié ses limitations, à savoir : perturbations de la mesure par les effets thermiques, incertitude sur la vitesse de balayage qui induit des erreurs sur les caractéristiques spectrales mesurées. Les mesures directes de temps de décroissance de l'énergie stockée permettent de contourner ces inconvénients. Le concept d'expérience le plus simple qui consiste à mesurer le profil exponentiel d'une impulsion de spectre large injectée à résonance dans le résonateur s'avère très difficile à mettre en oeuvre. Nous nous sommes alors tournés vers une méthode hybride de balayage et de cavity ring down qui conjugue les avantages des deux méthodes. Ce processus d'investigation permet de mesurer le facteur de qualité intrinsèque du résonateur ainsi que le régime de couplage. Ces méthodes nous ont permis de caractériser une sphère en silice et un mini-disque en MgF_2 . Les performances obtenues sont encourageantes ($Q \sim 10^8$) mais doivent être améliorées d'un ordre de grandeur au minimum pour être avantageuses dans un oscillateur optoélectronique.

Conclusion

Le but de ce travail a été de réaliser une étude sur les micro-résonateurs couplés et leurs applications potentielles aux fonctions de traitement tout optique du signal, à savoir : les fonctions de base bistable, tristable, multistable pour les portes logiques, la remise en forme du signal, les lignes à retard optique.

Dans le premier chapitre nous avons présenté d'une manière très générale les modes de galerie et leurs principales propriétés ainsi qu'une courte synthèse des applications réalisées à base de ces types de résonateurs.

La suite de ce manuscrit se décompose en deux parties.

Nous avons consacré la première partie (chapitres 2, 3 et 4) à l'étude des résonateurs à guide d'onde, en anneaux. Nous avons montré, par simulation numérique, l'obtention de trois type de fonction : filtrage, fonction logiques et remise en forme du signal. Dans le chapitre 2 nous avons présenté un modèle matriciel basé sur la théorie des modes couplés permettant le calcul de la fonction de transfert pour des structures formées de micro-anneaux couplés. A l'aide de ce modèle, en utilisant un outil informatique d'optimisation, nous avons montré que les structures de type résonateurs couplés permettent de réaliser la synthèse de filtres optiques d'ordre élevé.

Dans le chapitre 3 nous avons montré qu'il est possible d'obtenir un modèle décrivant le comportement en régime stationnaire d'anneaux non-linéaires en associant la méthode matricielle, pour décrire le couplage entre deux guides à l'approximation de l'enveloppe lentement variable (SVEA), pour décrire la propagation dans chaque anneau. Le couplage d'anneaux non linéaires permet, en régime stationnaire, d'obtenir des dispositifs $N + 1$ stables en utilisant un système formé de N anneaux couplés. Nous avons montré également que nous pouvons obtenir un comportement tristable dans un seul anneau en utilisant une intensité de commande, avec un seuil de tristabilité raisonnable. Le fonctionnement multi-stable laisse présager d'une dynamique très riche en ouvrant des perspectives très intéressantes à l'étude en détail de ce comportement.

Le chapitre 4 a été consacré à l'étude de la réalisation de la fonction de remise en forme du signal en utilisant des micro-anneaux couplés. Nous avons observé, du point

de vue des fluctuations d'amplitudes une amélioration dans tous les cas présentés. Les valeurs de l'énergie et de la puissance optique correspondante, calculées pour différents débits et pour un guide d'onde d'aire effective $\mathcal{S}_{eff} = 1\mu\text{m}^2$ restent dans des limites acceptables, même pour les débits élevés. Du point de vue temporel nous avons une égalisation des largeurs à mi-hauteurs des impulsions mais accompagnée d'une accentuation de la gigue temporel. Nous avons observé pour un dispositif constitué de 2×3 anneaux et un débit de 40 Gb/s que les impulsions sont très peu déformées à la sortie du dispositif. Nous avons également montré que pour un dispositif de 2×5 anneaux les impulsions sont très fortement déformées, même pour un débit intermédiaire de 10 Gb/s. Cette déformation provient certainement de la très forte dispersion artificielle introduite par le système de résonateurs couplés : plus le nombre d'anneaux est grand, plus la dispersion devient importante. Une voie possible d'amélioration des performances de ces dispositifs sera l'optimisation de la dispersion lors de la conception des filtres.

La deuxième partie a été consacrée à l'utilisation et la caractérisation de micro résonateurs passifs pour des fonctions de filtrage.

Dans un premier temps nous avons rappelé les propriétés dispersives d'un unique résonateur. Nous avons montré qu'à résonance les propriétés dispersives du résonateur sont directement liées à son facteur de qualité.

La deuxième étape de cette partie a consisté dans la présentation des méthodes de fabrication par fusion des micro résonateurs à modes de galerie à fort facteur de qualité.

La troisième étape a été dédiée à l'étude de mesure de facteur de qualité par des méthodes fréquentielles (balayage en longueur d'onde) et temporelle (mesure de temps de vie des photons - cavity ring down), d'abord sur des résonateurs à fibres optiques pour valider la méthode, puis sur les résonateurs à modes de galerie. A titre d'exemple, nous avons utilisé la méthode de balayage en longueur d'onde pour caractériser une sphère en silice de diamètre de 3,3 mm. En utilisant une méthode hybride, qui conjugue les avantages des deux méthodes (de balayage et cavity ring down) nous avons caractérisé un mini disque en MgF_2 de 5,2 mm de diamètre. Dans les deux cas nous avons obtenu des facteurs de qualité de l'ordre de 10^8 .

Annexe A

Propagation non-linéaire dans un anneau

On rappelle ici l'équation non-linéaire de propagation :

$$\frac{d^2 E_i(s)}{ds^2} + \beta_i^2 E_i(s) + \frac{\omega^2}{c^2} \chi_i^{(3)} |E_i(s)|^2 E_i(s) = 0 \quad (\text{A.1})$$

où β_i est la constante de propagation effective :

$$\beta_i = \eta_i + j\alpha_i/2. \quad (\text{A.2})$$

Pour calculer la propagation non-linéaire, on utilise l'approximation de l'enveloppe lentement variable - SVEA (Slowly Varying Envelope Approximation) qui consiste à :

- i. omettre les dérivées secondes et les produits des dérivées premières dans l'équation d'onde ($|k^2 E| \gg |k \partial E / \partial z| \gg |\partial^2 E / \partial z^2|$)
- ii. négliger la génération du troisième harmonique (les termes en $e^{\pm 3j\eta s}$)

Les champs co- et contra-propagatifs : $F_i(s)$ et $B_i(s)$ peuvent être écrits sous la forme :

$$\begin{aligned} F_i(s) &= f_i(s) e^{-j\beta_i s} \\ B_i(s) &= b_i(s) e^{j\beta_i s} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

où $f_i(s)$ et $b_i(s)$ varient lentement, ainsi le champ total prend la forme :

$$E_i(s) = f_i(s) e^{-j\beta_i s} + b_i(s) e^{j\beta_i s}. \quad (\text{A.4})$$

Sa dérivée première s'écrit :

$$\frac{dE_i(s)}{ds} = f_i'(s) e^{-j\beta_i s} - j\beta_i f_i(s) e^{-j\beta_i s} + b_i'(s) e^{j\beta_i s} + j\beta_i b_i(s) e^{j\beta_i s}, \quad (\text{A.5})$$

on déduit alors la forme de la dérivée seconde :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_i(s)}{ds^2} = & f_i''(s) e^{-j\beta_i s} - 2j\beta_i f_i'(s) e^{-j\beta_i s} - \beta_i^2 f_i(s) e^{-j\beta_i s} + b_i''(s) e^{j\beta_i s} + \\ & + 2j\beta_i b_i'(s) e^{j\beta_i s} - \beta_i^2 b_i(s) e^{j\beta_i s}. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

$f_i(s)$ et $b_i(s)$ varient lentement, donc on peut appliquer la SVEA (les termes où l'on trouve la dérivée seconde pour $f(s)$ et $b(s)$ sont négligés) :

$$\frac{d^2 E_i(s)}{ds^2} = -2j\beta_i f_i'(s) e^{-j\beta_i s} + 2j\beta_i b_i'(s) e^{j\beta_i s} - \beta_i^2 E_i(s). \quad (\text{A.7})$$

L'équation A.1 s'écrit :

$$-2j\beta_i f_i'(s) e^{-j\beta_i s} + 2j\beta_i b_i'(s) e^{j\beta_i s} + \frac{\omega^2}{c^2} \chi_i^{(3)} |E_i(s)|^2 E_i(s) = 0. \quad (\text{A.8})$$

Or :

$$|E_i(s)|^2 E_i(s) = |f_i(s) e^{-j\beta_i s} + b_i(s) e^{j\beta_i s}|^2 (f_i(s) e^{-j\beta_i s} + b_i(s) e^{j\beta_i s}) \quad (\text{A.9})$$

Si on néglige la troisième harmonique :

$$\begin{aligned} |E_i(s)|^2 E_i(s) = & (|f_i(s)|^2 e^{3\alpha_i/2s} e^{-j\eta_i s} + 2|b_i(s)|^2 e^{-\alpha_i/2s} e^{-j\eta_i s}) f_i(s) + \\ & + (|b_i(s)|^2 e^{\alpha_i/2s} e^{j\eta_i s} + 2|f_i(s)|^2 e^{-3\alpha_i/2s} e^{j\eta_i s}) b_i(s) \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Si on veut revenir à l'équation d'évolution de F_i et B_i :

$$\begin{aligned} f_i(s) &= F_i(s) e^{j\beta_i s} \\ b_i(s) &= B_i(s) e^{-j\beta_i s}, \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

on note alors que :

$$\begin{aligned} |f_i(s)|^2 &= |F_i(s)|^2 e^{-2\alpha_i/2s} \\ |b_i(s)|^2 &= |B_i(s)|^2 e^{2\alpha_i/2s} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

et en dérivant A.11 :

$$\begin{aligned} f_i'(s) &= F_i'(s) e^{j\beta_i s} + j\beta_i F_i(s) e^{j\beta_i s} \\ b_i'(s) &= B_i'(s) e^{-j\beta_i s} - j\beta_i B_i(s) e^{-j\beta_i s}. \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

L'équation A.10 devient :

$$\begin{aligned} |E_i(s)|^2 E_i(s) = & (|F_i(s)|^2 e^{\alpha_i/2s} e^{-j\eta_i s} + 2|B_i(s)|^2 e^{\alpha_i/2s} e^{-j\eta_i s}) F_i(s) e^{j\beta_i s} + \\ & + (|B_i(s)|^2 e^{-\alpha_i/2s} e^{j\eta_i s} + 2|F_i(s)|^2 e^{-\alpha_i/2s} e^{j\eta_i s}) B_i(s) e^{-j\beta_i s} \\ = & (|F_i(s)|^2 + 2|B_i(s)|^2) F_i(s) + (|B_i(s)|^2 + 2|F_i(s)|^2) B_i(s) \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

A partir des équations A.8 et A.13 on obtient :

$$\begin{aligned} F_i'(s) + j\beta_i F_i(s) &= -j \frac{\omega^2}{2\beta_i c^2} \chi_i^{(3)} (|F_i(s)|^2 + 2|B_i(s)|^2) F_i(s) \\ B_i'(s) - j\beta_i B_i(s) &= j \frac{\omega^2}{2\beta_i c^2} \chi_i^{(3)} (|B_i(s)|^2 + 2|F_i(s)|^2) B_i(s). \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Annexe B

Schéma simplifié de différences finies pour un milieu non-linéaire

On considère le cas d'une propagation unidimensionnelle dans un milieu diélectrique linéaire et non dispersif d'indice de réfraction n . L'équation d'onde de propagation d'un champ scalaire E prend la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (\text{B.1})$$

On pose : $E(z, t) = \mathcal{A}(z, t)e^{j(\omega t - kz)}$, où k est le vecteur d'onde défini par $k = \frac{n\omega}{c}$. Les dérivées partielles par rapport à z s'écrivent :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} e^{j(\omega t - kt)} - jk \mathcal{A} e^{j(\omega t - kz)} \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial z^2} e^{j(\omega t - kt)} - 2jk \mathcal{A} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} e^{j(\omega t - kz)} + k^2 \mathcal{A} e^{j(\omega t - kz)}. \quad (\text{B.3})$$

De la même façon on écrit la dérivée partielle seconde par rapport au temps :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial t^2} e^{j(\omega t - kt)} + 2j\omega \mathcal{A} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} e^{j(\omega t - kz)} - \omega^2 \mathcal{A} e^{j(\omega t - kz)} \quad (\text{B.4})$$

En reportant ces expressions dans l'équation d'onde :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial z^2} - 2jk \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} + k^2 \mathcal{A} - \frac{n^2}{c^2} \left[\frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial t^2} + 2j\omega \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} + \omega^2 \mathcal{A} \right] = 0 \quad (\text{B.5})$$

L'approximation de l'enveloppe lentement variable permet d'écrire :

$$-2jk \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} + k^2 \mathcal{A} - \frac{n^2}{c^2} 2j\omega \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} - k^2 \mathcal{A} = 0 \quad (\text{B.6})$$

$$k \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} + \frac{n^2}{c^2} \omega \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = 0 \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{n\omega}{c} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} + \frac{n^2}{c^2} \omega \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = 0 \quad (\text{B.8})$$

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = 0 \quad (\text{B.9})$$

Cette dernière équation peut être discrétisée en utilisant un pas spatial δz et un pas temporel δt :

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} = \frac{\mathcal{A}(z, t) - \mathcal{A}(z - \delta z, t)}{\delta z} \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = \frac{\mathcal{A}(z, t + \delta t) - \mathcal{A}(z, t)}{\delta t} \quad (\text{B.11})$$

ainsi :

$$\frac{\mathcal{A}(z, t) - \mathcal{A}(z - \delta z, t)}{\delta z} + \frac{n}{c} \frac{\mathcal{A}(z, t + \delta t) - \mathcal{A}(z, t)}{\delta t} \quad (\text{B.12})$$

$$\mathcal{A}(z, t) - \mathcal{A}(z - \delta z, t) + \frac{n\delta z}{c\delta t} \mathcal{A}(z, t + \delta t) - \mathcal{A}(z, t). \quad (\text{B.13})$$

Si on choisit : $\delta t = \frac{n\delta z}{c}$ on a $\frac{n\delta z}{c\delta t} = 1$ et donc :

$$\mathcal{A}(z, t) - \mathcal{A}(z - \delta z, t) + \mathcal{A}(z, t + \delta t) - \mathcal{A}(z, t) = 0 \quad (\text{B.14})$$

soit

$$\mathcal{A}(z - \delta z, t) = \mathcal{A}(z, t + \delta t). \quad (\text{B.15})$$

En posant :

$$E(z, t) = A(z, t)e^{j\omega t}, \quad (\text{B.16})$$

on obtient

$$A(z, t) = \mathcal{A}e^{-jkz} \quad (\text{B.17})$$

ce qui donne :

$$A(z, t + \delta t) = \mathcal{A}(z, t + \delta t)e^{-jkz} \quad (\text{B.18})$$

$$\text{soit : } \mathcal{A}(z, t + \delta t) = A(z, t + \delta t)e^{jkz} \quad (\text{B.19})$$

$$A(z - \delta z, t) = \mathcal{A}(z - \delta z, t)e^{-jkz}e^{jk\delta z} \quad (\text{B.20})$$

$$\text{soit : } \mathcal{A}(z - \delta z, t) = A(z - \delta z, t)e^{jkz}e^{-jk\delta z} \quad (\text{B.21})$$

et :

$$A(z, t + \delta t)e^{jkz} = A(z - \delta z, t)e^{jkz}e^{-jk\delta z}. \quad (\text{B.22})$$

On obtient un schéma très simple d'intégration numérique de l'équation d'onde :

$$A(z, t + \delta t) = A(z - \delta z, t)e^{-jk\delta z} \quad (\text{B.23})$$

qui se généralise très facilement à un milieu présentant un indice non-linéaire n_2 en notant que le vecteur d'onde k dépend de l'intensité $I \propto |A|^2$ par $k = \frac{n_0\omega}{c} + n_2I\frac{\omega}{c}$, et donc :

$$A(z, t + \delta t) = A(z - \delta z, t) \times e^{-jk\delta z} \times e^{-j\frac{\omega}{c}n_2I} \quad (\text{B.24})$$

Annexe C

Publications et conférences relatives à ce travail de thèse

Articles :

1. Y. Dumeige, L. Ghişa, P. Féron, "*Dispersive multistability in microring resonators*" J. Opt. A : Pure Appl. Opt. 8 , S483-S489 (2006).

2. Y. Dumeige, L. Ghişa, P. Féron, "*Integrated all-optical pulse restoration with coupled nonlinear microring resonators*" Opt. Lett. Vol.31, No 14, pp.2187-2189 (2006).

3. G. Nunzi Conti, A. Chiasera, L. Ghişa, S. Berneschi, M. Brenci, Y. Dumeige, S. Pelli, S. Sebastiani, P. Féron, M. Ferrari, G.C. Righini, "*Spectroscopic and lasing properties of Er³⁺-doped glass microspheres*" J. Non-Cryst. Sol. Vol.352, pp.2360-2363 (2006).

4. L. Ghişa, Y. Dumeige, T.K.N. Nguyễn, Y.G. Boucher, P. Féron, "*Performances of a fully Integrated All-Optical Pulse Reshaper based on Cascaded Coupled Nonlinear Microring Resonators*" J. of Lightwave Technol. 25, n° 9, pp. 2417-2426 (2007).

Article accepté :

5. Y. Dumeige, T. K. N. Nguyễn, Laura Ghişa, S. Trebaol, P. Féron "*Measurement of the dispersion induced by a slow-light system based on coupled active resonator induced transparency*" Phys. Rev. A (accepté le 29 avril 2008).

Conférences nationales :

1. M. Brenci, F. Cosi, G. Nunzi Conti, S. Pelli, G.C. Righini, P. Féron, L. Ghişa, "*Laser a microrisonatore sferico realizzato mediante vetri silicati drogati con Er^{3+}* " 9° Convegno Nazionale sulle Tecniche Fotoniche nelle Telecomunicazioni- FOTONICA 2005 , Castello Svevo Italie 30 mai-1 juin 2005, recueil des communications : communiqué B4.2.

2. Y. Dumeige, L. Ghişa, P. Féron, "*Tristabilité dispersive dans les microanneaux*" Journées du Groupement De Recherche "Ondes" (GDR "Ondes") groupe thématique 2 (GT-2) : Marseille juin 2005, recueil des communications pp. 62-63.

3. L. Ghişa, M. Thual, Y. Dumeige, P. Féron, M. Ferrari "*Laser micro-sphérique en verre oxyde dopé Erbium*" Journées du Groupement De Recherche "Ondes" (GDR "Ondes") groupe thématique 2 (GT-2) : Marseille juin 2005, recueil des communications pp.64-65.

4. Y. G. Boucher, Y. Dumeige, L. Ghişa, P. Féron, "*Bistabilité d'absorption dans un micro-anneau*" 24èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2005), Chambéry novembre 2005, recueil des communications pp. 171-173.

5. Y. G. Boucher, Y. Dumeige, L. Ghişa, P. Féron, "*Bistabilité d'absorption dans un micro-anneau*" Journées du Groupement De Recherche "Ondes" (GDR "Ondes") groupe thématique 2 (GT-2) : Besançon novembre 2005, recueil des communications p.70.

6. Y. Dumeige, L. Ghişa, P. Féron, "*Fonction optique non-linéaire intégrée à base de micro-résonateurs couplés*" Journées du Groupement De Recherche "Ondes" (GDR "Ondes") groupe thématique 2 (GT-2) Orsay juin 2006.

7. L. Ghişa, Y. Dumeige, P. Féron, "*Remise en forme de signaux à base de micro-résonateurs non-linéaires couplés*" 25èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2006), Metz novembre 2006, recueil des communications pp. 194-196.

8. Y. Jestin, C. Armellini, A. Chiappini, A. Chiasera, P. Féron, L. Ghişa, M. Ferrari, E. Moser, G.Nunzi Conti, S. Pelli, G.C. Righini , "*Etude spectroscopique de micro-sphères recouvertes d'une couche mince optiquement active*" 26èmes Journées

Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2007), Grenoble-2007 juillet 2007, recueil des communications pp.280-282.

Conférences internationales :

1. Y. Dumeige, L. Ghişa, P. Féron, "*Dispersive multistability in microring resonators*" Optical Micro Systems 05 Capri island sept. 2005, Programme and Book of abstracts p. 23.

2. G. Nunzi Conti, A. Chiasera, L. Ghişa, S. Berneschi, M. Brenci, Y. Dumeige, S. Pelli, S. Sebastiani, P. Féron, M. Ferrari, G.C. Righini, "*Spectroscopic and lasing properties of Er³⁺-doped glass microspheres*" AIOM 2005, Tucson USA October 12-15, 2005.

3. Y. G. Boucher, Y. Dumeige, L. Ghişa, P. Féron, "*Generalized transfer function of nonlinear active semiconductor microring resonators*", Photonics Europe 2006, Strasbourg Avril 2006 Proc. of SPIE Vol. 6183, pp.61831B-1- 61831B-10 (2006).

4. S. B. Constant, P.H. Merrer, B. Onillon, P. Lacroix, X. Dollat, O. Llopis , L. Ghişa, Y. Dumeige, P. Féron, G. Cibiel , "*A characterization bench to analyse various types of optical WGM resonators for high spectral purity microwave sources applications*", IEEE Frequency Control Symposium, June 2006, Miami, FL, USA. Proceedings IEEE Frequency Control Symposium pp.519-527 (2006).

5. S. B. Constant, P.H. Merrer, B. Onillon, P. Lacroix, X. Dollat, O. Llopis , L. Ghişa, Y. Dumeige, P. Féron, G. Cibiel, "*Optical Microresonators used for Stabilisation and Miniaturisation of High Spectral Purity Microwave Sources for Space Applications*", CANEUS 2006, Toulouse, France, August 27 - September 1, 2006. Proceedings of CANEUS 2006 - CANEUS2006-11052 (2006).

6. Y. Dumeige, L. Ghişa, S. Trébaol, T. K. N. Nguyễn, P. Féron, "*Optical measurement of the phase shift introduced by a slow light medium based on coupled erbium doped fiber resonators*", Photonics West 2008 - (OPTO 2008) San Jose, CA, USA. Proc. of SPIE Vol. 6904, 690407-1 - 690407-9 (2008).

7. Y. Dumeige, L. Ghişa, T. K. N. Nguyễn, P. Féron, "*Simulation of integrated coupled nonlinear microring resonators all-optical pulse restorer*", Photonics West 2008

- (OPTO 2008) San Jose, CA, USA. Proc. of SPIE Vol. 6896, 68960S-1 - 68960S-9 (2008).

8. Y. Jestin, C. Armellini, A. Chiappini, A. Chiasera, Y. Dumeige, M. Ferrari, P. Féron, L.Ghişa, G. Nunzi Conti, S. Trebaol, G.C. Righini, "*Photonic properties of erbium activated coated microspheres*", Photonics West 2008 - (OPTO 2008) San Jose, CA, USA. Proc. of SPIE Vol. 6890, 689008-1 - 689008-8 (2008).

9. T.K.N. Nguyễn, S. Trebaol, L. Ghişa, Y. Dumeige, P. Féron "*Slow-light medium based on coupled erbium-doped fiber resonators : optical measurement of the phase shift*" SEDWAL Workshop 2008 (Sensitized Er doped waveguide amplifier/laser) 13-15 April 2008 Levico Terme, Italy.

Bibliographie

- [1] L. Rayleigh, *Theory of sound*. Mac Millan & Co, 1877.
- [2] L. Rayleigh, “Further applications of Bessel’s functions of high order to the whispering gallery and allied problems,” *Phil. Mag.*, vol. 27, pp. 100–109, 1914.
- [3] L. Rayleigh, “The problem of whispering gallery,” *Scientific papers*, vol. 5, p. 617, 1899–1920.
- [4] P. Debye, “Der lichtdruck auf kugeln von beliebigem material,” *Ann. Phys.*, vol. 30, pp. 57–136, 1909.
- [5] G. Mie, “Beitrage zur Optik truber Medien,” *Ann. Phys.*, vol. 25, pp. 377–445, 1908.
- [6] R. D. Richtmyer, “Dielectric resonators,” *J. Appl. Phys.*, vol. 10, pp. 391–398, 1939.
- [7] M. Gastine, L. Courtois, and J. L. Dormann, “Electromagnetic resonances in free dielectric spheres,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. MTT- 15, pp. 694–700, 1967.
- [8] P. Affolter and B. Eliasson, “Electromagnetic resonances and Q -factors of lossy dielectric spheres,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. MTT- 21, pp. 573–578, 1973.
- [9] C. Garret, W. Kaiser, and W. Bond, “Stimulated emission into optical whispering modes of spheres,” *Physical Review Letters*, vol. 15, p. 1807, 1961.
- [10] P. Walsh and G. Kemeny, “Laser operation without spikes in a ruby ring,” *J. Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 956–957, 1963.
- [11] T. Baer, “Continuous-wave laser oscillation in a $Nd : YAG$ sphere,” *Optics Letters*, vol. 12, p. 392, 1987.
- [12] A. Ashkin and J. Dziedzic, “Optical levitation by radiation pressure,” *Applied Physics Letters*, vol. 19, p. 283, 1971.
- [13] A. Ashkin and J. Dziedzic, “Observation of resonances in radiation pressure on dielectric spheres,” *Physical Review Letters*, vol. 38, p. 1351, 1977.

- [14] P. Chylek, J. T. Kiehl, and M. K. W. Ko, "Optical levitation and partial-wave resonances," *Physical Review A*, vol. 18, pp. 2229–2233, Nov 1978.
- [15] S. Hill and R. Benner, *Optical effects associated with small particles*, vol. 1 of *Advanced series in applied physics*. World Scientific, 1988.
- [16] R. Chang and A. Campillo, *Optical processes in microcavities*, vol. 3 of *Advanced series in applied physics*. World Scientific, 1996.
- [17] A. Ashkin and J. M. Dziedzic, "Observation of optical resonances of dielectric spheres by light scattering," *Applied Optics*, vol. 20, pp. 1803–1814, 1981.
- [18] P. Chylek, V. Ramaswamy, A. Ashkin, and J. M. Dziedzic, "Simultaneous determination of refractive index and size of spherical dielectric particles from light scattering data," *Applied Optics*, vol. 22, pp. 2302–2307, 1983.
- [19] J. F. Owen, P. W. Barber, B. J. Messinger, and R. K. Chang, "Determination of optical-fiber diameter from resonances in the elastic scattering spectrum," *Optics Letters*, vol. 6, pp. 272–274, 1981.
- [20] R. E. Benner, P. W. Barber, J. F. Owen, and R. K. Chang, "Observation of structure resonances in the fluorescence-spectra from microspheres," *Physical Review Letters*, vol. 44, pp. 475–478, 1980.
- [21] S. C. Hill, R. E. Benner, C. K. Rushforth, and P. R. Conwell, "Structural resonances observed in the fluorescence emission from small spheres on substrates," *Applied Optics*, vol. 23, pp. 1680–1683, 1984.
- [22] S. C. Hill, R. E. Benner, C. K. Rushforth, and P. R. Conwell, "Sizing dielectric spheres and cylinders by aligning measured and computed resonance locations :Algorithm for multiple orders," *Applied Optics*, vol. 24, pp. 2380–2390, 1985.
- [23] R. Thurn and W. Kiefer, "Raman-microsampling technique applying optical levitation and radiation pressure," *Appl. Spectrosc.*, vol. 38, pp. 78–83, 1984.
- [24] S.-X. Qian, J. B. Snow, and R. K. Chang, "Coherent Raman mixing and coherent anti-Stokes Raman scattering from individual micrometer-size droplets," *Optics Letters*, vol. 10, pp. 499–501, 1985.
- [25] J. Snow, S. Qian, and R. Chang, "Stimulated Raman scattering from individual water and ethanol droplets at Morphology Dependant Resonances," *Optics Letters*, vol. 10, p. 37, 1985.
- [26] H. Tzeng, K. Wall, M. Long, and R. Chang, "Laser emission from individual droplets at wavelength corresponding to Morphology Dependence Resonances," *Optics Letters*, vol. 11, p. 614, 1984.

- [27] S. Qian, J. Snow, H. Tzeng, and R. Chang, "Lasing droplets : highlighting the liquid-air interface by laser emission," *Science*, vol. 231, p. 486, 1986.
- [28] H. Lin, A. Huston, B. Justus, and A. Campillo, "Some characteristics of a droplet Whispering-Gallery-Mode laser," *Optics Letters*, vol. 11, p. 614, 1986.
- [29] A. Campillo, J. Eversole, and H. Lin, "Cavity quantum electrodynamics enhancement of stimulated emission in microdroplets," *Physical Review Letters*, vol. 67, p. 437, 1991.
- [30] V. B. Braginsky and F. I. Khalili *Zh. Eksp. Theor. Fiz.*, vol. 78, 1980.
- [31] V. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko, "Quality-factor and non-linear properties of optical whispering gallery modes," *Phys. Lett. A*, vol. 137, p. 393, 1989.
- [32] B. Lu, Y. Wang, Y. Li, and Y. Liu, "Cavity modified spontaneous emission rate in *Nd* glass microsphere," *SPIE laser and photonics*, vol. 1979, p. 166, 1992.
- [33] Y. Wang, B. Lu, Y. Li, and Y. Liu, "Observation of cavity quantum electrodynamic effects in *Nd* :glass microsphere," *Optics Letters*, vol. 20, p. 770, 1995.
- [34] M. Gorodetsky, A. Savchenkov, and V. Ilchenko, "On the ultimate *Q* of optical microsphere resonators," *Optics Letters*, vol. 21, p. 453, 1996.
- [35] L. Collot, V. Lefèvre-Seguin, B. Brune, J. Raimond, and S. Haroche, "Very high *Q* WGM resonances observed on fused silica microspheres," *Europhysics Letters*, vol. 23, p. 327, 1992.
- [36] N. Dubreuil, *Excitation par fibre optique et cartographie en champ proche des modes de galerie de microsphères de silice*. Université de Rennes I, 1997.
- [37] V. Sandoghdar, F. Treussart, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J. M. Raimond, and S. Haroche, "Very low threshold Whispering-Gallery-Mode microsphere laser," *Physical Review A*, vol. 54, p. 1777, 1996.
- [38] F. Treussart, *Etude expérimentale de l'effet laser dans des microsphères de silice dopées avec des ions Néodyme*. Thèse de L'Université Pierre et Marie Curie, 1997.
- [39] W. V. Klitzing, E. Jahier, R. Long, F. Lissillour, V. Lefèvre-Seguin, J. Hare, J. M. Raimond, and S. Haroche, "Very low threshold lasing in Er^{3+} doped ZBLAN microsphere," *Electronics Letters*, vol. 35, no. 20, p. 1745, 1999.
- [40] K. Miura, K. Tanaka, and K. Hirao, "Laser oscillation on both the ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ et ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$ transitions on Nd^{3+} ions using a fluoride glass microsphere," *Journal of Non Crystalline Solids*, vol. 213-214, p. 276, 1997.

- [41] M. Mortier, P. Goldner, P. Féron, G. Stéphan, H. Xu, and Z. Cai, “New fluoride glasses for laser applications,” *Journal of non crystalline solid*, 2003.
- [42] F. Lissillour, R. Gabet, P. Féron, P. Besnard, and G. Stéphan, “Linewidth narrowing of a *DFB* semiconductor laser at $1,55 \mu\text{m}$ by optical injection of an *ER : ZBLAN* microspherical laser,” *Europhysics Letter*, vol. 55, p. 499, 2001.
- [43] X. Fan, S. Scott, and H. Wang, “Microcavities combining a semiconductor with a fused-silica microsphere,” *Optics Letters*, vol. 24, p. 771, June 1999.
- [44] X. Fan, P. Palinginis, S. Lacey, and H. Wang, “Coupling semiconductor nanocrystals to a fused-silica microsphere : a quantum-dot microcavity with external high Q factors,” *Optics Letters*, vol. 25, no. 21, p. 1600, 2000.
- [45] F. Treussart, V. Ilchenko, J. Roch, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J. M. Raimond, and S. Haroche, “Evidence for intrinsic *Kerr* bistability of high- Q microsphere resonators in superfluid helium,” *European Physical Journal D*, vol. 1, p. 235, 1998.
- [46] T. Ibrahim, K. Ritter, V. Van, P. Absil, R. Grover, J. Hryniewicz, B. Little, F. Johnson, and P. Ho, “Experimental observation of optical bistability in semiconductor microring resonators,” *Optics Letters*, vol. 27, p. 803, 2002.
- [47] F. Lissillour, *L’effet laser dans des microsphères de verre fluoré dopées Néodyme et Erbium : Etude expérimentale de différents couplages et de largeurs de raie*. Thèse de doctorat de l’Université de Rennes 1, 2000.
- [48] C. Arnaud, *Étude de fonctions actives et/ou passives à base de micro-résonateurs à modes de galerie*. Thèse de L’Université de Rennes I, 2004.
- [49] J. Stratton, *Théorie de l’électromagnétisme*. Dunod, 1961.
- [50] J. Jackson, *Classical electrodynamics*. John Wiley and Sons, 1975.
- [51] M. H. Fields, J. Popp, and R. K. Chang, “Nonlinear optics in microspheres,” *Progress in Optics*, vol. 41, pp. 1–95, 2000.
- [52] V. V. Datsyuk and I. A. Izmailov, “Optics of microdroplets,” *Physics-Uspekhi*, vol. 44, no. 10, p. 1061, 2001.
- [53] A. N. Oraevsky, “Whispering-gallery waves,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, no. 5, pp. 377–400, 2002.
- [54] K. J. Vahala, “Optical microcavities,” *Nature*, vol. 424, pp. 839–846, August 2003.
- [55] A. Yariv, “Critical coupling and its control in optical waveguide-ring resonator systems,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 4, pp. 483–485, Apr 2002.

- [56] G. Mie, "Beitrag zur optik trüber melien, speziell kolloidaler metallosungen," *Ann. Phys.*, vol. 25, p. 337, 1908.
- [57] L. Landau and E. Lifchitz, *Théorie des champs*. Mir Moscou, 1964.
- [58] K. G. Budden, *The wave-guide theory ov wave propagation*. Academic Press, 1961.
- [59] H. Nussenzveig, *Diffraction effects in semi-classical scattering*. Cambridge University Press, 1992.
- [60] C. C. Lam, P. T. Leung, and K. Young, "Explicit asymptotic formulas for the positions, widths, and strengths of resonances in Mie scattering," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 9, no. 9, p. 1585, 1992.
- [61] M. Abramowitz and I. Stegun, *Handbook of mathematical functions*. Dover publications, 1970.
- [62] D. Pinnow, T. Rich, J. F.W. Ostermayer, and J. M. DiDomenico, "Fundamental optical attenuation limits in the liquid and glassy state with application to fiber optical waveguide materials," *Applied Physics Letters*, vol. 22, no. 10, pp. 527–529, 1973.
- [63] 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*, vol. 23, no. 4, pp. 247–249, 1998.
- [64] P. K. Tien, "Light waves in thin films and integrated optics," *Applied Optics*, vol. 10, no. 11, pp. 2395–2413, 1971.
- [65] L. Collot, *Etude théorique et expérimentale des résonances de galerie de microsphères de silice : pièges à photons pour des expériences d'électrodynamique en cavité*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 1994.
- [66] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide theory*. Norwell, MA :Kluwer, 1983.
- [67] Y. Xu, Y. Li, R. K. Lee, and A. Yariv, "Scattering-theory analysis of waveguide-resonator coupling," *Physical Review E*, vol. 62, pp. 7389–7404, Nov 2000.
- [68] P. Rabiei, W. H. Steier, C. Zhang, and L. R. Dalton, "Polymer Micro-Ring Filters and Modulators," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 11, p. 1968, 2002.
- [69] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi, and J. P. Laine, "Microring resonator channel dropping filters," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 6, pp. 998–1005, 1997.

- [70] J. Poon, Y. Huang, G. Paloczi, and A. Yariv, "Soft lithography replica molding of critically coupled polymer microring resonators," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 11, pp. 2496–2498, Nov. 2004.
- [71] S. Choi, K. Djordjev, S. J. Choi, P. Dapkus, W. Lin, G. Griffel, R. Menna, and J. Connolly, "Microring resonators vertically coupled to buried heterostructure bus waveguides," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 828–830, March 2004.
- [72] P. Absil, J. Hryniewicz, B. Little, R. Wilson, L. Joneckis, and P.-T. Ho, "Compact microring notch filters," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 4, pp. 398–400, Apr 2000.
- [73] F. C. Blom, H. Kelderman, H. J. W. M. Hoekstra, A. Driessen, T. J. A. Popma, S. T. Chub, and B. E. Little, "A single channel dropping filter based on a cylindrical microresonator," *Optics Communications*, vol. 167, pp. 77–82, August 1999.
- [74] O. Schwelb, "Transmission, Group Delay, and Dispersion in Single-Ring Optical Resonators and Add/Drop Filters - A Tutorial Overview," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 5, p. 1380, 2004.
- [75] M. Cai, G. Hunziker, and K. Vahala, "Fiber-optic add-drop device based on a silica microsphere-whispering gallery mode system," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 6, pp. 686–687, Jun 1999.
- [76] D. Rabus, M. Hamacher, U. Troppenz, and H. Heidrich, "High- Q channel-dropping filters using ring resonators with integrated SOAs," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 10, pp. 1442–1444, Oct 2002.
- [77] T. Bilici, S. Isci, A. Kurt, and A. Serpenguzel, "Microsphere-based channel dropping filter with an integrated photodetector," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 2, pp. 476–478, Feb. 2004.
- [78] P. Urquhart, "Compound optical-fiber-based resonators," *Journal of Optical Society of America A*, vol. 5, no. 6, pp. 803–812, 1988.
- [79] K. Oda, N. Takato, and H. Toba, "Wide- FSR waveguide double-ring resonator for optical FDM transmission system," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, pp. 728–736, Jun. 1991.
- [80] J. Hryniewicz, P. Absil, B. Little, R. Wilson, and P.-T. Ho, "Higher order filter response in coupled microring resonators," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 3, pp. 320–322, Mar 2000.

- [81] S. T. Chu, B. Little, W. Pan, T. Kaneko, and Y. Kokubun, "Cascaded microring resonators for crosstalk reduction and spectrum cleanup in add-drop filters," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 11, pp. 1423–1425, Nov 1999.
- [82] S. T. Chu, B. Little, W. Pan, T. Kaneko, and Y. Kokubun, "Second-order filter response from parallel coupled glass microring resonators," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 11, pp. 1426–1428, Nov 1999.
- [83] K. Djordjev, S.-J. Choi, S.-J. Choi, and R. Dapkus, "Microdisk tunable resonant filters and switches," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 6, pp. 828–830, Jun 2002.
- [84] O. Schwelb and I. Frigyes, "Vernier operation of series-coupled optical microring resonator filters," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 39, no. 4, pp. 257–261, 2003.
- [85] A. Savchenkov, V. Ilchenko, T. Handley, and L. Maleki, "Second-order filter response with series-coupled silica microresonators," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 4, pp. 543–544, April 2003.
- [86] A. Savchenkov, V. Ilchenko, A. Matsko, and L. Maleki, "High-order tunable filters based on a chain of coupled crystalline whispering gallery-mode resonators," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 1, pp. 136–138, Jan. 2005.
- [87] G. Griffel, "Vernier effect in asymmetrical ring resonator arrays," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 12, pp. 1642–1644, Dec 2000.
- [88] P. Rabiei and W. Steier, "Tunable polymer double micro-ring filters," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 9, pp. 1255–1257, Sept. 2003.
- [89] B. Liu, A. Shakouri, and J. Bowers, "Wide tunable double ring resonator coupled lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 5, pp. 600–602, May 2002.
- [90] J. E. Heebner, R. W. Boyd, and Q.-H. Park, "Slow light, induced dispersion, enhanced nonlinearity, and optical solitons in a resonator-array waveguide," *Physical Review E*, vol. 65, p. 036619, Mar 2002.
- [91] A. Melloni, F. Morichetti, and M. Martinelli, "Linear and nonlinear pulse propagation in coupled resonator slow-wave optical structures," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 365–379, Mar. 2003.
- [92] D. D. Smith, H. Chang, and K. A. Fuller, "Whispering-gallery mode splitting in coupled microresonators," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 20, p. 1967, September 2003.

- [93] M. F. Yanik and S. Fan, "Stopping Light All Optically," *Physical Review Letters*, vol. 92, p. 083901, Feb 2004.
- [94] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer, "Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis," *Optics Letters*, vol. 24, no. 11, pp. 711–713, 1999.
- [95] J. Poon, J. Sheuer, S. Mookherjea, G. Paloczi, Y. Huang, and A. Yariv, "Matrix analysis of microring coupled-resonator optical waveguides," *Optics Express*, vol. 12, p. 90, Jan. 2004.
- [96] S. Deng, W. Cai, and V. Astratov, "Numerical study of light propagation via whispering gallery modes in microcylinder coupled resonator optical waveguides," *Optics Express*, vol. 12, no. 26, pp. 6468–6480, 2004.
- [97] V. N. Astratov, J. P. Franchak, and S. P. Ashili, "Optical coupling and transport phenomena in chains of spherical dielectric microresonators with size disorder," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 23, pp. 5508–5510, 2004.
- [98] L. Maleki, A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, and V. S. Ilchenko, "Tunable delay line with interacting whispering-gallery-moderesonators," *Optics Letters*, vol. 29, no. 6, pp. 626–628, 2004.
- [99] A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, D. Strekalov, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, "Interference effects in lossy resonator chains," *Journal of Modern Optics*, vol. 51, no. 16 - 18, pp. 2515–2522, 2004.
- [100] S. Chu, W. Pan, S. Sato, T. Kaneko, B. Little, and Y. Kokubun, "Wavelength trimming of a microring resonator filter by means of a UV sensitive polymer overlay," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, no. 6, pp. 688–690, Jun 1999.
- [101] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, Sep 1973.
- [102] A. Yariv, *Quantum Electronics*. John Wiley and Sons, 1989.
- [103] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*. John Wiley and Sons, 1984.
- [104] K. Hiremath, R. Stoffer, and M. Hammer, "Modeling of circular integrated optical microresonators by 2-D frequency domain coupled mode theory," *Optics Communications*, vol. 257, pp. 277–297, January 2006.
- [105] K. R. Hiremath, *Coupled Mode Theory Based Modeling and Analysis of Circular Optical Microresonators*. PhD Thesis, University of Twente, 2005.
- [106] A. Morand, K. Phan-Huy, Y. Desieres, and P. Benech, "Analytical study of the microdisk's resonant modes coupling with a waveguide based on the pertur-

- bation theory,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, pp. 827–832, March 2004.
- [107] A. Yariv, “Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides,” *Electronics Letters*, vol. 36, p. 321, February 2000.
- [108] S. Choi, Z. Peng, Q. Yang, S. J. Choi, and P. Dapkus, “An eight-channel demultiplexing switch array using vertically coupled active semiconductor microdisk resonators,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 2517–2519, Nov. 2004.
- [109] C.-Y. Chao, W. Fung, and L. Guo, “Polymer microring resonators for biochemical sensing applications,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, pp. 134–142, January/February 2006.
- [110] A. Yalcin, K. Papat, J. Aldridge, T. Desai, J. Hryniewicz, N. Chbouki, B. O. K. Little, V. Van, S. Chu, D. Gill, M. Anthes-Washburn, M. Unlu, and B. Goldberg, “Optical sensing of biomolecules using microring resonators,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, pp. 134–142, January/February 2006.
- [111] F. Sanchez, *Optique non-linéaire. Cours et problèmes résolus*. ellipses, 1999.
- [112] J. Danckaert, K. Fobelets, I. Veretennicoff, G. Vitrant, and R. Reinisch, “Dispersive optical bistability in stratified structures,” *Physical Review B*, vol. 44, p. 8214, octobre 1991.
- [113] J. Marburger and F. Felber, “Theory of a lossless nonlinear *Fabry-Perot* interferometer,” *Physical Review A*, vol. 17, p. 335, January 1978.
- [114] H. Haus, *Waves and fields in optoelectronics*. Prentice-Hall, 1984.
- [115] F. S. Felber and J. H. Marburger, “Theory of nonresonant multistable optical devices,” *Applied Physics Letters*, vol. 28, p. 731, June 1976.
- [116] A. E. Kaplan, “Optoelectronic enhancement of the Sagnac effect in a ring resonator and related effect of directional bistability,” *Applied Physics Letters*, vol. 42, no. 6, p. 479, 1983.
- [117] K. Ikeda, H. Daido, and O. Akimoto, “Optical Turbulence : Chaotic Behavior of Transmitted Light from a Ring Cavity,” *Physical Review Letters*, vol. 45, pp. 709–712, Sep 1980.
- [118] M. Midrio, “Shooting technique for the computation of plane-wave reflection and transmission through one-dimensional nonlinear inhomogeneous dielectric structures,” *Journal of Optical Society of America B*, vol. 18, no. 12, pp. 1866–1871, 2001.

- [119] T. Yasui, R. Taakahashi, and H. Susuki, "Ultrafast all-optical pattern matching using differential spin excitation," in *Proc. of European Conference on Optical Communication (ECOC'03)*, 2003.
- [120] G. Theophilopoulos, K. Yiannopoulos, M. Kalyvas, C. Bintjas, G. Kalogerakis, H. Avramopoulos, L. Occhi, L. Schares, G. Guekos, S. Hansmann, and R. D. Ara, "40 GHz all-optical XOR with UNI gate," in *Proc. of Optical Fiber Communication conference (OFC'01), MB2, Anaheim (USA)*, 2001.
- [121] R. Manning and A. Poustie, "40 GHz all-optical shift register with semiconductor optical amplifiers for switching and feedback," in *Proc. of Optical Fiber Communication conference (OFC'01), MB3, Anaheim (USA)*, 2001.
- [122] J. P. Sokoloff, P. R. Prucnal, I. Glesk, and M. Kane, "A terahertz optical asymmetric demultiplexer (TOAD)," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, pp. 787–790, July 1993.
- [123] G. Girault, *Contribution à l'étude de portes optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour le traitement tout-optique de signaux de télécommunication à très hauts débits*. Thèse de L'Université de Rennes I, 2007.
- [124] J. C. Simon, L. Billes, A. Duplas, B. Kowalski, M. Henry, and B. Landousies, "All optical regeneration," in *24th European Conference on Optical Communications (ECOC'98)*, vol. 1, pp. 467–469, September 1998.
- [125] W. Kuebart, B. Lavigne, M. Witte, G. Veith, and O. Leclerc, "40 Gbit/s transmission over 80 000 km dispersion shifted fiber using opto-electronic-3R regeneration," in *European Conference on Optical Communication (ECOC'03)*, 2003.
- [126] T. Sakamoto and K. Kikuchi, "Analyses of all-optical regenerated transmission system using nonlinear interferometric switch," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, pp. 1020–1022, Sep. 2001.
- [127] O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmeffre, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, and F. Seguneau, "Optical regeneration at 40 Gb/s and beyond," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, p. 2779, Nov 2003.
- [128] P. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect," in *Proc. Eur. Conf. Optical Communications*, p. 475, ECOC'98(Madrid, Spain), 1998.
- [129] M. Matsumoto, "Performance analysis and comparison of optical 3R regenerators utilizing self-phase modulation in fibers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, p. 1472, Juin 2004.

- [130] M. Vasilyev and T. Lakoba, "All-optical multichannel $2R$ regeneration in a fiber-based device," *Optics Letters*, vol. 30, p. 1458, Jun. 2005.
- [131] L. Fu, M. Rochette, V. Ta'eed, D. Moss, and B. Eggleton, "Investigation of self-phase modulation based optical regeneration in single mode As_2Se_3 chalcogenide glass fiber," *Optics Express*, vol. 13, p. 7637, Sep. 2005.
- [132] T. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J. Simon, and M. Joindot, "Noise reduction in $2R$ -regeneration technique utilizing self-phase modulation and filtering," *Optics Express*, vol. 14, p. 1737, Mar. 2006.
- [133] V. Ta'eed, M. Shokooh-Saremi, L. Fu, D. Moss, M. Rochette, I. Littler, B. Eggleton, Y. Ruan, and B. Luther-Davies, "Integrated all-optical pulse regenerator in chalcogenide waveguides," *Optics Letters*, vol. 30, p. 2900, Nov 2005.
- [134] B. Lawrence, M. Cha, J. Kang, W. Torruellas, G. Stegeman, G. Baker, J. Meth, and S. Etemad, "Large purely refractive nonlinear index of single crystal P -toluene sulphonate (PTS) at 1600nm," *Electronics Letters*, vol. 30, no. 5, pp. 447–448, 1994.
- [135] B. Luther-Davies and G. Stegeman, "Materials for spatial solitons," in *Spatial solitons*, pp. 19–35, S. Trillo, W. Torruellas, Eds Springer, 2001.
- [136] S. Pereira, P. Chak, and J. Sipe, "Gap-soliton switching in short microresonator structures," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 19, no. 9, pp. 2191–2202, 2002.
- [137] Y. Dumeige, L. Ghişa, and P. Féron, "Integrated all-optical pulse restoration with coupled nonlinear microring resonators," *Optics Letters*, vol. 31, p. 2187, Jul. 2006.
- [138] F. Gires and P. Tournois, "Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence," *C. R. Acad. Sci. Paris*, vol. 258, pp. 6112–6115, 1964.
- [139] X. Yao and L. Maleki, "High frequency optical subcarrier generator," *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 1525–1526, 1994.
- [140] X. Yao and L. Maleki, "Optoelectronic oscillator for photonic systems," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, pp. 1141–1149, 1996.
- [141] S. Vyatchanin, M. Gorodetsky, and V. Ilchenko *Zhurnal Prikladnoi Spektroskopii*, vol. 52, pp. 274–279, 1992.
- [142] Z. Cai, H. Xu, G. Stéphan, P. Féron, and M. Mortier, "Red-shift in $Er : ZBLALiP$ whispering gallery mode laser," *Optics Communications*, vol. 229, pp. 311–315, 2004.

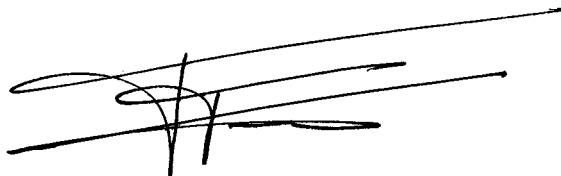
- [143] A. E. Fomin, M. L. Gorodetsky, I. S. Grudinin, and V. S. Ilchenko, “Nonstationary nonlinear effects in optical microspheres,” *Journal of Optical Society of America B*, vol. 22, no. 2, pp. 459–465, 2005.
- [144] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks, “Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper,” *Optics Letters*, vol. 22, no. 15, pp. 1129–1131, 1997.
- [145] G. Gouesbet, G. Gréhan, B. Maheu, and K. Ren, *Electromagnetic Scattering of Shaped Beams. (Generalized Lorentz-Mie Theory)*. ouvrage consultable sur le serveur du CORIA, 1998.
- [146] T. J. A. Kippenberg, *Nonlinear Optics in Ultra-high-Q Whispering-Gallery Optical Microcavities*. PhD Thesis, California Institute of Technology, 2004.
- [147] Z. K. Ioannidis, P. M. Radmore, and I. P. Giles, “Dynamic response of an all-fiber ring resonator,” *Optics Letters*, vol. 13, no. 5, p. 422, 1988.
- [148] A. A. Savchenkov, V. S. Ilchenko, A. B. Matsko, and L. Maleki, “Kilohertz optical resonances in dielectric crystal cavities,” *Physical Review A*, vol. 70, pp. 051804–1–051804–4, 2004.
- [149] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, “Optical resonators with ten million finesse,” *Optics Express*, vol. 15, no. 11, pp. 6768–6773, 2007.

VU :

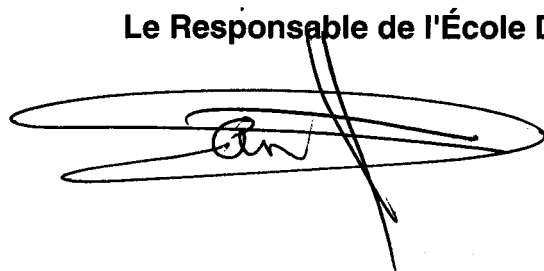
VU :

Le Directeur de thèse

P. FÉRON



Le Responsable de l'École Doctorale

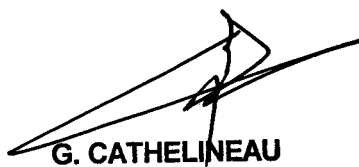


Dr n° 2008/S/7 n° 69

VU pour autorisation de soutenance

Rennes, le - 2 JUIL. 2008

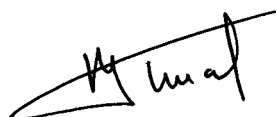
Le Président de l'Université de Rennes 1



G. CATHELINÉAU

VU après soutenance pour autorisation de publication :

Le Président de Jury,



résumé

Nous présentons dans ce mémoire de thèse des travaux qui portent sur l'étude de micro résonateurs à modes de galerie et en anneau couplés dans le but d'applications aux fonctions optiques de traitement du signal.

Dans une première partie nous présentons un modèle matriciel pour décrire la propagation de la lumière dans des structures à anneaux couplés. L'utilisation de ce modèle se résume pour des structures dont on connaît les coefficients de couplage entre les guides.

Dans le cas de résonateurs constitués d'un milieu qui ne présente pas d'effets non-linéaires nous avons montré que les structures à anneaux couplés permettent de réaliser la synthèse de filtres optiques.

Si les résonateurs sont le siège d'une non linéarité dispersive d'ordre 3 nous avons deux cas possibles en fonction du type d'excitation. Hors résonance nous avons montré que nous pouvons obtenir potentiellement des dispositifs $N + 1$ stables en utilisant un système formé de N anneaux couplés, ainsi que la tristabilité dans un seul anneau en utilisant un signal de commande. A résonance nous avons montré que l'on peut obtenir la fonction de remise en forme du signal pour des débits de 40 Gb/s.

La deuxième partie porte sur les travaux réalisés sur l'oscillateur optoélectronique. Dans le schéma classique d'un tel oscillateur la fonction de retard optique est obtenue en utilisant une ligne à fibre optique de longueur proportionnelle au retard nécessaire. Nous voulons remplacer cette fibre avec une ligne à retard à base de microrésonateurs. Nous présentons des procédés de fabrication de résonateurs sphériques et diverses méthodes de mesure de leurs facteurs de qualité, proportionnel au retard induit.