

N° ordre : 35-2004

UNIVERSITE DE LIMOGES

Faculté des Sciences et Techniques

Ecole Doctorale Sciences, Technologie, Santé

Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Présentée et soutenue publiquement par :

Hervé GOURAUD

Le 25 novembre 2004

Filtrage opto-microonde par synthèse optique de réponse impulsionnelle

Thèse dirigée par Philippe Di Bin, Laurent Billonnet et Bernard Jarry

H. PORTE	Directeur de recherche CNRS, Besançon	Rapporteur
B. CABON	Professeur à l'ENSERG/IMEP, Grenoble	Rapporteur
J. M. BLONDY	Ingénieur de recherche, Limoges - IRCOM	Examineur
S. TOUTAIN	Professeur à l'Ecole Polytechnique, Nantes	Examineur
L. BILLONNET	Maître de Conférences, Limoges - IRCOM	Examineur
M. MAIGNAN	Ingénieur à Alcatel Space Industries, Toulouse	Examineur
P. DI BIN	Maître de Conférences, Limoges - IRCOM	Examineur
J. CAPMANY FRANCOY	Professeur à l'Université Polytechnique, Valencia	Examineur
B. JARRY	Professeur à l'Université de Limoges - IRCOM	Examineur

UNIVERSITE DE LIMOGES

Faculté des Sciences et Techniques

Ecole Doctorale Sciences, Technologie, Santé

Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Présentée et soutenue publiquement par :

Hervé GOURAUD

Le 25 novembre 2004

*Filtrage opto-microonde par synthèse
optique de réponse impulsionnelle*

Thèse dirigée par Philippe Di Bin, Laurent Billonnet et Bernard Jarry

H. PORTE	Directeur de recherche CNRS, Besançon	Rapporteur
B. CABON	Professeur à l'ENSERG/IMEP, Grenoble	Rapporteur
J. M. BLONDY	Ingénieur de recherche, Limoges - IRCOM	Examineur
S. TOUTAIN	Professeur à l'Ecole Polytechnique, Nantes	Examineur
L. BILLONNET	Maître de Conférences, Limoges - IRCOM	Examineur
M. MAIGNAN	Ingénieur à Alcatel Space Industries, Toulouse	Examineur
P. DI BIN	Maître de Conférences, Limoges - IRCOM	Examineur
J. CAPMANY FRANCOY	Professeur à l'Université Polytechnique, Valencia	Examineur
B. JARRY	Professeur à l'Université de Limoges - IRCOM	Examineur

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE	13
CHAPITRE 1 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DES FILTRES MICROONDES ET OPTO-MICROONDES	17
I- Introduction.....	19
II- Les filtres microondes	20
II-1. Introduction.....	20
II-2. Les filtres volumiques	20
II-2.1. Les filtres à cavités métalliques.....	21
II-2.2. Les filtres à guide d'onde	22
II-2.3. Les filtres à résonateurs diélectriques.....	23
II-3. Les filtres planaires	24
II-3.1. Les filtres sur membranes, les filtres micro-usinés.....	25
II-3.2. Les filtres supraconducteurs	26
II-3.3. Filtres en technologie LTCC	27
II-4. Les filtres actifs	28
II-4.1. Les convertisseurs d'impédance négative.....	30
II-4.2. Les filtres récursifs et transversaux	30
II-4.2.1. Définitions et équations générales	30
II-4.2.2. Le modèle transversal	32
III- Les filtres opto-microondes	34
III-1. Introduction.....	34
III-2. Principe général de réalisation	36
III-3. Filtres microondes utilisant une source monochromatique.....	38
III-3.1. Filtres microondes à base d'un prisme à fibres	38
III-3.1.1. Principe de réalisation	38
III-3.1.2. Prisme à fibres pour la synthèse de filtres passe-bande.....	41
III-3.1.3. Prisme à fibre pour la synthèse des filtres stop-bande.....	43
III-3.1.4. Relation entre temps de cohérence et intervalle spectral libre.....	44
III-3.2. Filtres microondes à base de coupleur optique directionnel.....	44
III-3.2.1. Ligne à retard bouclée sur un coupleur directionnel.....	45
III-3.2.2. Lignes à retard bouclées sur deux coupleurs directionnels en parallèle	46

III-3.2.3. Coupleurs directionnels en série.....	47
III-3.3. Filtres microondes à cavité optique.....	51
III-3.3.1. Principe de réalisation et résultats expérimentaux.....	51
III-4. Filtres microondes utilisant une source multichromatique.....	54
III-4.1. Filtres à base d'un réseau de sources lasers monochromatiques.....	55
III-4.1.1. Principes de réalisation et résultats expérimentaux.....	55
III-4.1.2. Synthèses des avantages et inconvénients de la structure.....	58
III-4.2. Filtres utilisant des sources optiques multimodes.....	59
III-4.2.1. Principes de réalisation.....	59
III-4.3. Les "slicing filters".....	61
III-4.3.1. Filtre acousto-optique accordable.....	61
III-4.3.2. Filtre à base de réseaux de Bragg.....	63
III-4.3.3. Filtres interférentiels.....	69
III-5. Contournement des limites imposées par le fonctionnement en régime optique incohérent.....	72
III-5.1. Approche électrique : détection différentielle.....	73
III-5.2. Approche photonique.....	74
III-6. Bilan.....	76
Références bibliographie du chapitre 1.....	79

CHAPITRE 2 : ANALYSE DU FILTRE OPTO-MICROONDE..... 89

I- Introduction.....	91
II- Effet de la dispersion chromatique dans les systèmes de transmission sur fibre optique.....	92
II-1. Présentation des fibres optiques monomodes.....	92
II-1.1. L'atténuation.....	92
II-1.2. La dispersion chromatique de la vitesse de groupe.....	93
II-2. Effet de la dispersion chromatique sur la bande passante de transmission.....	96
II-2.1. Cas d'une source optique monochromatique.....	96
II-2.1.1. Constante de propagation.....	98
II-2.1.2. Champ en entrée du photodétecteur.....	99
II-2.1.3. Intensité photodétectée.....	100
II-2.1.4. Puissance microonde.....	101
II-2.1.5. Signaux à bande latérale unique.....	104
II-2.2. Cas d'une source optique polychromatique.....	104
II-2.3. Cas d'une source optique polychromatique échantillonnée.....	108
II-2.3.1. Fonction de transfert dans le cas d'un échantillonnage discret.....	108
II-2.3.2. Fonction de transfert dans le cas d'un échantillonnage continu.....	113

III. Compensations de la modulation apériodique et de la dispersion chromatique de la fibre optique...	115
III-1. Compensation de la modulation apériodique	115
III-2. Compensations de la modulation apériodique et de la dispersion variable de la fibre optique	117
IV- Le modulateur d'intensité Mach-Zehnder	120
IV-1. Introduction.....	120
IV-2. Effet électrooptique.....	121
IV-2.1. Généralités	121
IV-2.2. Effet Pockels dans le niobate de lithium LiNbO_3	122
IV-2.3. La modulation de phase	122
IV-3. Description du modulateur de type Mach-Zehnder	124
IV-3.1. Principe de fonctionnement.....	124
IV-3.2. Fonction de transfert en régime statique	126
IV-3.2.1. Champ électrique associé à l'onde optique en sortie du modulateur.....	126
IV-3.2.2. Puissance optique en sortie du modulateur.....	127
IV-3.3. Fonctionnement en régime dynamique	130
IV-3.3.1. Expression fréquentielle du champ électrique.....	130
IV-3.3.2. Puissance optique modulée en sortie du modulateur.....	131
V. Outil de simulation	132
V-2. Validation théorique du logiciel.....	135
V-3. Influence de la modulation apériodique et de la dispersion variable sur la réponse du filtre.....	135
VI. Conclusion	138
Références bibliographie du chapitre 2.....	139
CHAPITRE 3 : REALISATION DU FILTRE OPTO-MICROONDE.....	141
I- Introduction.....	143
II- La source optique large spectre.....	143
III- La ligne dispersive.....	145
III-1. La fibre optique SMF	145
III-2. Présentation de la fibre compensatrice.....	146
IV- Interféromètre à deux ondes	147
IV-1. Biréfringence modale et longueur de battement	148
IV-2. Analyse de l'interféromètre à deux ondes.....	151

IV-2.1. Principe	151
IV-2.2. Intensité transmise à travers un système interférentiel.....	152
IV-2.3. Mise en évidence de la modulation spectrale.....	153
IV-3. Les fibres biréfringentes	156
IV-3.1. La fibre "Panda"	156
IV-3.2. Mesure de la biréfringence d'un tronçon de fibre "Panda"	157
IV-4. L'interféromètre de Mach-Zehnder fibré.....	159
IV-4.1. Mise en oeuvre.....	159
IV-4.2. Performances de l'interféromètre réalisé	160
V- Caractérisation du modulateur.....	162
V-1. Analyse statique du modulateur	162
V-2. Fonctionnement en régime modulé.....	164
V-2.1. Bande passante du système	164
V-2.2. Evolution de la puissance optique à la fréquence fondamentale	166
V-2.3. Effet de la dispersion sur la bande passante de transmission	167
VI- La photodiode PIN	173
VI-1. Analyse statique.....	173
VI-2. Analyse dynamique	175
VI-2.1. Evolution de la sensibilité de la photodiode en fonction de la fréquence de modulation.....	175
VI-2.2. Puissance électrique modulée	177
VI-2.3. Taux de modulation	178
VII- Premières mesures du filtre microonde et validation du logiciel.....	180
VIII- Réalisation du filtre à réponse symétrique.....	183
VIII-1. Résultats de simulation	183
VIII-2. Mesure du filtre à réponse symétrique	187
IX- Mise en forme du gabarit de la réponse du filtre.....	191
IX-1. Présentation de l'Egaliseur de Gain Dynamique (DGE).....	191
IX-2. Réalisation d'une source optique à spectre gaussien	193
IX-3. Réalisation d'une source optique à spectre en rectangle.....	196
X- Accordabilité fréquentielle du filtre	199
X-1. Analyse théorique	199
X-2. Mesure de l'accordabilité fréquentielle du filtre opto-microonde.....	201
XI- Intégration du filtre opto-microonde dans une liaison de transmission	203

XII- Conclusion	206
Références bibliographie du chapitre 3.....	208
CONCLUSION GENERALE.....	213
ANNEXES	219
Annexe 1 : Définition du paramètre de chirp du modulateur	219
Annexe 2 : Relation entre le paramètre de chirp et α_{MZ}	221
Annexe 3 : Calcul de la bande passante du filtre microonde gaussien	222
Annexe 4 : Influence de l'asymétrie géométrique entre les deux bras de l'interféromètre	224
Annexe 5 : Expression du champ électrique en sortie du modulateur.....	226
Annexe 6 : Détermination de l'expression de l'intensité transmise à travers un système interférentiel.....	228
Annexe 7 : Détermination de dispersion modale de polarisation en fonction de la biréfringence	232
Annexe 8 : Calcul du taux de modulation	233
Annexe 9 : Spécifications techniques de l'égaliseur de gain dynamique	234
PUBLICATIONS PERSONNELLES	235

Introduction

Générale

Introduction générale

On assiste aujourd'hui à un déploiement sans précédent de la fibre optique pour les transmissions longues distances, sous marines, et les liaisons de courtes distances qui opèrent en général à des débits moindres. Ce sont l'immense bande passante et la faible atténuation de la fibre optique qui, conjuguées à l'apparition de l'amplificateur optique dopé Erbium, ont favorisé l'essor des systèmes de transmission sur fibre. L'introduction du multiplexage en longueur d'onde et l'accroissement de la bande passante des composants optoélectroniques d'émission (modulateur) et de réception (photodiode) ont alors permis l'accroissement des débits afin de répondre à l'explosion des communications téléphoniques puis à celle des transmissions des données (Internet, vidéo,...).

Profitant alors du déploiement de la fibre optique et de l'élargissement de la bande passante des composants opto-microondes, un nouveau domaine de recherche concerne le transport des signaux radios sur la fibre optique comme support de transmission de l'information. Ces techniques hybrides "fibre-radio" trouvent alors leur principal intérêt dans les systèmes de radio communication et de téléphonie mobile. Le système est alors composé d'une première partie où l'information radiofréquence se propage sur fibre optique, et d'une deuxième partie qui concerne l'émission de l'onde radio par voie hertzienne. Cette architecture est donc une alternative intéressante puisqu'elle permet une connexion rapide et progressive de zones où les abonnés sont dispersés ou difficiles d'accès de par leur positionnement géographique. On cite également d'autres applications de l'opto-microonde, qu'elles soient pour les applications civiles (télécommunications, alimentation d'antennes réseaux, automobile, ...), militaires (suivi de cible, détection infrarouge, radar, ...) ou spatiales (télémétrie laser, transfert de données entre satellites, ...). L'opto-microonde apporte alors de nombreux avantages en terme d'encombrement, de bande passante, d'immunité aux perturbations électromagnétiques extérieures.

La dispersion chromatique est l'une des principales caractéristiques des fibres optiques unimodales aujourd'hui largement utilisées. La dispersion chromatique est en effet responsable d'un élargissement temporel des impulsions, qui au bout d'une certaine distance,

provoque un recouvrement entre symboles. La dispersion chromatique peut donc se présenter comme un facteur limitant dans les systèmes de transmission.

Le travail présenté dans ce mémoire propose l'étude de la bande passante de systèmes de transmission radiofréquence sur fibre optique dispersive. La propriété de la dispersion chromatique de la fibre optique, associée à l'utilisation d'une source optique de caractéristique spectrale définie, sont alors mises à profit pour la synthèse de filtres passe bande. La dispersion chromatique de la fibre optique n'est alors pas considérée comme un facteur limitant, mais une propriété dont nous pouvons tirer parti. L'architecture originale d'un système tout optique peut alors profiter d'un déploiement déjà existant d'une liaison en fibre optique et associer la fonctionnalité de filtrage à la transmission du signal radiofréquence.

Le premier chapitre est consacré à une introduction au filtrage microonde. Nous présentons tout d'abord les technologies classiques électriques qu'elles soient passives ou actives. Cette présentation nous permettra de cibler les exigences électriques de filtrage, les contraintes de poids et d'encombrement des filtres traditionnellement conçus. Puis, nous présentons une étude non exhaustive de la fonction de filtrage réalisée à l'aide de systèmes optiques. L'étude de ces filtres dits "opto-microondes" nous permettra de dégager l'architecture optique qui semble la mieux adaptée dans la synthèse de la réponse d'un filtre passe bande performant.

Le deuxième chapitre concerne l'analyse théorique du filtre opto-microonde choisi. Pour cela, nous étudions l'effet de la dispersion chromatique dans les systèmes de transmission en fonction de la source optique utilisée. L'objectif est alors de montrer dans quelles conditions il est possible de tirer parti de la dispersion chromatique de la fibre optique pour concevoir, à l'aide d'une source optique de caractéristique spectrale déterminée, un filtre passe bande dont les propriétés électriques (bande passante, fréquence centrale, niveau en puissance) sont contrôlées. Nous présentons également une étude détaillée du modulateur électrooptique utilisé qui constitue l'élément clé de la transmission du signal radiofréquence sur fibre optique. Enfin, nous envisageons à l'aide d'un outil logiciel d'aide à la conception, les conditions optimales de mises en œuvre du filtre opto-microonde.

Le troisième chapitre, plus expérimental, présente le choix et la caractérisation des différents éléments optiques qui composent le système, ceci dans l'objectif d'envisager au mieux la réponse du filtre opto-microonde. De nombreuses mesures des réponses de filtres opto-microondes permettent de valider les potentialités envisagées dans les chapitres précédents. Nous montrons alors la mise en œuvre de la réponse d'un filtre opto-microonde symétrique, reconfigurable et accordable en fréquence, et dont les performances électriques peuvent être ajustées. Puis, un outil de simulation est proposé, nous assurant de la réponse du filtre de caractéristiques électriques contrôlées. Enfin, nous présentons deux architectures d'intégration du filtre opto-microonde dans un système de transmission sur fibre optique.

*Chapitre 1 : Etude
bibliographique des filtres
microondes et opto-
microondes*

I- Introduction

Dans l'industrie actuelle, de grands besoins existent dans le domaine des hautes fréquences et notamment pour le domaine des télécommunications. Ceci explique qu'il existe aujourd'hui une très grande variété de filtres microondes. Ces filtres initialement passifs, qu'ils soient volumiques ou planaires, présentent des caractéristiques particulières qui détermineront la technologie avec laquelle ils seront réalisés ainsi que leur domaine d'application. L'objectif des technologies est de pouvoir répondre à trois critères primordiaux : une **miniaturisation** du système, un **accroissement des performances** et une **baisse des coûts de production**. L'objectif de ce chapitre n'est pas de faire un bilan exhaustif de toutes les technologies, techniques ou technologies liées à la réalisation des filtres microondes, mais de montrer les tendances et les besoins qui ont fait évoluer les filtres, justifiant ainsi progressivement les options prises lors de notre étude. Nous présenterons dans une première partie de ce chapitre, une brève étude bibliographique de ces filtres microondes et mettrons en évidence les avantages et les inconvénients de chacune des technologies et des approches.

Afin d'améliorer les performances des structures purement passives, de nombreuses études ont été menées sur les filtres "actifs". Ces derniers ont alors permis de compenser les pertes induites, de réduire la taille des dispositifs et autorisent un réglage électrique des performances des filtres. Ils résultent soit d'une modification des structures passives classiques ou d'une transposition aux fréquences microondes de concepts développés dans d'autres domaines fréquentiels. Les filtres transversaux qui appartiennent aux deux catégories précédemment citées sont issus d'une transposition du domaine des basses fréquences aux fréquences microondes. Nous détaillerons plus particulièrement la base théorique de ces filtres transversaux.

Avec le développement des systèmes de radio communication et de téléphonie cellulaire, la transmission de signaux microondes dans des fibres optiques connaît un intérêt croissant ces dernières années. Ainsi, nous présenterons en détails dans la deuxième partie de ce chapitre, les différentes techniques optiques des plus primitives aux plus abouties de ces filtres dits "opto-microondes" aujourd'hui proposés dans la littérature scientifique. A la suite

de cette étude bibliographique recensant les avantages et les inconvénients de chaque technique, nous dégagerons le principe le mieux adapté à la synthèse de filtres sélectifs et à une intégration dans les systèmes de transport du signal microonde sur fibre optique. Nous discuterons ici des avantages et des inconvénients de ce type de structures.

II- Les filtres microondes

II-1. Introduction

Un filtre est un dispositif qui effectue une sélection de fréquence en conservant (on parle alors de filtre passe-bande) ou rejetant (stop-bande) certaines gammes fréquentielles. Suivant les contraintes électriques (fréquence de résonance, bande passante, sélectivité, pertes d'insertion, ...), mécaniques (poids, encombrement,...) et thermiques de réalisation contenues dans un cahier des charges, le constructeur se dirigera vers une des technologies et topologies disponibles.

Dans ce premier paragraphe, nous allons exposer brièvement les différentes technologies de filtrage de signaux microondes, en essayant de mettre en avant les avantages et les inconvénients de chacune d'entre elles. Nous développerons plus particulièrement les filtres volumiques, les filtres planaires, et les filtres actifs en technologies planaires en montrant à chaque fois les besoins et les contraintes qui ont forcé l'évolution vers telle ou telle catégorie.

II-2. Les filtres volumiques

Les filtres volumiques sont caractérisés dans le domaine électrique par leur grande sélectivité et de faibles pertes d'insertion. Ils permettent de plus, le passage de fortes puissances tout en conservant une bonne stabilité thermique. Ces qualités leur confèrent une grande efficacité pour le filtrage de signaux en émission dans les systèmes de

télécommunication. Malheureusement, ces derniers souffrent d'un encombrement et d'un poids important peu adaptés aux exigences de miniaturisation. Parmi les filtres volumiques, nous distinguons les filtres à cavités résonantes métalliques, les filtres à guides d'ondes et les filtres à résonateurs diélectriques.

II-2.1. Les filtres à cavités métalliques

Les premiers filtres à cavité résonante métallique sont apparus au début des années 40. Ces filtres sont caractérisés par d'excellentes performances électriques. Ils présentent en effet un facteur de qualité très élevé conduisant ainsi à une forte sélectivité. De plus, ils engendrent un très faible niveau de pertes et sont adaptés à traiter des signaux de forte puissance.

De nombreux travaux tendent à réduire le poids et l'encombrement de ces derniers tout en améliorant leurs performances de filtrage. Ainsi, de nouveaux matériaux plus légers tels que des polymères, associés à un dépôt d'argent sur les parois internes afin d'obtenir de meilleures performances électriques. Cette technologie a permis de diviser le poids du filtre par deux [1.1]. La diminution du poids de ces filtres a également été rendue possible par la réalisation de structures plus complexes comme les filtres elliptiques qui utilisent un nombre limité de cavités. Dans ce but, des cavités résonantes à modes duaux (deux modes orthogonaux d'une même famille de mode $TE_{m,n,o}$) ont été synthétisées. Pour un même ordre de filtre, le nombre de cavités est divisé par deux comparé au filtre fonctionnant sur un seul mode [1.2].

Sur la Figure 1.1 est représenté un exemple de filtre à huit pôles réalisé avec une cavité cylindrique résonant sur le mode TE_{111} . Il apparaît des vis de réglages destinées à ajuster les fréquences de résonance des deux modes.

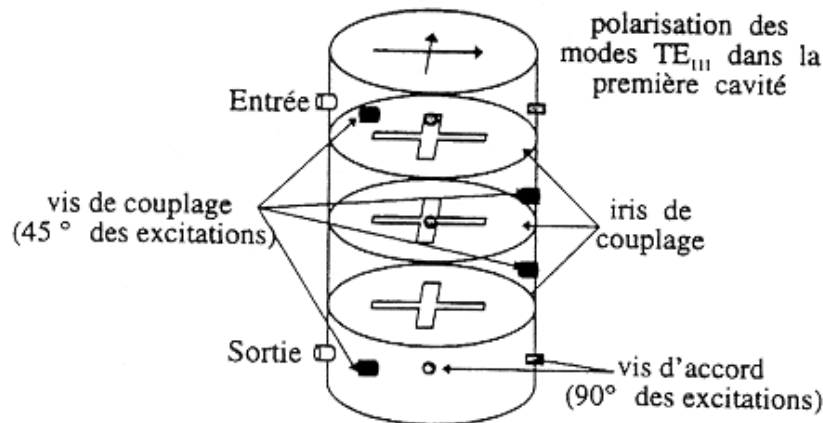


Figure 1.1 : Structure d'un filtre à 8 pôles à cavités cylindriques bi-modes

Ces efforts sur la réduction du poids et de l'encombrement font qu'aujourd'hui ces filtres sont encore utilisés notamment dans les satellites de télécommunication. La très grande sélectivité de ces filtres en fait leur principal attrait.

II-2.2. Les filtres à guide d'onde

On pourrait penser que cette technologie n'offre que peu d'avantage compte tenu de l'encombrement et du poids de tels filtres. En effet, les guides d'onde ne satisfont pas ce critère de miniaturisation. Cependant ces structures sont parfaitement adaptées aux fréquences microondes et millimétriques.

Les filtres en guide d'onde sont réalisés directement dans le guide même qui propage le signal à traiter. Diverses configurations utilisant des lignes à ailettes, des inserts métallisés ou des fenêtres inductives existent et ont pour but de générer une alternance de tronçon propageant et de tronçon évanescent. Ils permettent alors d'obtenir une caractéristique sélective en fréquence du paramètre de transmission. De plus, en l'absence de diélectrique, ces filtres en métal présentent de très faibles pertes dans la bande passante et compte tenu de leur faculté à dissiper les fortes températures peuvent traiter des signaux de forte puissance.

La Figure 1.2 illustre un exemple de filtre à guide d'onde métallique passe-bande. Les inserts métalliques doivent être disposés parallèles les uns aux autres et parallèles au vecteur

champ électrique du mode fondamental. Le nombre de discontinuités métalliques $(n+1)$ fixe le nombre de pôles (n) du filtre.

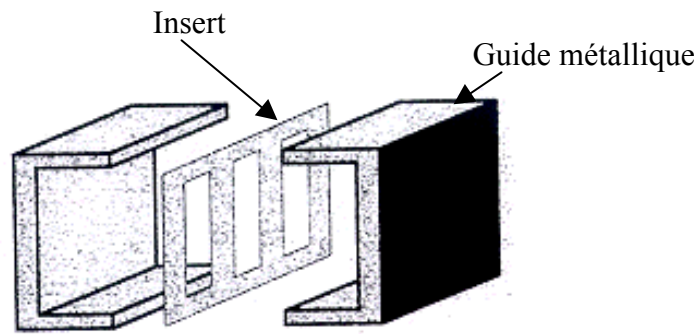


Figure 1.2 : Filtre à inserts métalliques

Les caractéristiques principales de ces filtres sont la facilité de réalisation, la capacité à traiter des signaux de fortes puissances, et d'autre part la possibilité de réalisation de filtres de bande passante réduite. En revanche, l'utilisation de cette technologie conduit à des structures encombrantes et par conséquent lourdes et donc peu intégrables.

II-2.3. Les filtres à résonateurs diélectriques

L'utilisation des filtres à résonateurs diélectriques est apparue à la fin des années 60. C'est l'emploi de matériaux à haute permittivité qui a permis de rendre les résonateurs diélectriques performants. En effet, ces derniers permettent d'obtenir des coefficients de surtension élevés (qui peuvent être supérieurs à ceux des résonateurs à cavité métallique et dépendent du matériau utilisé) mais surtout répondent au mieux aux exigences de poids et d'encombrement réduits. De plus, ces résonateurs autorisent une bonne stabilité thermique et un faible coût de production. Toutes ces raisons font qu'aujourd'hui, l'utilisation des résonateurs diélectriques dans la réalisation des filtres microondes passifs est très répandue. Sur la Figure 1.3 est montrée une comparaison entre trois filtres du même ordre (six) fonctionnant à la même fréquence, mais réalisés en utilisant trois technologies différentes : cavités résonantes rectangulaires classiques, cavités cylindriques à modes duaux, résonateurs diélectriques à modes duaux. Le gain est évident, en terme d'encombrement, introduit par l'utilisation des modes duaux et des résonateurs diélectriques.

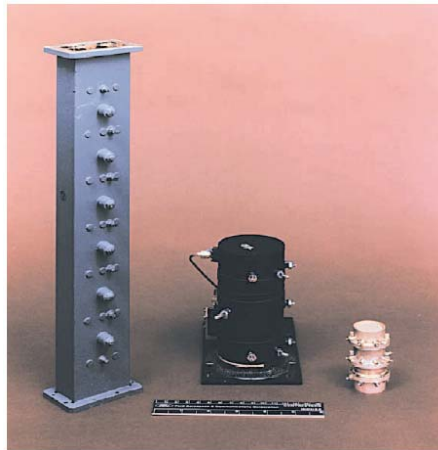


Figure 1.3 : Comparaison entre filtres à cavités traditionnelles et filtres à résonateurs diélectriques [1.3]

Il semble néanmoins que les résonateurs diélectriques trouvent leur limite dans le domaine des fréquences millimétriques. A ces fréquences, une miniaturisation du composant rend sa fabrication et son utilisation délicate. De plus, les systèmes d'excitation utilisés dégradent fortement le facteur de qualité à vide de la structure et augmentent les pertes d'insertion du filtre. Une solution apportée est l'excitation du résonateur par des modes de galeries permettant un surdimensionnement des résonateurs dans le domaine diélectrique [1.4].

Les applications des filtres à résonateurs diélectriques sont pratiquement les mêmes que pour les filtres à cavité métallique. De part leur forte sélectivité et leurs faibles pertes engendrées, ils sont efficaces dans le filtrage de signaux en fin de chaîne des systèmes de télécommunications. Néanmoins, leurs limites résident dans la réalisation dans le domaine millimétrique et leur incompatibilité avec les technologies planaires.

II-3. Les filtres planaires

Compte tenu des contraintes de poids et de taille des circuits liées aux nouvelles applications, ainsi que l'apparition de nouvelles technologies, les concepteurs se sont dirigés vers la technologie planaire. Ces technologies, même si elles étaient dès le départ moins

performantes et moins prometteuses, ont présenté de nombreux avantages parmi lesquelles une grande souplesse de réalisation et de réglage et des coûts moins élevés. En outre, les outils de simulation, grâce au développement des modèles spécifiques, ont rapidement permis une grande souplesse en termes de simulation et d'optimisation.

Les filtres planaires peuvent être réalisées à l'aide de technologies dites microruban coplanaire ou triplaqué. Ils s'opposent en termes d'inconvénients et d'avantages aux filtres volumiques. En effet, les filtres planaires ont pour avantages un très faible encombrement, un poids minime et un excellent degré d'intégration avec les autres fonctions électroniques. En revanche, leurs points faibles restent le passage de faibles puissances et surtout leurs performances électriques aux hautes fréquences pour lesquelles, les pertes métalliques, diélectriques et par rayonnement augmentent [1.5].

Nous ne développerons pas dans ce paragraphe les différentes topologies de filtres microondes planaires. En revanche, nous présenterons les principales technologies planaires développées, à savoir les dispositifs sur membranes, la supraconductivité et la technologie multicouches LTCC.

II-3.1. Les filtres sur membranes, les filtres micro-usinés

Pour les applications de filtrage dans la bande de fréquence Ka (26 à 40 GHz), les lignes microrubans ou coplanaires souffrent d'une part de pertes diélectriques importantes qui croissent proportionnellement avec la fréquence, et d'autre part d'une dispersion à ces fréquences responsable d'une limitation de la largeur de la bande utilisable. De plus, les pertes par rayonnement sont également non négligeables.

La technologie du micro-usinage est apparue au début des années 90. Elle consiste à enlever le matériau diélectrique qui constitue le substrat sur lequel les structures microrubans sont imprimées jusqu'à le réduire à une fine membrane (Figure 1.4). Le conducteur métallique du circuit est alors déposé sur une fine membrane de diélectrique alors suspendue dans l'air. La réduction du substrat à une fine membrane diminue donc les pertes diélectriques et les effets de dispersion puisque les champs se propagent dans l'air [1.6].

On peut de plus s'affranchir des pertes par rayonnement en effectuant un blindage du dispositif. On encapsule alors complètement le circuit.

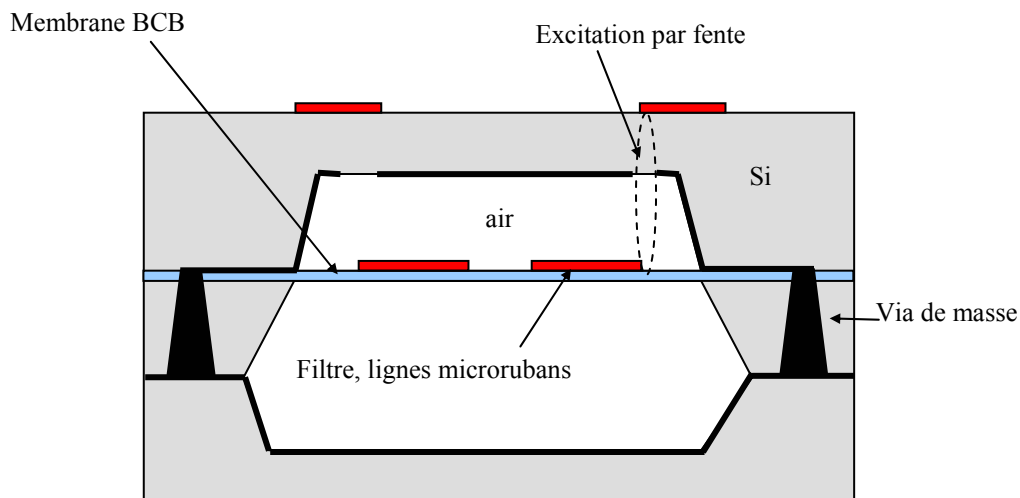


Figure 1.4 : Section transversale d'une ligne microruban micro usinée

Les performances de ces filtres se situent entre celles des guides d'onde et celles des filtres purement planaires, et il est possible de réaliser des filtres planaires à fort coefficient de qualité à des fréquences proches de 30 GHz [1.7], [1.8].

Cette technologie présente de nombreux avantages. La fabrication est aisée et le coût est faible. Elle offre de plus un bon compromis entre performances électriques (faibles pertes et fort facteur de qualité) et encombrement. Elle permet également une bonne stabilité mécanique, et une possibilité d'intégration avec un environnement MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits). En revanche, son caractère faible perte atteint son rendement maximal au-delà de 30 GHz et cette technologie ne bénéficie pas encore d'un fort développement dans le milieu industriel pour une réalisation en quantité.

II-3.2. Les filtres supraconducteurs

Le principe de ces filtres est d'associer un substrat, de faible tangente de perte afin de limiter les pertes diélectriques sur lequel est déposé le guide métallique, à un film supraconducteur qui viendrait se déposer sur le circuit. De part leurs propriétés supraconductrices, ces matériaux affaiblissent considérablement la résistance de surface par

rapport à un métal classique. Pour cela il faut que le matériau supraconducteur soit porté à une température de 77 °K, ce qui nécessite un système de refroidissement cryogénique. Il est également souhaitable d'ajouter, pour palier d'éventuelles variations de température, des systèmes de régulation thermique.

Cette technique semble particulièrement bien adaptée aux fréquences peu élevées, puisque en effet, la résistance de surface à l'état supraconducteur croît rapidement avec la fréquence. Aux fréquences millimétriques (50-60 GHz), le faible gain apporté par les matériaux supraconducteurs ne justifie pas le coût important généré par le système cryogénique. De plus, ce dernier reste encombrant et augmente le coût d'utilisation d'un tel procédé notamment dans le domaine aérospatial.

II-3.3. Filtres en technologie LTCC

La technologie récente LTCC (Low-Temperature Cofired Ceramic, ce qui signifie Céramique co-cuite à Basse Température, CBT) consiste en un empilement de fines couches de diélectriques et de conducteurs métalliques, (Figure 1.5). Elle permet de réaliser une structure céramique multi niveaux, où les niveaux de métallisation sont connectés entre eux par l'intermédiaire de trous métallisés. Elle offre une grande souplesse de réalisation et d'intégration puisque les connexions et les alimentations peuvent également être intégrées au module, répondant alors au souci de miniaturisation et permettant aussi de diminuer les pertes par connexions [1.9].

Cette technologie permet de réaliser des composants discrets (inductances, résistances, capacités) en technologie microruban, mais également des filtres planaires blindés (circuits réalisés entre deux couches de céramiques), et d'intégrer des modules actifs en technologie MMIC.

En ce qui concerne les performances électriques de cette technologie, nous pouvons citer le problème d'ajustement de la fréquence centrale du filtre. En effet, lors de la cuisson (1000 °C) les couches se rétractent et induisent une homothétie asymétrique du matériau qui désaccorde le filtre. Notons que ce problème affecte d'autant plus la réponse du filtre que la

fréquence centrale est élevée. En terme de sélectivité, les performances atteintes sont légèrement inférieures à celles réalisées avec la technologie de micro-usinage.

Les principaux avantages de cette technologie résident donc dans des coûts de production attractifs, une grande intégrabilité dans un environnement MMIC ainsi qu'une très bonne immunité aux perturbations extérieures, le tout dans une structure d'encombrement réduit.

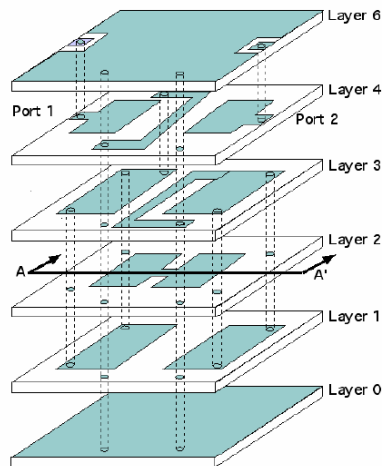


Figure 1.5 : Vue tridimensionnelle d'un filtre à éléments localisés en technologie LTCC [1.10]

II-4. Les filtres actifs

Les technologies associées aux différents filtres passifs, qu'ils soient volumiques ou planaires, tendent à répondre aux exigences de faibles pertes d'insertions, d'une sélectivité importante, d'un ajustement de la fréquence centrale du filtre, d'une contrainte de volume et de poids minimal de la structure [1.11], [1.12]. Le développement grand public des systèmes microondes pour les systèmes de communication sans fil a accéléré la nécessité de compatibilité avec les technologies intégrables développées quelques années auparavant.

L'introduction d'éléments actifs inhérente à ces technologies intégrées s'est rapidement révélée comme une solution pour l'amélioration des performances des filtres

planaires, en terme de compensation voire d'annulation des pertes d'insertions, du réglage électrique ou optique de la bande passante et/ou de la fréquence centrale du filtre.

L'adjonction d'éléments actifs permet donc de contribuer à l'amélioration des performances électriques des filtres planaires classiques. Une première catégorie de filtre résulte ainsi **d'une modification des structures** passives évoquées précédemment. Nous pouvons citer à titre d'exemple :

- ↳ les filtres à résonateurs diélectriques dont les pertes sont compensées par une boucle active [1.13],
- ↳ les filtres planaires dont les pertes sont compensées par des circuits actifs (boucles actives [1.14], circuits à résistances négatives [1.15], [1.16]).

Une deuxième catégorie concerne les filtres actifs **résultants d'une transposition aux fréquences microondes de concepts** développées dans d'autres domaines fréquentiels. Nous pouvons citer :

- ↳ les filtres à inductances actives et résonateurs actifs [1.17],
- ↳ les filtres analogiques continus (circuits gyrateurs appliqué au filtrage [1.18], filtres RC [1.19] et filtres à réglage continu),
- ↳ les filtres résultants de la mise en cascade de cellules passives et actives [1.20],
- ↳ les filtres récursifs et transversaux [1.12].

Toutefois, l'introduction d'éléments actifs s'accompagne de contraintes supplémentaires. Nous pouvons citer la limitation en puissance du système au delà de laquelle serait introduit un comportement non linéaire, une dégradation des performances de bruit (ajout de bruit dans la chaîne de réception), un risque d'instabilité électrique, et une consommation supplémentaire de puissance liée à la consommation des éléments actifs.

Nous allons, dans ce paragraphe, présenter un exemple de circuit actif destiné à compenser les pertes d'un module planaire (filtre de la première catégorie) avant de nous intéresser plus précisément au filtrage récursif et transversal (technique de filtrage issu de techniques basses fréquences). Le lecteur pourra, s'il le désire, trouver un grand nombre d'informations concernant les autres topologies de filtrage actif précédemment citées en se reportant aux références [1.11], [1.12], [1.13], [1.21].

II-4.1. Les convertisseurs d'impédance négative

Un convertisseur d'impédance négative (CIN) est un circuit dont l'impédance d'entrée est proportionnelle et de signe opposé à son impédance de charge. Ces convertisseurs d'impédance négative sont des dispositifs très utilisés à basses fréquences pour des applications diverses. La conception de composants négatifs résulte le plus souvent de l'utilisation de cette technique.

Aux fréquences microondes, de nombreuses études ont été menées sur la conception de résistances négatives et différentes topologies permettent de synthétiser ce type de circuit. Ces résistances négatives peuvent être obtenues dans différentes bandes de fréquences et trouvent essentiellement leur application dans la compensation des pertes de structures passives.

A titre d'exemple, nous pouvons citer une réalisation conçue à l'IRCOM d'un filtre planaire compensé et accordé respectivement par l'utilisation de résistances négatives et de diodes varactors. Elle concerne la compensation des pertes d'un filtre LC stop-bande à un pôle réalisé en éléments pseudo-localisés. Le convertisseur d'impédance négative a permis de compenser les pertes induites à la fois par des éléments passifs planaires et par les diodes varactors. La compensation a pu être obtenue dans la bande [1 – 3 GHz]. L'accordabilité fréquentielle est réalisée à l'aide des diodes varactors de 1.3 GHz à 2.6 GHz.

II-4.2. Les filtres récurrents et transversaux

II-4.2.1. Définitions et équations générales

La deuxième famille de filtres concerne les filtres récurrents et transversaux. Ils sont régis par une équation temporelle où $x(t)$ et $y(t)$ représentent respectivement le signal à l'entrée et à la sortie du système. Pour un filtre récurrent d'ordre (N, P), l'équation temporelle s'écrit :

$$y(t) = \sum_{k=0}^N a_k \cdot x(t - k\tau) - \sum_{p=1}^P b_p \cdot y(t - p\tau) \quad (1.1)$$

Sous cette forme, le premier terme correspond à la partie transversale du filtre alors que le second membre représente la partie réursive.

Conformément à cette équation, la conception du filtre en échelle d'ordre (N, P) correspondant, nécessite des temps de retard τ , des paramètres de pondérations $\{a_k\}$ et $\{b_p\}$ et un moyen de combiner des éléments de signaux retardés à l'intérieur de la structure.

Par transformation de Fourier, la réponse en fréquence $H(f)$ s'écrit :

$$H(f) = \frac{\sum_{k=0}^N a_k \cdot e^{-2j\pi f k \tau}}{1 + \sum_{p=1}^P b_p \cdot e^{-2j\pi f p \tau}} \quad (1.2)$$

Nous constatons que la partie purement transversale (en voie directe) introduit les zéros de la réponse en fréquence (les racines du numérateur de $H(f)$), alors que la partie réursive (en rétroaction) introduit les pôles de la réponse (les racines du dénominateur) définissant ainsi la stabilité du dispositif.

En posant $f_0 = 1/\tau$, nous remarquons que la fonction $H(f)$ est périodique de période f_0 . Cette périodisation de la réponse en fréquence du filtre est imposée par la discrétisation de sa réponse impulsionnelle. Ainsi, si $H_0(f)$ représente le motif élémentaire de filtrage de la réponse en fréquence $H(f)$, la fonction de transfert d'un filtre réursif peut s'écrire :

$$H(f) = H_0(f) * \sum_{i \rightarrow -\infty}^{+\infty} \delta(f - i \cdot f_0) \quad (1.3)$$

La transposition des principes basses fréquences des filtres réursifs et transversaux aux fréquences microondes est réalisée en identifiant respectivement les nœuds, les coefficients $\{a_k\}$ et $\{b_p\}$, et l'élément τ du graphe de fluence (Figure 1.6) de ces filtres respectivement à des circuits combineurs/diviseurs de puissance, des amplificateurs ou atténuateurs de puissance, et à un élément de retard.

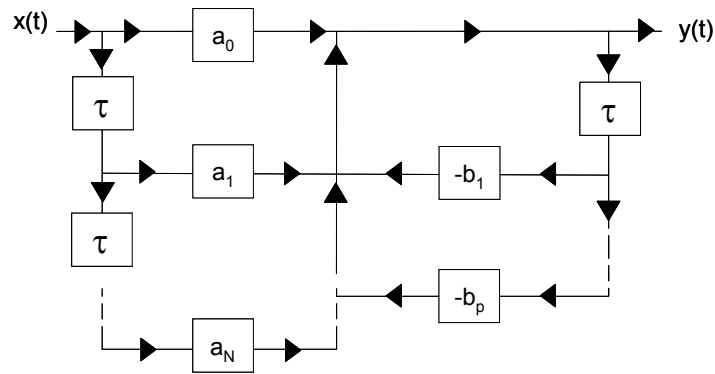


Figure 1.6 : Graphe de fluence d'un filtre récursif d'ordre (N, P)

II-4.2.2. Le modèle transversal

Le modèle transversal se déduit du modèle général exposé dans la partie précédente. Il suffit alors de considérer que les coefficients de la partie récursive sont nuls. Le graphe de fluence d'un filtre transversal d'ordre N (Figure 1.7) se réduit alors à une sommation de signaux élémentaires retardés et pondérés par les coefficients $\{a_k\}$.

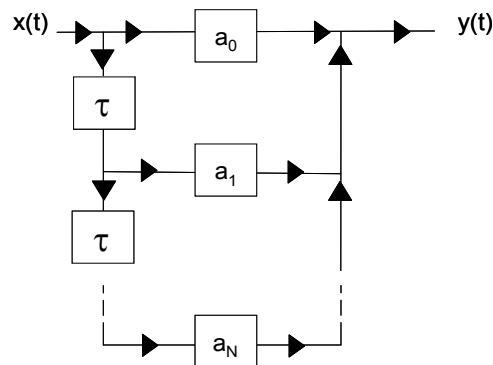


Figure 1.7 : Graphe de fluence d'un filtre transversal d'ordre N

L'équation temporelle correspondant à un filtre transversal d'ordre N se simplifie alors de sorte que :

$$y(t) = \sum_{k=0}^N a_k \cdot x(t - k\tau) \quad (1.4)$$

La réponse impulsionnelle d'un filtre transversal d'ordre N s'écrit alors :

$$h(t) = \sum_{k=0}^N a_k \cdot \delta(t - k\tau) \quad (1.5)$$

La forme de la réponse impulsionnelle, et par conséquent la réponse du filtre transversal, sont déterminées par l'ajustement des coefficients de pondération $\{a_k\}$.

La fonction de transfert correspondante se calcule simplement à partir de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle :

$$H(f) = \sum_{k=0}^N a_k \cdot e^{-2j\pi f k \tau} \quad (1.6)$$

II-5. Bilan sur les filtres microondes

Cette revue non exhaustive des structures et topologies de filtres microondes a permis de mettre en évidence les différentes topologies aujourd'hui disponibles. Chacune d'entre elles semblent adaptée à un domaine d'application et tend à répondre aux objectifs imposés par des cahiers des charges aux contraintes multiples :

- ↳ **électriques** : sélectivité, faibles pertes dans la bande passante, réglages électriques des performances de filtrages (accordabilité, largeur de la bande passante, ...), fréquence centrale du filtre facilement ajustable, compatibilité d'intégration dans un environnement électronique (adaptation et insensibilité électromagnétique), faible consommation électrique (pour les filtres actifs), traitement de signaux de forte puissance, performance de bruit.
- ↳ **Mécaniques** : peu encombrant, de faible poids, et facile à mettre en œuvre.
- ↳ **Economiques** : peu coûteux donc reproductibles.

Afin de mieux répondre à l'ensemble de ces contraintes, les filtres ont peu à peu évolué vers la réalisation de filtres actifs. Par rapport aux structures purement passives, les filtres actifs apportent de nombreux avantages (réduction du poids, compensation des pertes, ...). Malheureusement, l'introduction d'éléments actifs n'est pas sans l'introduction de paramètres supplémentaires (consommation électrique, bruit, ...). De plus, la synthèse d'un filtre actif d'ordre élevé (nombre d'amplificateur à utiliser dans un modèle transversal) ramène au bout du compte, sauf utilisation de techniques complexes originales [1.22], à des structures coûteuses, encombrantes et compliquées à contrôler.

Aussi, avec le développement de la transmission des signaux microondes sur fibre optique, de nombreuses études ont été menées sur la réalisation de la fonction de filtrage dans le domaine optique, limitant alors l'utilisation de composants électriques. Ces filtres "opto-microondes" basés sur le modèle transversal, ont pour objectif de répondre au mieux aux contraintes précédemment citées pour réaliser un filtre d'ordre élevé et s'intégrant dans une structure de communication déjà existante, évitant ainsi le problème de l'encombrement et du coût.

III- Les filtres opto-microondes

III-1. Introduction

Nous assistons aujourd'hui à un déploiement sans précédent de la fibre optique, depuis le réseau international jusqu'à chez l'abonné. Ceci parce que la fibre optique présente de très nombreux avantages en terme de propagation de l'onde optique : très faibles pertes de propagation, immunité aux perturbations électromagnétiques, très faibles poids et encombrement, fabrication peu coûteuse et surtout une immense bande spectrale de fonctionnement autorisant le multiplexage en longueur d'onde (technique de WDM et DWDM pour Wavelength Division Multiplexing et Dense Wavelength Division Multiplexing) et par conséquent l'augmentation des débits numériques transmissibles.

Aussi, parallèlement à l'amélioration des composants et techniques purement optiques, de récents développements concernent les composants optiques-microondes d'émission (modulateurs) et de réceptions (photodiodes). La fibre optique s'offre alors comme un candidat efficace pour le transport de signaux électriques sur de courtes ou longues distances. La solution radio sur fibre consiste à transporter, directement sur fibre optique, une porteuse optique modulée par un signal radiofréquence contenant les données. La propagation du signal radiofréquence sur fibre optique trouve alors son principal intérêt dans les systèmes de radio communication et de téléphonie mobile.

Nous pouvons citer à titre d'exemple les systèmes hybrides fibre-radio (HFR) intégrés dans les réseaux de distribution large bande (Figure 1.8). Cette technique de raccordement d'un abonné à une station centrale est en compétition avec les architectures FTTH (Fibre To The Home), FTTB (Fibre To The Building), HFC (Hybrides Fibres Câbles), et la liaison sur paires torsadées de cuivre propriétés de l'opérateur historique (France Télécom). Dans un système HFR, une station centrale génère les signaux de la voie descendante (en direction de l'abonné) ; ces derniers sont ensuite distribués par fibre optique à de multiples stations de base où, après conversion de l'onde lumineuse en signal électrique, les données sont transmises aux usagers par radio, chacun d'entre eux disposant d'une antenne dirigée vers la station de base. Cette architecture est donc une alternative intéressante puisqu'elle permet le déploiement rapide et progressif de nouveaux réseaux, et ce à un coût supportable. Dans ce contexte, les systèmes HFR ont donné lieu à de nombreux travaux de recherche au cours de la décennie écoulée.

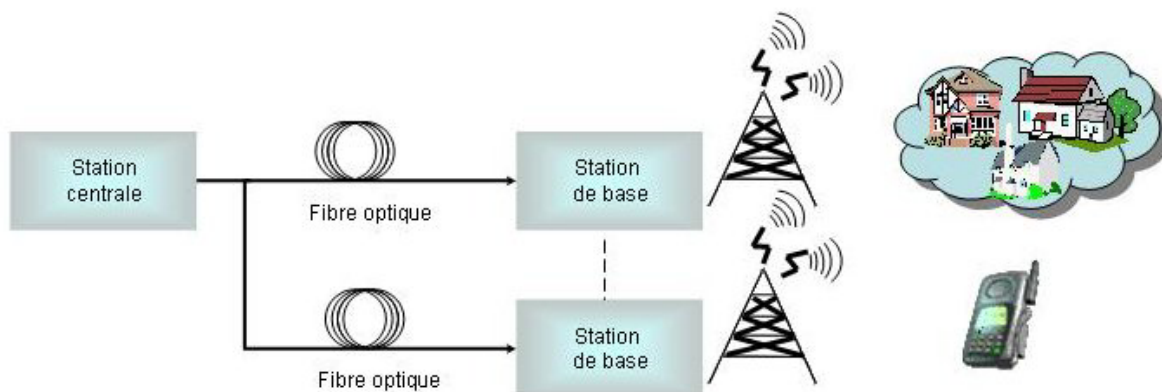


Figure 1.8 : Schéma d'un réseau de distribution d'un système HFR

Ces dernières années, la transmission et le traitement des signaux microondes sur fibres optiques connaissent un intérêt croissant. Dans un domaine connexe aux travaux portant sur les systèmes de communication fibre-radio, de nombreux travaux ont également été réalisés sur la conception de nouvelles fonctions. Nous pouvons citer les convertisseurs analogiques numériques [1.23], [1.24], les antennes à pointage optique [1.25], et les filtres microondes à base d'éléments optiques. Dans cette dernière catégorie, l'intérêt est alors de proposer une nouvelle fonction de filtrage réalisée par des systèmes optiques sur le signal microonde transporté sur fibre optique. L'idée est de profiter de l'installation de la fibre optique et d'utiliser sa propriété de dispersion chromatique comme d'une ligne à retard. Ces techniques de filtrage microonde par voie photonique permettent alors de limiter le nombre d'éléments électriques en les substituant par des composants optiques et de tirer ainsi parti du déploiement de la fibre optique comme support de transmission.

Nous allons donc dans cette partie, tout d'abord développer le principe général de réalisation des filtres opto-microonde basé sur le modèle de filtrage transversal. Puis nous exposerons les différentes architectures aujourd'hui présentées dans la littérature scientifique. Une analyse sera alors faite sur celle qui présente la meilleure potentialité pour la synthèse d'un filtre d'ordre élevé et qui répond aux contraintes de filtrage citées précédemment, et qui pourrait aux mieux s'intégrer dans une structure de communication existante.

III-2. Principe général de réalisation

Parmi tous les filtres microondes réalisés par voie optique, nous distinguons les filtres réalisés en optique cohérente et ceux en optique incohérente. Dans les filtres fonctionnant en optique cohérente, la phase de la porteuse optique est utilisée. Des réponses impulsionnelles contenant des échantillons de poids négatifs peuvent alors être réalisées et offrent alors une large gamme de gabarit de filtres synthétisables. Cependant la phase de l'onde optique doit être contrôlée avec beaucoup de précision. Elle est de plus soumise aux perturbations extérieures (variation de la température, de la pression) et rend alors la structure instable optiquement. Dans ce contexte, peu de filtres microondes sont aujourd'hui synthétisés par cette méthode.

La deuxième catégorie concerne les filtres fonctionnant en régime optique incohérent et ne requiert pas le contrôle de la phase de l'onde optique. La mise en œuvre du filtre microonde est alors largement facilitée et cette structure est optiquement stable.

De par la très grande variété des différents filtres synthétisés et afin de simplifier l'exposé, notre choix s'est concentré sur les filtres issus d'un fonctionnement en régime incohérent.

La Figure 1.9 présente l'architecture générale d'un tel filtre. Cette structure est composée d'éléments optiques (fibre optique, sources optiques,...), électriques (source microonde, sources continues), optoélectroniques (modulateur, photodiode). La transmission du signal microonde par voie optique est effectuée par la modulation. Dans la suite, nous appelons "porteuse optique" toute longueur d'onde modulée pour transporter l'information RF.

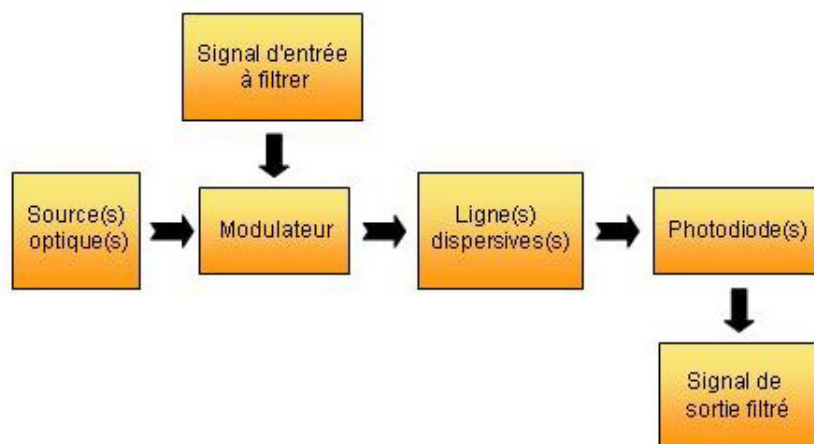


Figure 1.9 : Architecture générale d'un filtre microonde en régime optique incohérent

Le principe général consiste à synthétiser la réponse impulsionnelle associée à un filtre microonde transversal. Pour cela, nous devons sélectionner des longueurs d'onde dont le poids est représentatif des échantillons de la réponse impulsionnelle, et de leurs appliquer des retards grâce à la dispersion chromatique d'une fibre optique. Les N porteuses optiques (pour un filtre d'ordre N) sont ainsi modulées en amplitude par le signal électrique $x(t)$ à filtrer avant d'être retardées. La détection permet de sommer chacune des contributions retardées et d'obtenir le signal électrique de sortie $y(t)$ correspondant à la réponse d'un filtre transversal.

Ainsi, si $x(t)$ est le signal de modulation et τ_e le retard élémentaire (temps d'échantillonnage), le signal de sortie s'écrit :

$$y(t) = \sum_{k=1}^N a_k \cdot x(t - \tau_e) \quad (1.7)$$

où les coefficients $\{a_k\}$ représentent le poids de chaque contribution.

Dans la pratique, les filtres microondes réalisés en optique incohérente peuvent se regrouper en deux grandes familles suivant le principe de réalisation des porteuses optiques. Celles-ci sont engendrées par une seule source monochromatique associée à plusieurs lignes dispersives ou bien par une source multi-longueurs d'onde (ou un réseau de sources monochromatiques) associée(s) à une seule ligne dispersive. Chacune de ces deux familles se décompose en plusieurs architectures. Nous présentons chacune d'elles en insistant sur leurs avantages et leurs limites.

III-3. Filtres microondes utilisant une source monochromatique

III-3.1. Filtres microondes à base d'un prisme à fibres

L'architecture à base de prisme à fibres (en plastique) a permis de réaliser le premier filtre microonde transversal et fut proposé par C.T. Chang *et al.* en 1977 [1.28].

III-3.1.1. Principe de réalisation

Nous présentons sur la Figure 1.10 qui suit, l'architecture générale du filtre microonde réalisé à partir d'un prisme à fibres. Le prisme à fibres optiques consiste à disposer en parallèle des tronçons de fibre imposant pour chacun d'eux des temps de propagation de

l'onde optique différents. Dans une fibre optique, ce temps de propagation dépend à la fois de la longueur de la fibre et de sa dispersion chromatique.

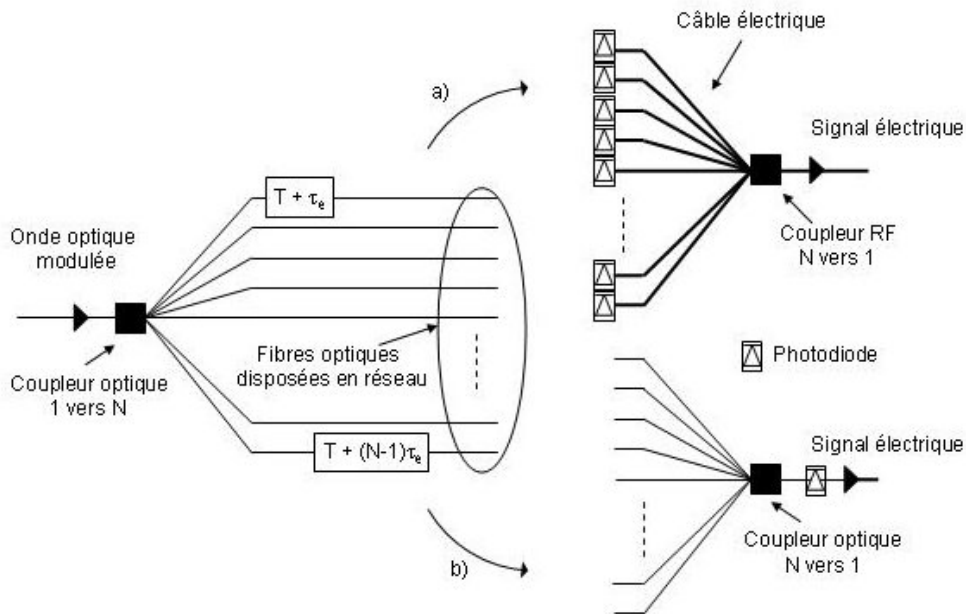


Figure 1.10 : Prisme à fibres optiques ; a) Somme électrique, b) Somme optique

La source optique utilisée est un laser (source monochromatique). Un coupleur optique placé à sa sortie divise la puissance optique de manière équilibrée et excite les N fibres optiques. Chacune de ces fibres transporte et impose aux ondes optiques, modulées par le signal radiofréquence, des temps de propagation différents. En sortie du réseau deux sommations, électrique ou optique, sont envisageables. La première nécessite N photodiodes et un coupleur microonde, la seconde un coupleur optique et une seule photodiode.

Le retard dit "élémentaire" de l'équation (1.7) correspond au temps additionnel entre deux ondes optiques se propageant dans deux fibres optiques consécutives du réseau. Dans le cas où les fibres sont de longueurs $L, L+L_e, \dots, L+(N-1)L_e$ où L est la longueur de la fibre la plus courte, le retard élémentaire τ_e s'écrit en fonction de la longueur élémentaire L_e rajouté de manière proportionnelle à chaque fibre du réseau, de l'indice de réfraction n et de la vitesse de propagation de la lumière dans le vide c :

$$\tau_e = \frac{n}{c} L_e \quad (1.8)$$

La Figure 1.11 qui suit présente la simulation réalisée à partir des données de la publication [1.29], à savoir un nombre de fibres optiques $N = 9$, une différence de longueur entre deux fibres consécutives de $L_e = 13$ m, correspondant à un temps élémentaire de $\tau_e = 64$ ns. Par la suite, le nombre de porteuses optiques est modifié en conservant le même retard élémentaire entre chacun des bras du réseau. Puis la longueur élémentaire L_e est aussi modifiée en conservant le même nombre de porteuses.

Nous pouvons alors faire les remarques suivantes :

- ↳ si l'on augmente le nombre de porteuses optiques (nombre de fibres optiques dans le prisme), on élargit la réponse impulsionnelle et par conséquent on augmente la sélectivité des différents motifs de filtrage de la réponse du filtre, mais on n'améliore pas la réjection relative des lobes secondaires qui reste égale à 13 dB environ. Ce taux de réjection dépend uniquement de la forme de la réponse impulsionnelle et donc du poids relatif des puissances optiques à la sortie de chaque fibre du prisme.
- ↳ La longueur élémentaire L_e modifie à la fois l'intervalle spectral libre (écart fréquentiel entre deux motifs de filtrage) et la bande passante lorsque le nombre de porteuses optiques est conservé.

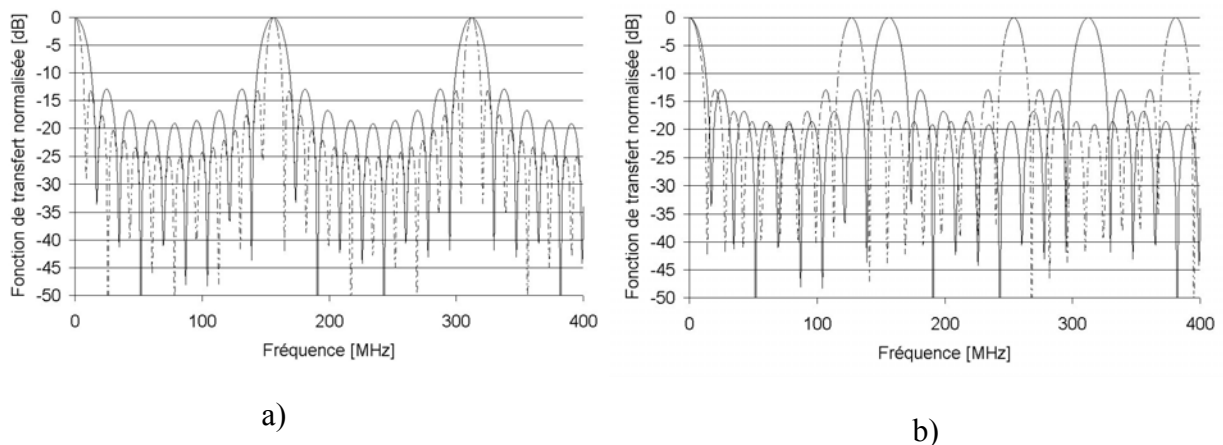


Figure 1.11 : Superposition des réponses en fréquence a) pour $L_e = 13$ m et $N = 9$ (trait continu) et $N = 18$ (pointillé), b) pour $N=9$ et $L_e = 13$ m (continu) et $L_e = 16$ m (pointillé)

III-3.1.2. Prisme à fibres pour la synthèse de filtres passe-bande

Plusieurs constructions ont été envisagées afin de réaliser le plus grand nombre de porteuses optiques à partir d'une structure de prisme à fibres dont on peut contrôler le retard élémentaire. L'architecture la plus simple consiste à disposer en parallèle des tronçons de fibres de longueurs différentes comme dans le cas précédemment exposé [1.30], [1.31].

Une autre possibilité est d'utiliser des fibres de longueurs identiques mais de valeurs de dispersion chromatiques différentes [1.32]. Cette technique présente alors l'avantage d'une accordabilité du filtre microonde en changeant la longueur d'onde de la source laser. Mais la structure reste encombrante et difficile à mettre en œuvre.

Enfin, la structure la plus aboutie est celle proposée par W. Zhang *et al.* et qui utilise une série de réseaux de Bragg [1.33], [1.34]. Cette méthode permet l'accordabilité fréquentielle du filtre par l'utilisation d'une source laser accordable, (c'est-à-dire dont on peut faire varier la longueur d'onde d'émission) et d'une série de réseaux de Bragg accordés sur une longueur d'onde. De plus, à partir d'un contrôle des niveaux de puissances de chacune des porteuses optiques, une reconfiguration de la réponse impulsionnelle est possible. Ainsi, le niveau des lobes secondaires peut être ajusté en modifiant le gabarit du filtre par l'intermédiaire de la réponse impulsionnelle.

Dans le but d'augmenter le nombre de porteuses optiques pour un nombre donné de réseaux de Bragg, un multiplexage temporel a été proposé [1.35]. Ainsi le nombre de porteuses optiques a pu être doublé par rapport au nombre de réseaux (Figure 1.12).

Nous présentons sur la Figure 1.13 les résultats proposés dans la publication [1.35]. Sur la Figure 1.13a, la sélectivité du filtre a pu être améliorée en doublant le nombre de porteuses optiques grâce au multiplexage temporel ($N = 16$). L'intervalle spectral libre demeure inchangé et le taux de réjection reste proche de 13 dB. Sur la Figure 1.13b, pour un même nombre de porteuses optiques ($N = 6$), le multiplexage et l'apodisation en puissance des porteuses optiques (mise en forme du spectre optique par l'ajustement des puissances des différentes longueurs d'onde) a permis d'obtenir un taux de réjection de 26 dB.

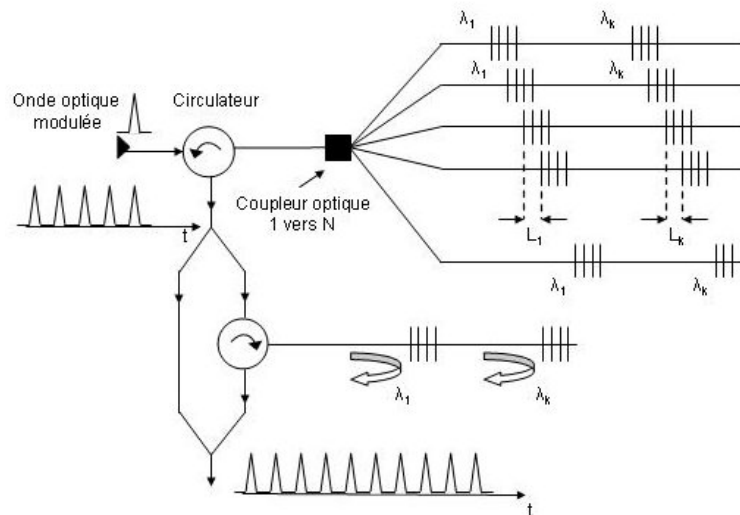


Figure 1.12 : Montages expérimentaux : utilisation des réseaux de Bragg permettant l'accordabilité fréquentielle et la mise en forme du filtre par multiplexage temporel

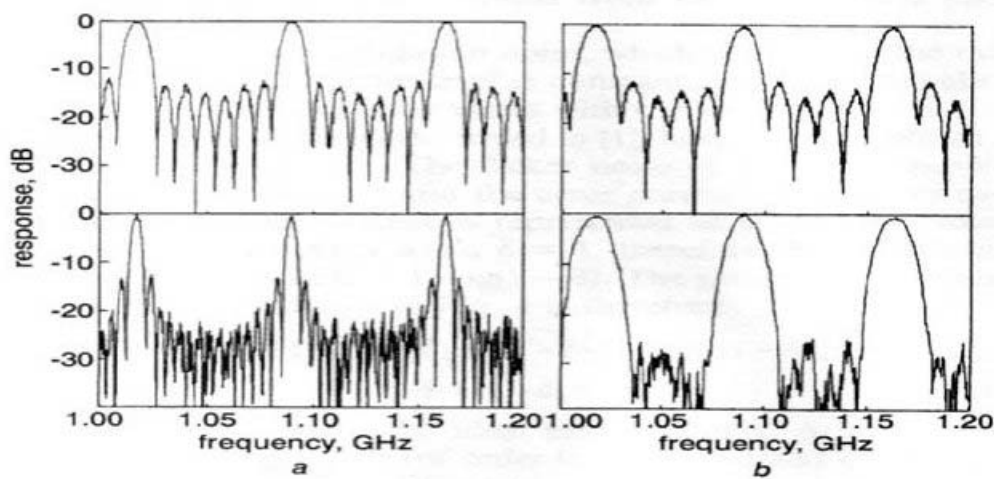


Figure 1.13 : a) Réponse du filtre pour $N = 9$ sans multiplexage temporel (trace supérieure) et avec multiplexage (trace inférieure). b) Réponse du filtre pour $N = 6$ pour des porteuses optiques d'égale amplitude (trace supérieure), apodisation et multiplexage de six porteuses optiques (trace inférieure)

III-3.1.3. Prisme à fibre pour la synthèse des filtres stop-bande

Le prisme à fibres optiques peut également être mis à profit pour la synthèse de filtres microondes stop-bande ("notch filters"). Ces derniers ont pour application la suppression de fréquences parasites (radar, filtrage en sortie d'une antenne en réception, ...).

Le prisme à fibres semble bien adapté pour la synthèse de filtre stop-bande dans la mesure où peu de porteuses optiques sont nécessaires pour obtenir une forte réjection à une fréquence donnée. Par exemple, lorsque le prisme se réduit à deux fibres, les deux contributions optiques, retardées d'un retard élémentaire τ_e , permettent de construire la fonction de transfert du filtre microonde :

$$H(f) = |\cos(\pi f \tau_e)| \quad (1.9)$$

Plusieurs propositions ont été réalisées et utilisent une source laser accordable associée à un phasar (démultiplexeur en longueur d'onde), permettant une accordabilité discontinue [1.36], et continue [1.37], ou un réseau de Bragg chirpé : [1.38], [1.39], [1.40], [1.41].

La Figure 1.14 présente la réponse en fréquence d'un filtre stop-bande accordable dont les paramètres de simulation sont issus de [1.39]. L'intervalle spectral libre du filtre est de 5.9 MHz autour de 2 GHz. Les niveaux des zéros de transmission sont de l'ordre de -30 dB, et une accordabilité fréquentielle de 5.4 MHz a été rendue possible par l'utilisation d'un réseau de Bragg chirpé et d'une source laser accordable.

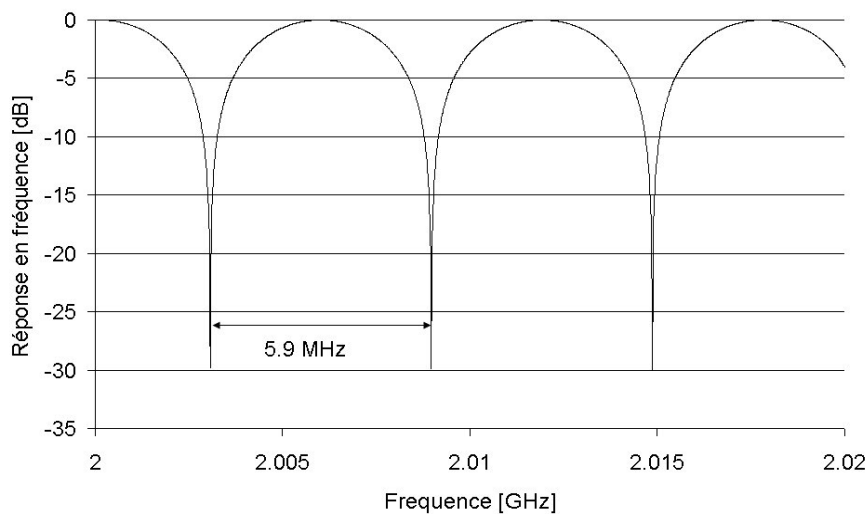


Figure 1.14 : Réponse d'un filtre stop-bande utilisant un réseau à 2 fibres [1.39]

III-3.1.4. Relation entre temps de cohérence et intervalle spectral libre

S'il existe une relation de phase entre deux ondes (en d'autres termes si elles sont cohérentes), l'intensité lumineuse dépend d'une part de l'intensité des ondes qui interfèrent mais également du déphasage entre ces deux ondes. Aussi lors d'une sommation de deux ondes issues d'une même source optique, des interférences optiques destructives existeront tant que la différence de parcours entre les ondes optiques (L_e) est inférieure à la longueur de cohérence de la source (L_c), et ceci quelle que soit la longueur commune de parcours des ondes optiques. Ainsi, afin d'éviter ces interférences optiques qui viendraient détériorer voire annuler la réception du signal électrique, le temps élémentaire (τ_e) doit être supérieur au temps de cohérence de la source (T_c). Ainsi, le temps de cohérence de la source limite l'intervalle spectral libre (ISL) du filtre microonde :

$$\text{ISL} < \frac{1}{T_c} \quad (1.10)$$

avec $L_c = c.T_c$, avec c la vitesse de lumière dans le vide.

L'architecture d'un prisme à fibre présente donc une limitation intrinsèque d'un intervalle spectrale libre maximum estimé à une centaine de mégahertz pour un laser à semiconducteur.

III-3.2. Filtres microondes à base de coupleur optique directionnel

Cette catégorie de système optique pour la réalisation de filtres microondes est plus connue dans la littérature scientifique sous le terme anglo-saxon "Optical Delay Line Filters". Elle utilise les fibres optiques pour la génération de retard et sont associées à des coupleurs directionnels optiques. L'utilisation des coupleurs permet à partir d'une même source monochromatique d'une part de générer plusieurs porteuses optiques retardées par la ligne à retard fibrée, et d'autre part d'ajuster leur amplitude par le coefficient de couplage associé. La première réalisation est apparue en 1982 [1.42]. Cette architecture était simple puisqu'elle n'utilisait qu'un seul coupleur et une ligne à retard.

Depuis, de nombreuses études théoriques ont été menées sur la disposition de plusieurs coupleurs (en série ou en parallèle) et les différentes possibilités de liaison à l'aide de fibres optiques [1.43], [1.44]. Il est alors possible de synthétiser des filtres microondes à réponse impulsionnelle finie RIF, ("Nonrecirculating Delay Line Filters"), et infinie RII ("Recirculating Delay Line Filters"). Pour ces derniers, le signal de sortie est réinjecté dans le système. Parmi toutes les configurations imaginées suivant la disposition (série ou parallèle) des coupleurs et leur liaison avec des fibres optiques, seulement quelques unes d'entre elles ont été expérimentalement réalisées. Ce sont ces dernières qui vont être présentées dans cette partie. Nous différencions les lignes à retard (amplifiées ou non) bouclées ou non sur un coupleur, la mise en série de coupleurs reliés par des lignes à retard fibrées bouclées ("Delay Line Loop") ou non ("Mach-Zehnder Lattice").

III-3.2.1. Ligne à retard bouclée sur un coupleur directionnel

La représentation schématisée d'un coupleur directionnel est donnée sur la Figure 1.15, où (I_1, I_2) et (I_3, I_4) sont respectivement les intensités optiques associées aux champs électriques en entrée et sortie du coupleur. Il se caractérise par sa matrice [1.44] :

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K & 1-K \\ 1-K & K \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_3 \\ I_4 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

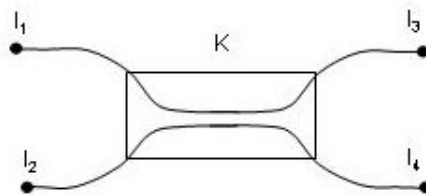


Figure 1.15 : Diagramme schématisé d'un coupleur directionnel 2x2

L'architecture de base de la ligne à retard bouclée sur un coupleur directionnel consiste à relier une entrée et une sortie du coupleur par un tronçon de fibre optique. Un amplificateur optique de gain G peut être inséré dans la rétroaction. Cette architecture, ainsi que le graphe de fluence associé, sont représentés sur la Figure 1.16.

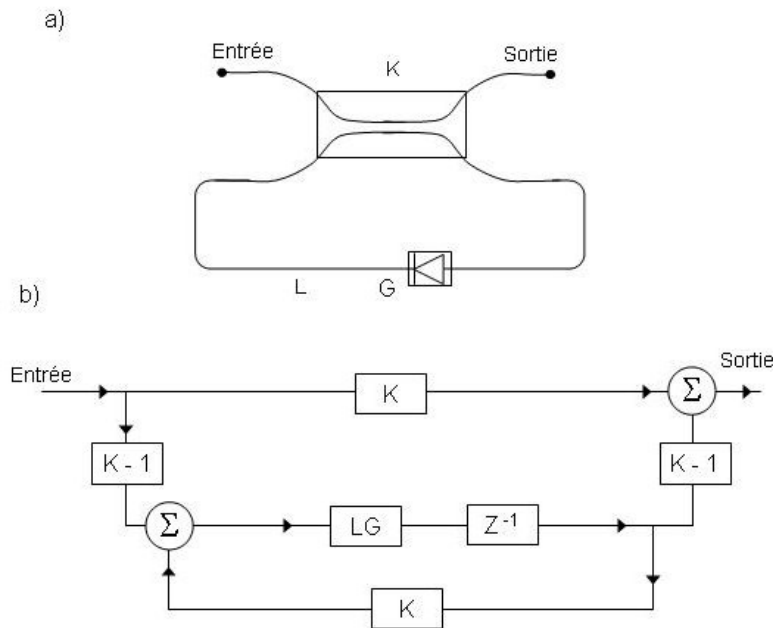


Figure 1.16 : a) Architecture simple d'une ligne à retard bouclée sur un coupleur directionnel ; b) Graphe de fluence associé

La fonction de transfert $H(Z)$ lorsque $Z = e^{-2j\pi f\tau}$ peut être exprimée en fonction du coefficient K de couplage, le gain G de l'amplificateur optique et la longueur L de la fibre :

$$H(Z) = K \frac{Z - \frac{LG}{K} (2K - 1)}{Z - LGK} \quad (1.12)$$

L'expression fait apparaître un zéro et un pôle d'un filtre à réponse impulsionnelle infinie, soit un filtre récursif et transversal d'ordre (1 ; 1).

Aussi, en respectant la stabilité du modèle qui exige que le pôle de la fonction de transfert soit à l'intérieur du cercle unité $|Z|=1$ du plan Z , plusieurs topologies de filtres sont synthétisables suivant les valeurs du gain G de l'amplificateur et du coefficient de couplage K du coupleur [1.42], [1.45], [1.46].

III-3.2.2. Lignes à retard bouclées sur deux coupleurs directionnels en parallèle

Des architectures plus complexes ont été proposées et utilisent des coupleurs optiques et des amplificateurs fibrés mis en parallèles [1.47], [1.48], [1.49] pour la synthèse de filtres

de réponse impulsionnelle infinie d'ordre plus élevé. L'architecture de cette structure est représentée sur la Figure 1.17.

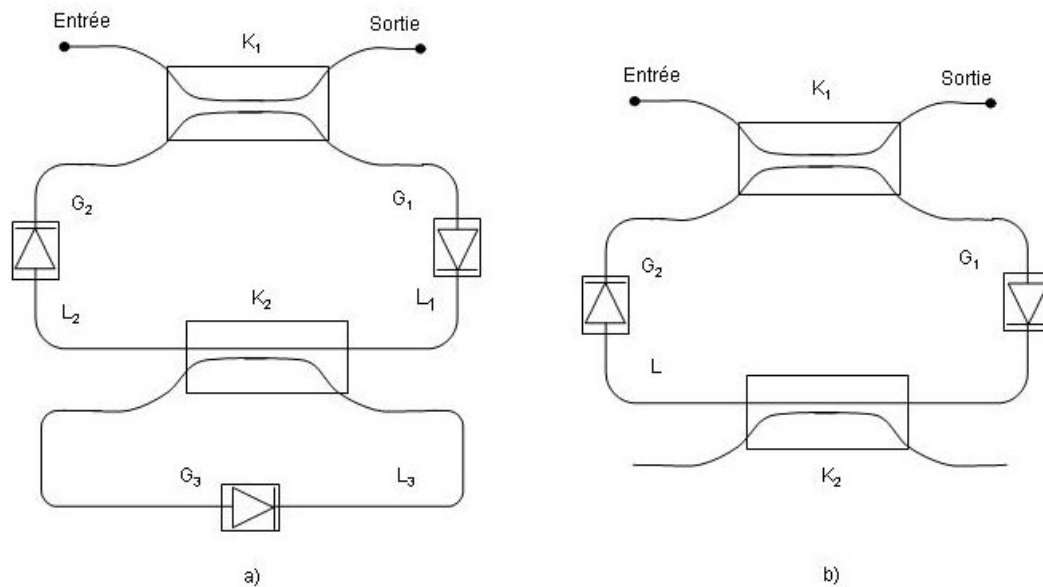


Figure 1.17 : Coupleurs et fibres optiques à retard mis en parallèle, a) [1.47] ; b) [1.49]

Parce que les pôles et les zéros de la fonction de transfert dépendent des différents coefficients de couplage et des gains de chaque coupleur et amplificateur, cette architecture permet d'obtenir différents gabarits de filtres passe-bande (en contrôlant le taux de réjection sur les lobes secondaires [1.48]) et stop-bande.

Cependant, la complexité de la structure est disproportionnée par rapport à l'amélioration apportée. Ainsi, l'utilisation de cette structure ne semble pas se légitimer en comparaison avec la structure plus basique utilisant un seul coupleur et présentée dans le paragraphe précédent.

III-3.2.3. Coupleurs directionnels en série

Nous différencions dans cette partie deux types d'architectures proposées dans la littérature scientifique : la mise en série de coupleurs directionnels bouclés et non bouclés.

- **Coupleurs directionnels bouclés**

La mise en série de coupleurs bouclés est plus connue dans la littérature scientifique sous le terme anglo-saxon DLL pour "Delay Line with fiber Loop". Celle-ci se subdivise en deux catégories suivant la connectique entre les coupleurs et permet la synthèse de la réponse impulsionnelle finie d'un filtre transversal (NDLL pour "Nonrecirculating Delay Line with fiber Loop") et infinie d'un filtre récuratif et transversal (RDLL pour "Recirculating Delay Line with fiber Loop"). A partir de [1.50], nous présentons à titre d'exemple les résultats des filtres obtenus en configuration NDLL (Figure 1.18) et RDLL (Figure 1.9) lorsque seulement deux coupleurs et un amplificateur optique sont utilisés.

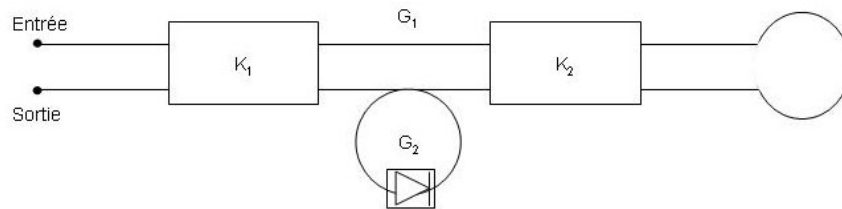


Figure 1.18 : Architecture d'un "Nonrecirculating Delay Line with fiber Loop"

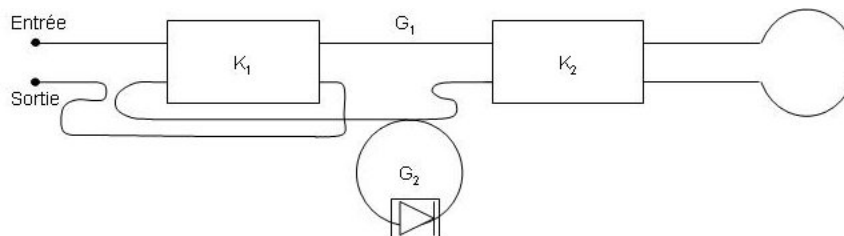


Figure 1.19 : Architecture d'un "Recirculating Delay Line with fiber Loop"

A partir de la structure NDLL, il est possible de modifier l'allure de la réponse du filtre passe-bande en ajustant les coefficients de couplage (Figure 1.20). L'architecture RDLL en revanche permet en plus de la réalisation du filtre passe-bande l'obtention d'un filtre stop-bande dont on peut ajuster la profondeur d'atténuation jusqu'à un filtre passe tout, ceci en fonction du coefficient de couplage du premier coupleur (Figure 1.21).

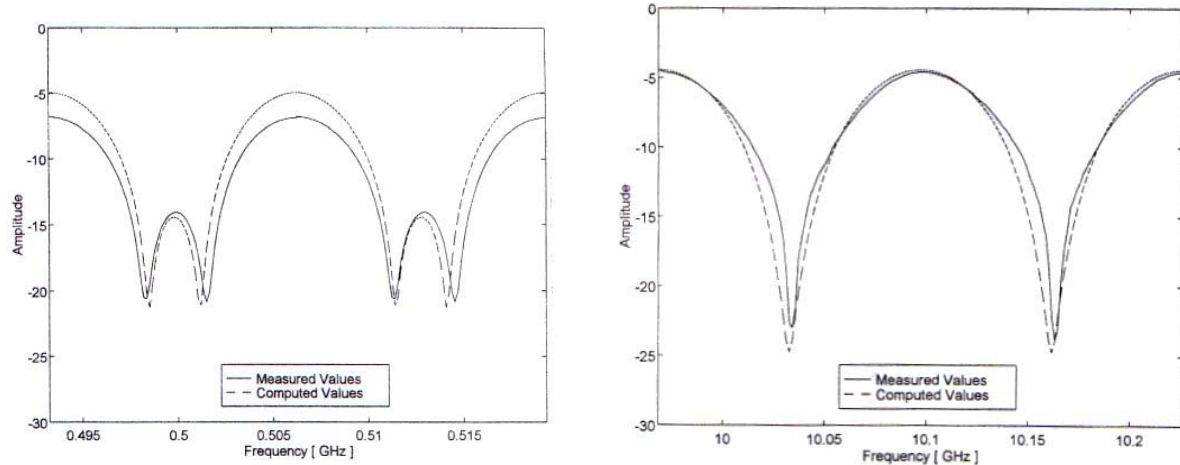


Figure 1.20 : Réponses fréquentielles obtenues à partir d'un NDLL

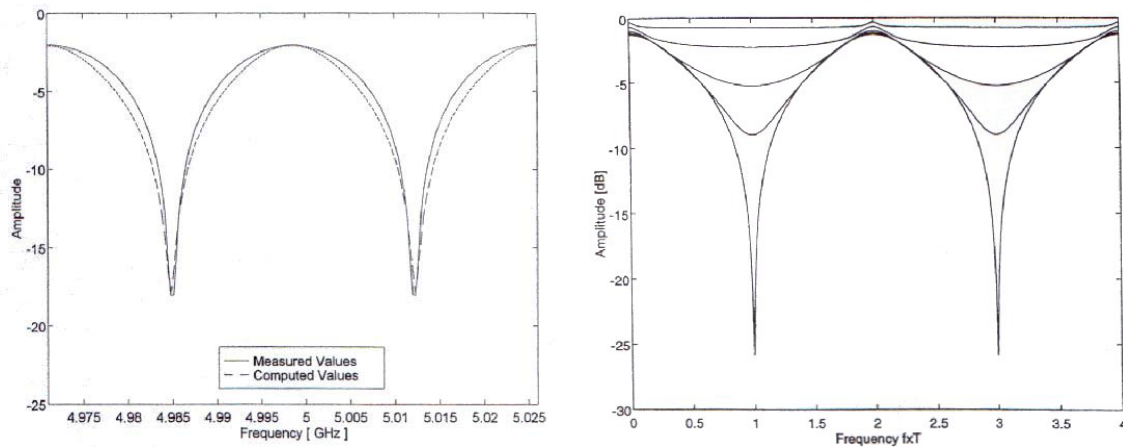


Figure 1.21 : Réponses fréquentielles obtenues à partir d'un RDLL

- **Coupleurs directionnels non bouclés**

Cette architecture est nommée "Mach-Zehnder Lattice" (Figure 1.22). Elle utilise des lignes à retard d'une longueur L insérées entre deux coupleurs consécutifs au nombre total de $N+1$. La dernière ligne à retard est quant à elle d'une longueur supérieure $N.L$ de sorte que la réponse impulsionnelle, par un ajustement approprié des différents coefficients de couplage permet la réalisation d'une réponse impulsionnelle finie et symétrique de type transversal.

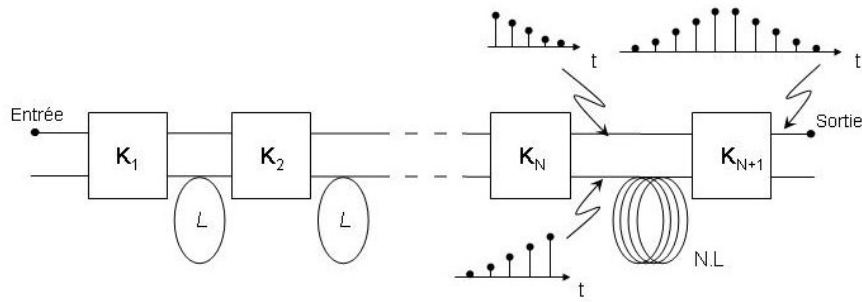


Figure 1.22 : Architecture de type "Mach-Zehnder Lattice" composée de $N+1$ coupleurs et de lignes à retard fibrées

La Figure 1.23 présente la réponse impulsionnelle ainsi que la réponse en fréquence du filtre associée obtenues à partir de la structure présentée précédemment et publiée dans [1.51]. Celles-ci sont d'allure gaussienne, mais d'autres réponses de filtrage pourraient être obtenues par un autre choix des coefficients de couplages appropriés.

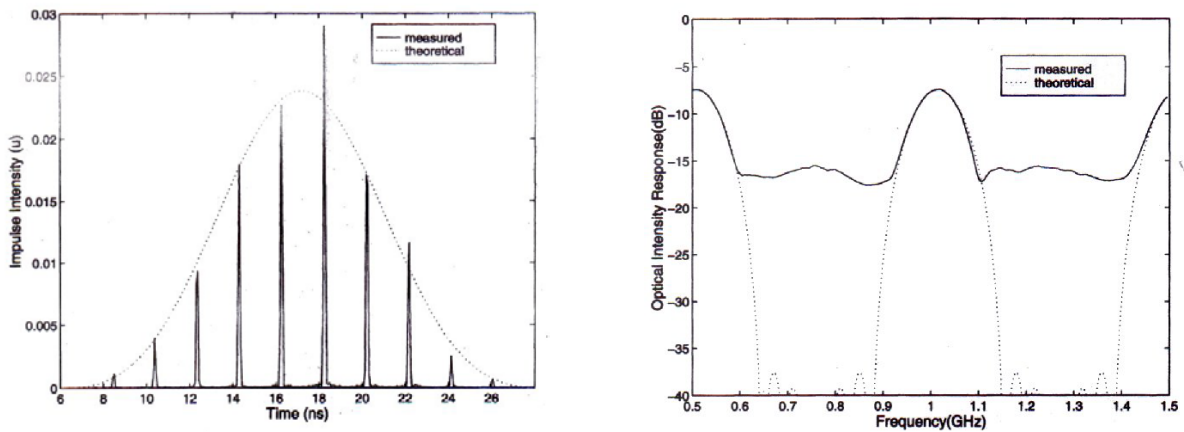


Figure 1.23 : Réponse impulsionnelle et fréquentielle d'une structure en "Mach-Zehnder Lattice" présentée en [1.51]

III-3.3. Filtres microondes à cavité optique

III-3.3.1. Principe de réalisation et résultats expérimentaux

Ces structures utilisent exclusivement deux réseaux de Bragg (miroir dont on peut contrôler la réflexion à la fabrication) en vis-à-vis et séparés par une longueur déterminée de fibre dispersive. La première structure de filtre microonde réalisée à partir d'une cavité optique fut proposée par R.A. Minasian *et al.* en 1995 et est présentée sur la Figure 1.24.

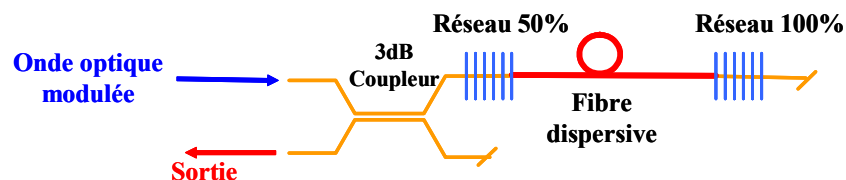


Figure 1.24 : Représentation schématique du filtre à cavité optique passive [1.52]

La cavité est formée d'un premier réseau qui possède une réflectivité de 50% quel que soit le sens de traversée de l'onde. Le deuxième réseau a une réflectivité de 100% et se comporte donc comme un miroir parfait. Ainsi, l'onde optique ayant pénétré la cavité effectue des allers-retours entre les deux réseaux. Une fois piégée, lorsque l'onde frappe le premier réseau, la moitié de la puissance sort néanmoins de la cavité. Ainsi, chaque passage de l'onde dans la cavité permet de générer une porteuse optique retardée proportionnellement à la longueur de la fibre entre les deux réseaux et de puissance inférieure à celle de l'échantillon précédent.

La réponse impulsionnelle du système s'écrit comme la somme de chaque échantillon retardé affecté d'un certain poids, et correspond alors à la réponse impulsionnelle d'un filtre transversal.

Afin d'augmenter le nombre d'allers-retours dans la cavité, la fibre dispersive standard a été substituée par une fibre dopée Erbium amplificatrice (Figure 1.25). Ainsi, à chaque passage dans la cavité, l'onde optique est retardée et amplifiée. On augmente alors le nombre

d'échantillons en sortie de la cavité et par conséquent la durée de la réponse impulsionnelle. On réduit alors la bande passante du filtre microonde.

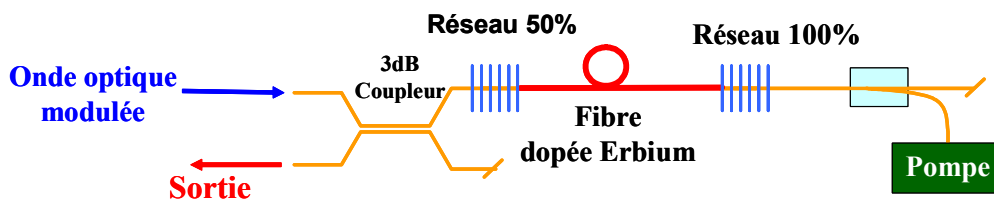


Figure 1.25 : Représentation schématique du filtre à cavité optique active [1.53]

Cette technique [1.53] a alors permis de réaliser des filtres à réponse gaussienne présentant un facteur de qualité de 325 à 1.021 GHz (fréquence du motif de filtrage fondamental) avec plus de 30 dB d'atténuation en dehors de la bande. Cependant, ce facteur de qualité est la valeur maximale réalisable et est imposé par les limites d'amplification de la fibre dopée Erbium du système (valeur limite du gain de la fibre pour une longueur donnée).

Enfin, la même équipe a proposée en 1999 l'accordabilité de ce filtre à fort facteur de qualité. Pour cela, les réseaux de Bragg "classiques" ont été remplacés par des réseaux de Bragg chirpés. Ces derniers sont une succession de réseaux accolés et accordés sur des longueurs d'onde différentes. Plusieurs réseaux "classiques" composent donc le réseau chirpé et sont décalés longitudinalement les uns par rapport aux autres. La cavité impose alors un trajet différent en fonction de la longueur de l'onde et permet alors l'accordabilité du filtre. Par cette méthode, la réponse du filtre a pu être décalée de 20 % de sa fréquence centrale initiale [1.54] (Figure 1.26).

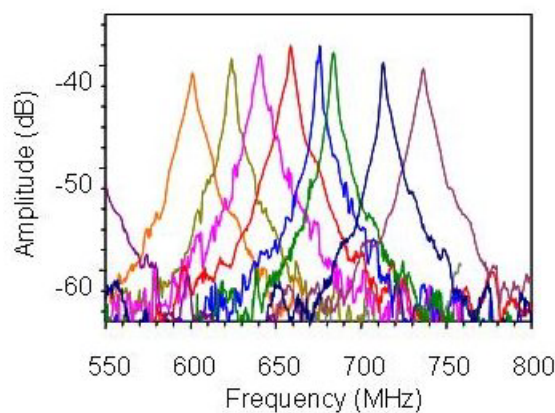


Figure 1.26 : Accordabilité du filtre à cavité optique active à fort facteur de qualité en fonction de la longueur d'onde [1.54]

Afin d'augmenter le facteur de qualité de la structure active, les mêmes auteurs ont proposés un filtre hybride présentant une partie "de filtrage actif" d'architecture identique à celle exposée précédemment, et d'un "filtre passif" composé d'une architecture en "Mach-Zehnder Lattice" (Figure 1.27). L'amélioration du facteur de qualité a été rendue possible par l'utilisation d'une plus grande longueur de fibre amplificatrice, ceci au détriment d'une diminution de l'intervalle spectral entre les différents motifs de filtrage [1.55].

Dans une première étape, la réponse du filtre présente différents motifs de filtrage périodiques en fréquence (réponse du filtre actif) (Figure 1.28). Le filtre passif placé après le filtre actif est constitué de trois filtres stop-bande. Leurs réponses sont centrées sur une même fréquence centrale (1 GHz) mais d'intervalle spectral différent, de sorte que les zéros des différentes réponses se superposent avec les autres motifs de filtrage du filtre actif. Ainsi, seul le motif de filtrage autour d'une seule fréquence centrale (1 GHz) est conservé. Un filtre passe-bande de réponse centrée autour du gigahertz avec un facteur de qualité de 801 a alors pu être mesuré.

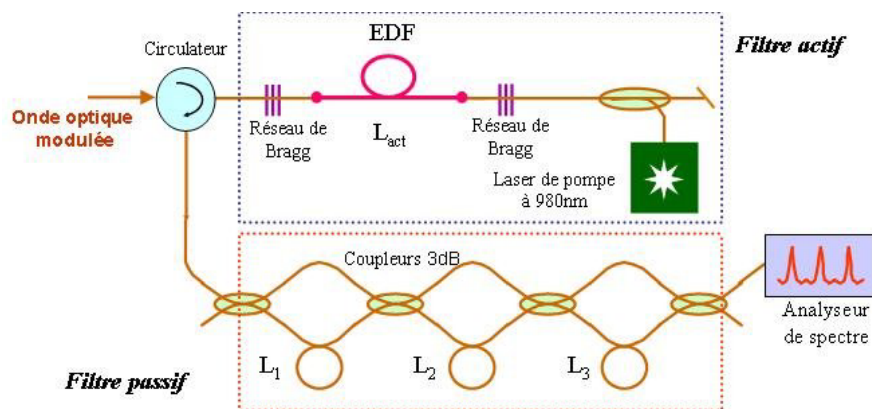


Figure 1.27 : Architecture du filtre hybride à fort facteur de qualité [1.55]

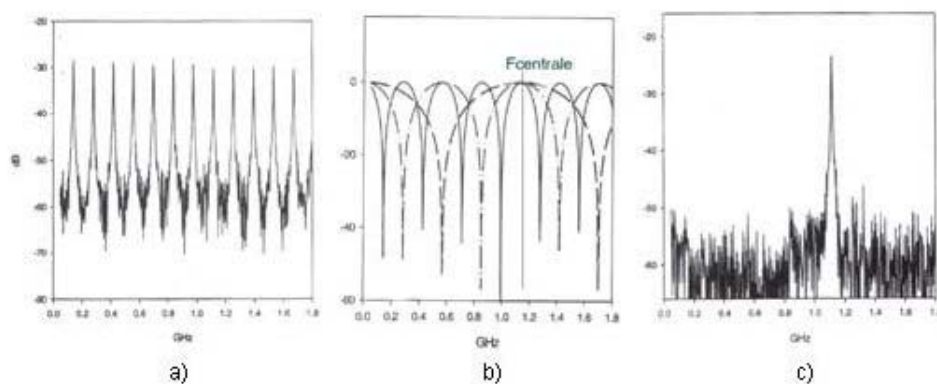


Figure 1.28 : Mesure de la réponse en fréquence a) du filtre actif, b) de la superposition des différents filtres passifs, c) du filtre hybride [1.55]

Enfin, la dernière application des filtres microondes à cavité optique concerne la réalisation de filtres stop-bande. L'architecture de cette structure est représentée sur la Figure 1.29. Celle-ci est composée de deux bras réalisant respectivement pour chacun d'eux un filtre, passe-tout pour le bras supérieur et passe-bande (en transmission) pour le bras inférieur. Après une détection par des photodiodes, les signaux sont soustraits dans le domaine électrique mettant alors en évidence le filtre stop-bande dont la fréquence centrale est ajustée par la longueur de la fibre entre les deux réseaux de Bragg.

L'avantage de cette méthode est qu'elle permet l'obtention d'un filtre à très forte sélectivité et une platitude de la réponse en dehors de la bande rejetée. De plus, son accordabilité fréquentielle est possible par l'utilisation de réseaux de Bragg chirpés en vis-à-vis.

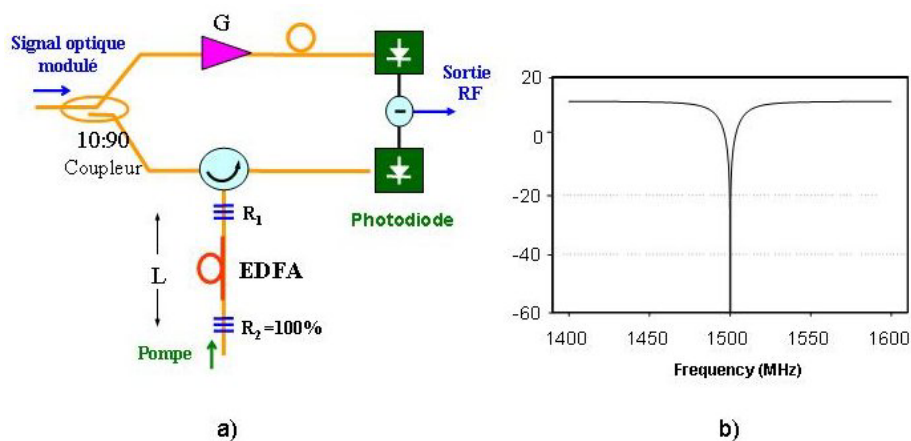


Figure 1.29 : a) Architecture d'un filtre à entaille à partir d'une cavité optique, b) Réponse en fréquence [1.56]

III-4. Filtrés microondes utilisant une source multichromatique

Les différentes structures optiques (prisme à fibres, "Mach-Zehnder Lattice", cavité optique formé de réseau de Bragg) ont montré qu'il était possible, à partir d'une seule longueur d'onde issue d'une source optique laser, de synthétiser un nombre plus ou moins important de porteuses optiques. Ces dernières constituent les échantillons de la réponse

impulsionnelle du filtre et sont modulées par le signal radiofréquence à filtrer. C'est aussi une méthode simple et peu coûteuse puisqu'une seule source est utilisée. Cependant, la sommation en régime incohérent nécessaire pour éviter tout problème d'interférences destructives ne permet pas d'obtenir des intervalles fréquentiels élevés.

Une alternative consiste à utiliser une source multi-longueurs d'onde. Comme solution proposée, nous notons un réseau de sources monochromatiques de longueurs d'onde différentes, des sources multimodes, ou une source optique large spectre échantillonnée dans le domaine spectral par un filtre. Le but pour chacune de ces alternatives est de pouvoir fournir un nombre le plus élevé possible de longueur d'onde (porteuses optiques du signal microonde) tout en essayant de contrôler la puissance optique de chacune d'elles. Dans cette partie, nous étudions chacune des architectures proposées dans la littérature intégrant ces différentes sources optiques.

III-4.1. Filtres à base d'un réseau de sources lasers monochromatiques

III-4.1.1. Principes de réalisation et résultats expérimentaux

Un réseau de sources lasers est une association de N sources lasers monochromatiques (accordables ou non) centrées sur différentes longueurs d'onde. Cette architecture a été proposée en 1994 par D. Norton *et al.* [1.57]. Elle fut par la suite largement reprise [1.58] à [1.66]. Un coupleur optique N voies vers 1 permet de combiner les N longueurs d'onde et de les envoyer simultanément sur un modulateur (Figure 1.30).

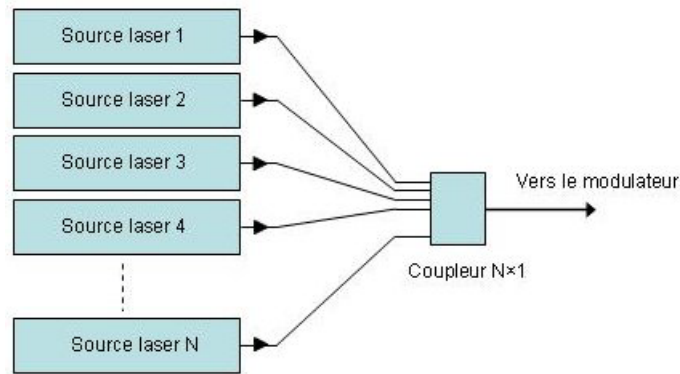


Figure 1.30 : Architecture d'un réseau de sources monochromatiques (accordables ou non)

Les sources n'ont aucune relation de phase entre elles ce qui permet alors de s'affranchir d'interférences destructives lors de la sommation des ondes optiques par la photodiode.

En outre, l'augmentation du nombre de porteuses optiques permet d'augmenter simplement la sélectivité du filtre, car la réponse impulsionnelle est composée d'un plus grand nombre d'échantillon (égal aux nombres de sources optiques) et lorsque l'intervalle spectral entre les différentes sources optiques est conservé. La sélectivité du filtre est donc ajustable en fonction de sources utilisées (Figure 1.31).

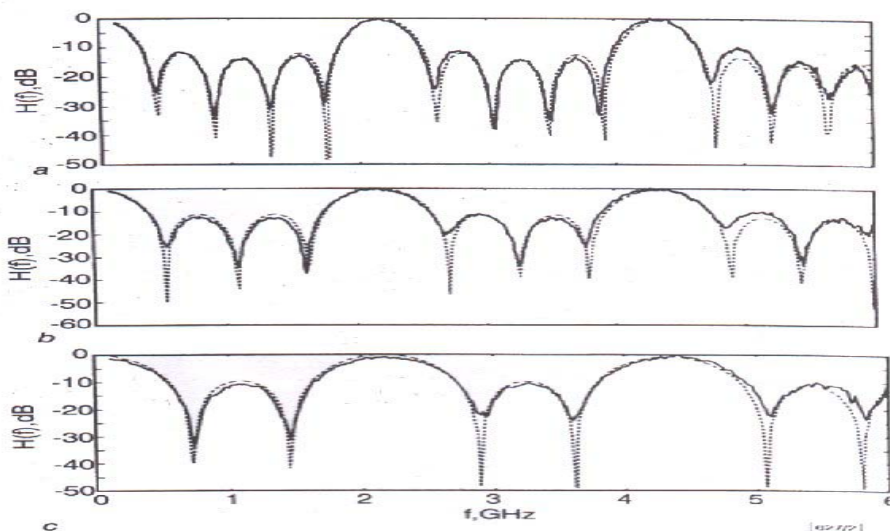


Figure 1.31 : Réponses normalisées de filtres en fonction du nombre de lasers, a) 4, b) 3, c) 2

De plus, la puissance de chacune des sources peut être ajustée indépendamment de celles des autres. Des filtres de gabarits différents (gaussien, sinus cardinal, Hanning) ont alors pu être synthétisés pour un même nombre de sources optiques utilisés (Figure 1.32).

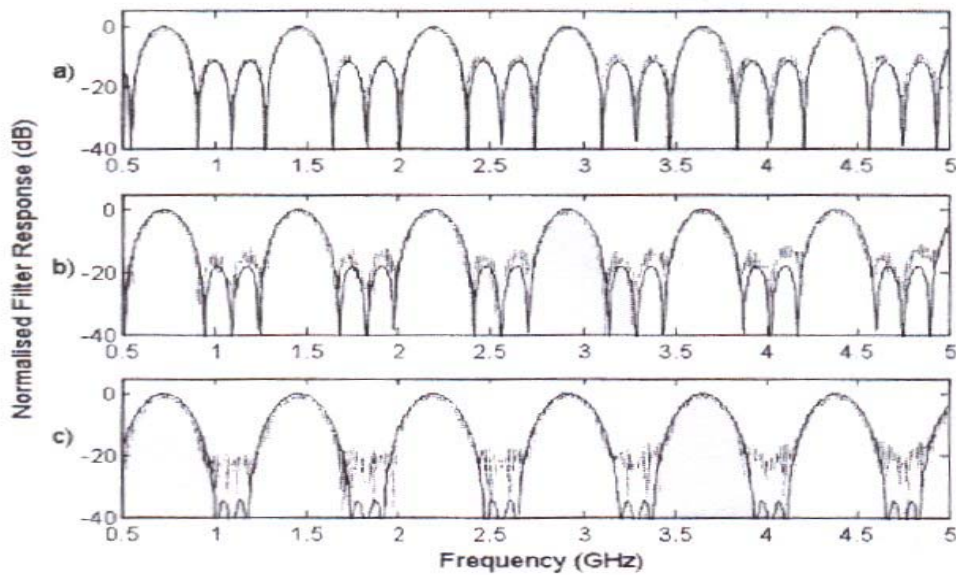


Figure 1.32 : Réponses normalisées de filtres paramétrées par le poids des quatre sources utilisées, a) apodisation uniforme (1,1,1,1),
 b) apodisation arbitraire (0.63,1,1,0.63), c) fenêtre de Hanning

Finalement, l'intervalle spectral libre du filtre s'écrit en fonction de l'écart spectral ($\delta\lambda$ en [nm]) entre deux longueurs d'onde consécutives et le retard de groupe par rapport à la longueur d'onde ($\left(\frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}\right)$ en ps/nm) introduit par la ligne dispersive :

$$\text{ISL} = \frac{1}{\delta\lambda \cdot \left(\frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}\right)} \quad (1.13)$$

A partir de cette équation, nous remarquons deux possibilités d'accordabilité envisageable : à partir des sources en modifiant l'écart spectral entre les différentes longueurs d'onde, ou à partir de la ligne dispersive en modifiant son temps de groupe. En [1.58], à partir d'un réseau de Bragg chirpé et d'un réseau composé de cinq sources optiques accordables, l'intervalle spectral libre du filtre a pu être doublé en réduisant de moitié l'écart spectral entre les sources optiques. En [1.63], des tronçons de fibres dispersives de longueurs différentes ont été utilisés. Enfin en [1.64], la dispersion d'un réseau de Bragg chirpé est modifiée en fonction d'un champ magnétique qui lui est appliqué. Par cette méthode l'intervalle spectral libre du filtre passe de 5.4 GHz à 2.3 GHz.

III-4.1.2. Synthèses des avantages et inconvénients de la structure

Bien que cette architecture offre une grande flexibilité pour la synthèse du gabarit d'un filtre, les performances du filtre ne sont envisageables qu'au détriment d'un coût important, puisqu'un grand nombre de sources sont nécessaires pour engendrer un filtre sélectif.

Une solution envisagée est de diviser l'onde optique issue de la ligne dispersive sur deux photodiodes, [1.66]. Une sommation électrique permet alors de doubler le nombre de porteuses optiques et d'augmenter alors significativement la sélectivité du filtre pour un même nombre de sources lasers utilisées, Figure 1.33. Cette technique nécessite toutefois l'utilisation d'une photodiode supplémentaire et d'un combineur électrique.

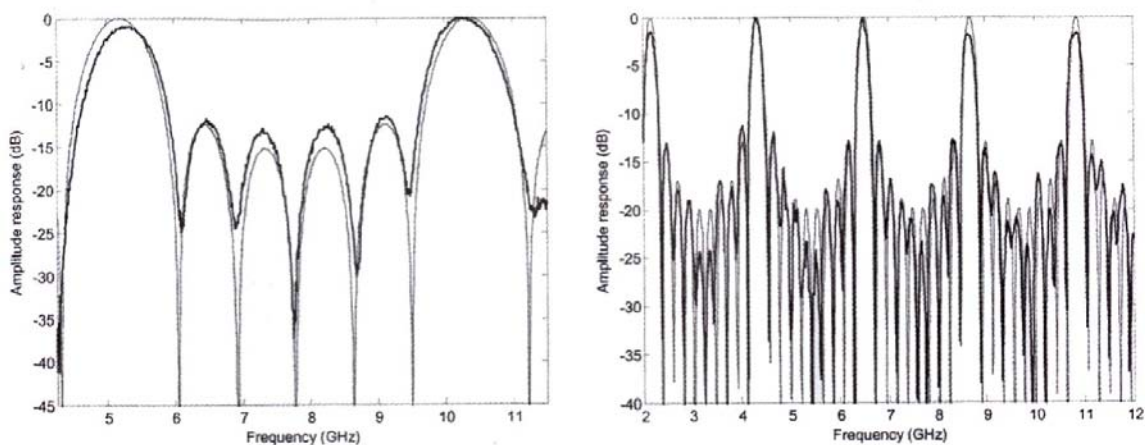


Figure 1.33 : Réponses des filtres obtenues avec cinq sources optiques, avec une et deux photodiodes

Les prochains paragraphes montrent comment nous pouvons nous affranchir d'un grand nombre de sources optiques en réalisant des sources dites "multi-longueurs d'onde". L'idée est alors de se rapprocher le plus possible du cas idéal d'un filtre sélectif et accordable à moindre coût.

III-4.2. Filtres utilisant des sources optiques multimodes

III-4.2.1. Principes de réalisation

Cette partie présente deux méthodes mises en œuvre pour la synthèse de filtres microondes et qui utilisent soit une source laser multimode (multi-longueurs d'onde), ou bien la génération de plusieurs longueurs d'onde à partir d'une source laser monochromatique.

L'utilisation d'une source multimode comme source multiporteuses a été proposée par l'équipe de J. Marti *et al.* en 1998 [1.67]. La source utilisée est une diode laser de type Fabry-Pérot et présente plusieurs modes longitudinaux espacés par un écart spectral constant. Le spectre optique à la sortie de cette source est alors composé de plusieurs longueurs d'onde correspondant aux modes longitudinaux de la cavité laser. L'écart spectral entre ces différents modes est défini par la largeur de la cavité. Le spectre optique issu de la diode est présenté sur la Figure 1.34a, l'écart spectral est de 1.21 nm constante en fonction de la longueur d'onde. La modulation est effectuée par un modulateur électrooptique et la ligne dispersive est une fibre standard monomode de 50 km de longueur. Le filtre issu de la photodétection présente une allure gaussienne avec une atténuation de 18 dB des lobes secondaires, d'un intervalle spectral et d'une fréquence fondamentale de l'ordre de 1 GHz.

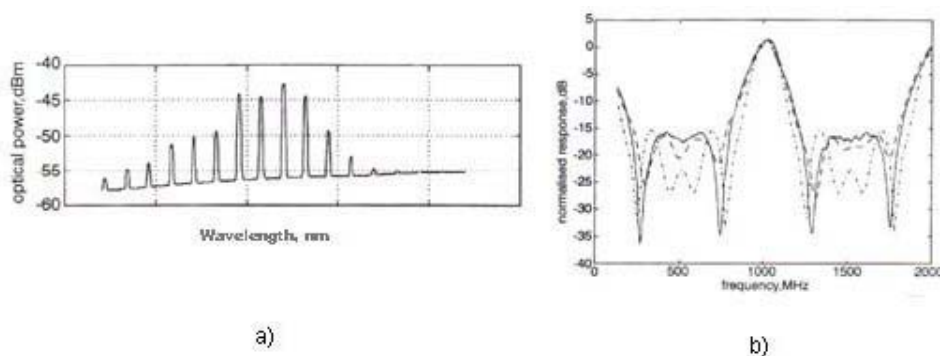


Figure 1.34 : a) : Spectre issu de la diode laser Fabry-Pérot, b) : Réponse mesuré

Par l'ajustement du courant de polarisation de la diode multimode, il est possible de contrôler la puissance transportée par chacun des modes longitudinaux. Plusieurs réponses de filtres de même allure gaussienne ont alors été proposées [1.68]. Elles diffèrent par leurs

performances en terme de sélectivité et d'atténuation sur les lobes secondaires. On ne peut toutefois pas s'écarter d'une allure gaussienne échantillonnée du spectre de puissance de la diode. Il est donc impossible de générer des allures de réponses de filtres autres que gaussiennes et est très difficilement reproductible.

Une autre technique a été de simuler une source multimodale à partir d'une source laser monochromatique associée à un modulateur à électroabsorption piloté par un oscillateur local. Pour cela le modulateur à électroabsorption est placé dans un fonctionnement non linéaire, le champ optique est alors une superposition de différentes composantes régulièrement espacées. Leur puissance dépend de la puissance de l'oscillateur local et de la tension de polarisation de sorte que l'allure du spectre optique peut être "partiellement" ajustée. En plus d'une potentielle reconfiguration de la forme du filtre, cette structure permet également une accordabilité du filtre, puisque son intervalle spectral est proportionnel à la fréquence de l'oscillateur local. Nous présentons sur la Figure 1.35 les résultats publiés dans [1.69], [1.70].

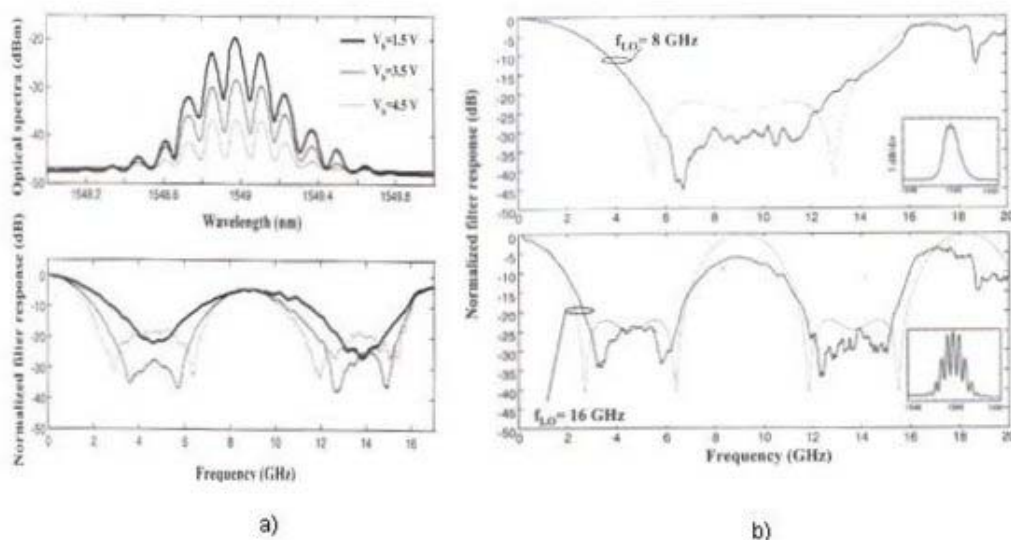


Figure 1.35 : a) Reconfiguration du filtre en fonction de la tension de polarisation appliquée au modulateur à électroabsorption, spectres et réponses en fréquence des filtres associés
b) Accordabilité du filtre en fonction de la fréquence de l'oscillateur local

III-4.3. Les "slicing filters"

Le principe repose sur un échantillonnage spectral d'une source optique large spectre. Les sources optiques utilisées sont essentiellement des amplificateurs optiques utilisés en émission spontanée c'est-à-dire sans signal optique à amplifier, (source ASE pour "Amplified Spontaneous Emission"), ou des diodes superluminescentes (SLED pour "Superluminescent Light Emitting Diodes"). Ces sources sont associées à un filtre optique qui réalise le découpage spectral et sélectionne les longueurs d'onde porteuses Figure 1.36.

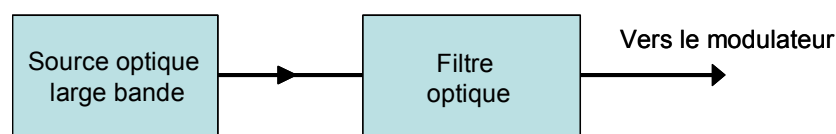


Figure 1.36 : Architecture générale d'un "slicing filter"

La longueur de cohérence d'une source est inversement proportionnelle à sa largeur spectrale. Ainsi, les sources large spectre présentent des longueurs de cohérences très courtes, typiquement de l'ordre de quelques micromètres. A titre d'exemple, une source d'ASE centrée à 1550 nm de 40 nm de large présente une longueur de cohérence de 60 μm (rapport entre la longueur d'onde centrale au carré à la largeur spectrale). Elle autorise alors un intervalle spectral libre très grand et supérieur à 10 THz.

Pour chacun des filtres optiques, le spectre échantillonné (sélection de longueurs d'onde discrètes) ou modulé (spectre optique modulé en amplitude) ainsi que la fonction de transfert associée seront présentés. Nous montrerons également les potentialités de chaque structure, son accordabilité, la mise en forme du gabarit du filtre et les performances obtenues.

III-4.3.1. Filtre acousto-optique accordable

Le principe de fonctionnement du module acousto-optique (AOTF : Acousto-Optical Tunable Filter) est fondé sur l'utilisation d'un cristal (de dioxyde de tellure) en contact avec une plaque d'un monocristal piézo-électrique. Lorsqu'un champ électrique de haute fréquence

est appliqué à ce cristal piézo-électrique, la plaque piézo-électrique génère une onde acoustique de haute fréquence (ultrasons) qui se propage dans le monocristal de dioxyde de tellure. Le rayonnement simultané d'un spectre électromagnétique polarisé de lumière proche IR et de l'onde ultrasonore sur la surface du cristal déclenche l'effet photo-élastique, qui provoque une interaction entre le spectre optique et l'onde acoustique dans le cristal. Le cristal est alors en mesure d'émettre une longueur d'onde optique associée à une fréquence RF de contrôle.

Ce principe a été mis en œuvre pour la sélection de deux longueurs d'ondes à partir d'une source d'ASE lorsqu'un AOTF est excité par deux signaux RF (de fréquences de contrôle distinctes), [1.71]. Associé à une fibre optique dispersive et une photodiode, ce dispositif permet l'obtention d'une réponse impulsionnelle synthétisée composée de seulement deux échantillons. La fonction de transfert correspondante est donc celle d'un filtre microonde stop-bande.

Une accordabilité du filtre microonde a été rendue possible par l'ajustement de l'écart fréquentiel entre les deux signaux RF de contrôle appliqués sur l'AOTF. Les réponses fréquentielles des filtres mesurées sont exposées sur la Figure 1.37.

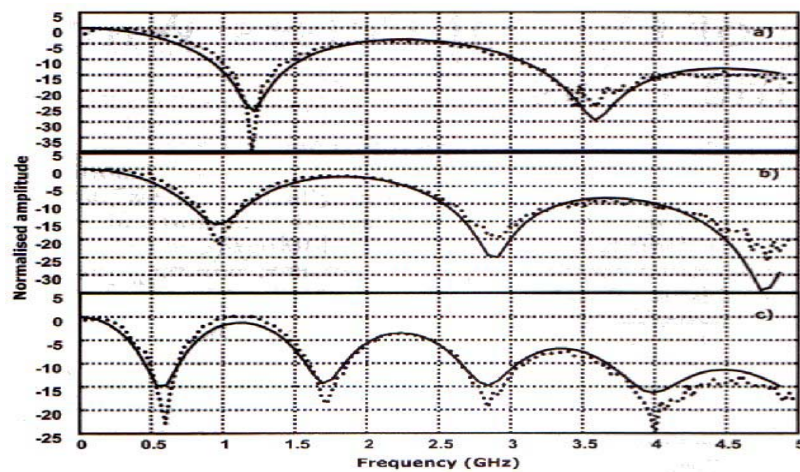


Figure 1.37 : Fonctions de transfert mesurées et simulées en fonction des fréquences de contrôles RF appliquées à l'AOTF, a) 85.4 MHz et 85.1 MHz, b) 85.4 MHz et 85 MHz, c) 85.4 MHz et 84.7 MHz

Il semble que cette technique soit plus adaptée à la synthèse de filtres d'ordre peu élevé et de filtres stop-bande et ceci pour deux raisons : principalement économique, puisque la synthèse d'un filtre sélectif nécessite un grand nombre de longueurs d'onde sélectionnées dans le spectre optique large bande (correspondant au nombre d'échantillons contenus dans la réponse impulsionnelle) qui est égal aux nombres de fréquences de contrôles (et égal au nombre de sources RF utilisées) ; puis technique, car l'AOTF présente un seuil maximum en puissance de contrôle limitant par conséquent le nombre de fréquences de contrôle.

L'accordabilité fréquentielle du filtre est réalisée en modifiant l'écart spectral entre les deux longueurs d'onde par l'ajustement de l'écart fréquentiel entre les deux fréquences de contrôle. Les mesures ont montré une modification de l'intervalle spectral du filtre de 1.21 GHz pour une différence de l'écart spectral des fréquences de contrôles de seulement 0.4 MHz. L'utilisation de l'AOTF semble donc adaptée pour des filtres peu sélectif lorsqu'une grande plage d'accordabilité est désirée. Cette solution ne sera donc pas retenue dans l'objectif de réaliser un filtre sélectif.

III-4.3.2. Filtre à base de réseaux de Bragg

La première structure d'échantillonnage d'une source optique large spectre par une série de réseaux de Bragg a été proposée par Minasian *et al.* en 1996. Au total 29 réseaux accordés sur différentes longueurs d'onde ont été photo-inscrits sur une ligne dispersive. L'espacement entre les réseaux a permis d'ajuster le retard entre les longueurs d'onde et donc de centrer le filtre, alors que leur nombre et leur réflectivité permettent de contrôler la sélectivité et l'atténuation des lobes secondaires du filtre, Figure 1.38.

Cette technique permet d'obtenir des filtres sélectifs puisqu'un grand nombre de longueurs d'onde peut être obtenu égal au nombre de réseaux de Bragg. Cependant, le taux de réjection obtenu est bien inférieur à celui de 35 dB attendu par la théorie. La source d'erreur provient de la difficulté d'ajuster précisément la position de tous les réseaux de Bragg afin de garder constant l'intervalle spectral du spectre optique échantillonné. De plus cette structure ne présente pas de possible accordabilité fréquentielle du filtre microonde.

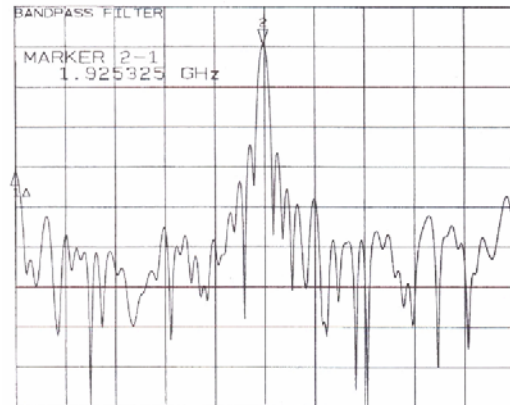


Figure 1.38 : Réponse en fréquence d'un filtre centré à 1.92 GHz obtenu avec 29 réseaux de Bragg, bande passante : 147 MHz, atténuation lobes secondaires : 13 dB

Afin de mieux contrôler les retards entre les différentes longueurs d'onde, il est envisageable de disposer des réseaux de Bragg accordés sur différentes longueurs d'onde et d'utiliser une ligne dispersive qui peut être soit une longueur de fibre dispersive [1.73], soit un réseau de Bragg chirpé [1.74], [1.75]. Les longueurs d'onde sont alors sélectionnées simultanément et les retards entre chacune d'elle imposés par la ligne dispersive.

Dans l'expérience proposée en 2002 par J. Capmany *et al.* [1.73], le nombre de réseaux de Bragg est limité à quatre, chacun d'eux est accordé sur une longueur d'onde différente. Un étirement non uniforme des réseaux a permis de modifier les propriétés intrinsèques (son pas de gravure) de chacun d'entre eux. Lors de l'étirement, l'intervalle entre les longueurs d'ondes sélectionnées augmente, mais ce dernier doit rester constant. Pour cela chacun des réseaux est étiré d'une différente longueur. Ainsi, en se référant à l'équation (1.13), l'accordabilité a été réalisée en modifiant l'intervalle spectral entre les différentes longueurs d'onde.

Bien que cette méthode semble efficace puisque l'intervalle spectral a pu être augmenté de 1.16 GHz, elle est limitée par l'élongation maximale de la fibre optique (1 % de sa longueur) et dépend des imperfections et des inhomogénéités de la fibre qui augmentent sa fragilité.

Une architecture de réseau de Bragg superstructuré (SFBG, "Superstructured Fiber Bragg Grating") a été mise en évidence pour le filtrage d'une source optique large spectre [1.76]. Ce réseau de Bragg superstructuré est constitué d'une variation périodique le long de la fibre de l'enveloppe de la modulation d'indice, Figure 1.39a. Ce filtrage spectral permet alors le contrôle d'une part de l'enveloppe du spectre réfléchi et de l'espacement spectral entre les longueurs d'onde sélectionnées :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2.n.M} \quad (1.14)$$

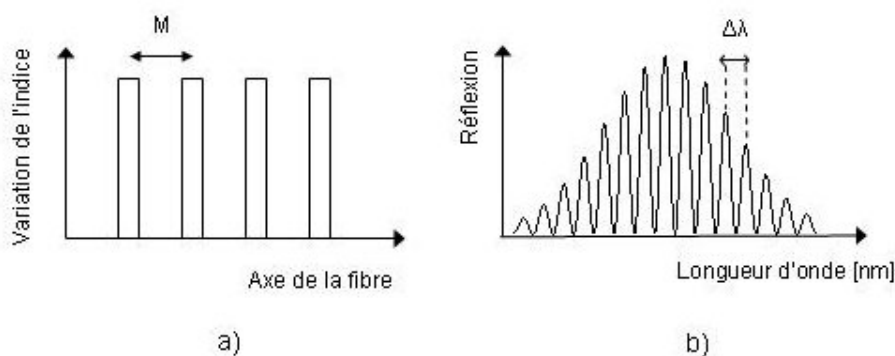


Figure 1.39 : Réseau de Bragg superstructuré, a) variation d'indice, b) spectre optique réfléchi

Le spectre d'allure gaussien issu de l'échantillonnage d'une source large bande par le réseau de Bragg superstructuré est présenté sur la Figure 1.39b. Une fibre dispersive a été utilisée et permet de construire la réponse impulsionnelle du filtre en sortie d'une photodiode [1.77].

Le filtre associé (Figure 1.40) d'allure gaussienne est périodique et l'intervalle spectral libre du filtre est égal à 5.8 GHz conformément à la théorie. L'atténuation des lobes secondaires est de plus de 45 dB [1.78].

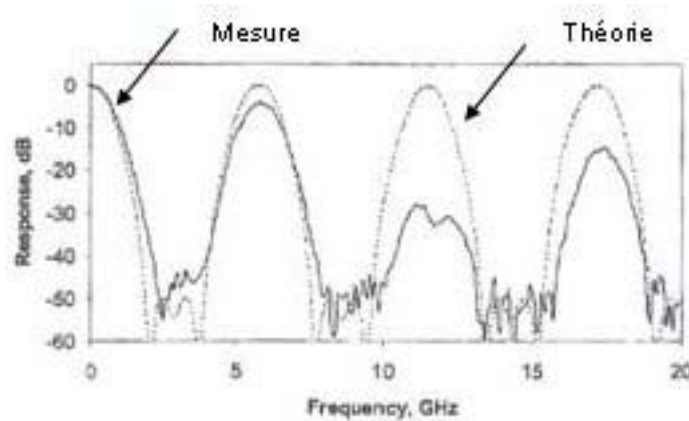


Figure 1.40 : Réponse en fréquence simulée et mesurée du filtre d'allure gaussienne

Récemment, les mêmes auteurs ont montré expérimentalement que l'intervalle spectral libre et la forme du filtre sont indépendants [1.79]. La forme de l'enveloppe de la modulation de l'indice de réfraction détermine la forme du filtre. Ainsi, une modification de celle-ci a permis d'obtenir un filtre gaussien avec un taux de réjection de 60 dB. L'intervalle spectral libre du filtre est ajusté par la période de variation de l'enveloppe M . Il a alors pu être doublé pour atteindre 6.2 GHz.

L'accordabilité fréquentielle du filtre n'a pour l'instant pas été démontrée. Nous pouvons néanmoins envisager un étirement du réseau ou bien un échauffement de celui-ci.

Enfin, nous présentons une dernière architecture intégrant des réseaux de Bragg empruntés aux systèmes de WDM utilisée pour le démultiplexage en longueur d'onde (AWG, ce sigle reprenant l'anglais "Arrayed Waveguide Grating", pour réseaux de guide d'onde).

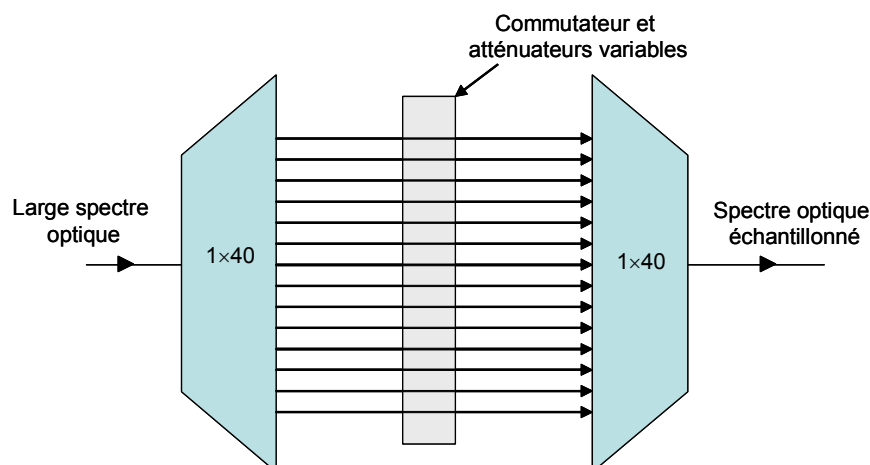


Figure 1.41 : Architecture d'un démultiplexeur en longueur d'onde à base de réseaux de Bragg

Cette structure supplante l'utilisation de réseaux de Bragg accordés sur des longueurs d'onde distinctes placés en série sur un même tronçon de fibre optique. Bien que cette structure produit moins de pertes optiques, elle présente néanmoins des difficultés de contrôle de puissance longueur d'onde par longueur d'onde. Cette limite rend alors la reconfiguration du spectre optique échantillonné et donc de la réponse du filtre microonde délicate. Le démultiplexeur, en revanche, permet par le biais d'atténuateurs et de commutateurs d'ajuster, voire d'éteindre, de manière indépendante la puissance transportée par chaque longueur d'onde. Ainsi, cette structure autorise à la fois la reconfiguration du filtre microonde et également son accordabilité fréquentielle.

L'utilisation du démultiplexeurs à réseaux de Bragg a été proposé en 2003 par l'équipe de J. Capmany et *al.* [1.80], [1.81]. La source large bande est constituée de l'association d'une source d'ASE et d'une SLED afin d'obtenir un spectre le plus plat possible dans la bande spectrale de fonctionnement du démultiplexeur.

La Figure 1.42a montre la réponse en fréquence du filtre normalisée et du spectre optique échantillonné qui lui est associé. Le spectre présente une largeur de 17.6 nm et 12 porteuses optiques ont été sélectionnées, espacées de 1.6 nm. La propagation dans une fibre optique dispersive induit un étalement temporel. La réponse impulsionnelle ainsi créée et la réponse en fréquence associée peuvent alors être mesurées. Le filtre présente un intervalle spectral libre de 1.56 GHz, une bande passante de 125 MHz mesurée sur le premier motif de filtrage et une atténuation de 15 dB sur les lobes secondaires. Afin de mettre en évidence l'accordabilité du filtre, la période d'échantillonnage a été doublée (3.2 nm pour 6 porteuses optiques) sur la largeur de la source optique conservée. Nous mesurons alors un ISL de 725 MHz pour une même bande passante (Figure 1.42b). De la même manière, l'ISL peut être augmenté (3.1 GHz) lorsqu'on diminue la période d'échantillonnage optique (Figure 1.43a).

La Figure 1.43b met en évidence la reconfiguration possible du filtre. En ajustant la puissance des différentes porteuses optiques, on modifie la forme du spectre échantillonné et donc celle de la réponse impulsionnelle. Une forme gaussienne a alors été mesurée.

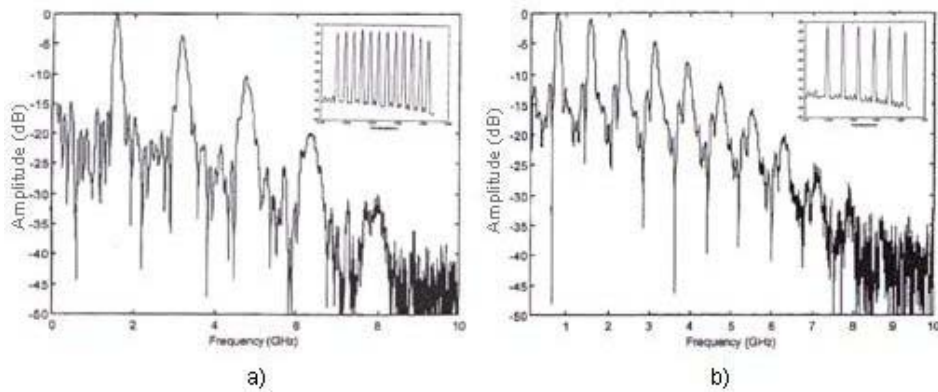


Figure 1.42 : Mise en évidence de l'accordabilité du filtre. Filtres normalisés et spectres échantillonnés associés

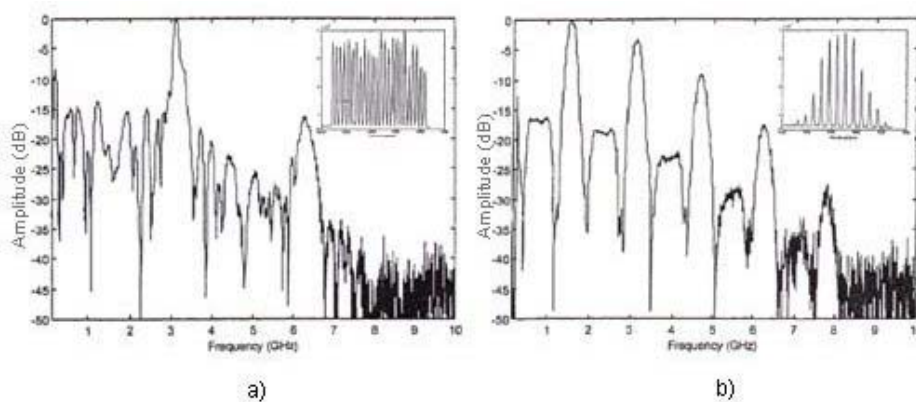


Figure 1.43 : Mise en évidence de la reconfiguration du filtre. Filtres normalisés et spectres échantillonnés associés

L'utilisation de l'AWG permet de sélectionner un grand nombre de porteuses optiques permettant la synthèse de réponses de filtres sélectives. De plus, sa flexibilité autorise une accordabilité fréquentielle tout en conservant les mêmes performances du filtre et une reconfiguration du gabarit du filtre. C'est donc un système performant et peu coûteux.

Les retards entre deux longueurs d'onde sélectionnées sont induits par une seule longueur de fibre dispersive de longueur kilométrique. Ce système semble alors très bien adapté à une intégration dans une structure de communication.

Cependant, la sélection d'un nombre discret de longueurs d'onde impose des pertes optiques importantes qui se rajoutent aux pertes d'insertion intrinsèques au démultiplexeurs. L'accordabilité fréquentielle est de plus discrète, puisque l'intervalle spectral libre du filtre est ajusté par des périodes d'échantillonnage optique égales à des multiples de la résolution de

l'AWG soit 0.8 nm, 1.6 nm, etc... De plus, l'ISL maximal est aussi limité par la résolution de l'AWG soit 3.1 GHz.

III-4.3.3. Filtres interférentiels

A. P. Foord *et al.* ont proposés en 1996 l'intégration d'un filtre interférentiel à deux ondes de type Michelson pour la sélection de longueurs d'onde à partir d'une source optique large spectre (source d'ASE en l'occurrence) [1.82].

L'interféromètre de Michelson est un dispositif à division d'égale amplitude de deux ondes issues d'une même source optique. Cette fonction est réalisée dans le montage expérimental présenté sur la Figure 1.44 par un coupleur 3 dB. Deux objectifs de microscope ont été utilisés et collimatent chacun des deux faisceaux sur deux miroirs respectivement. Si la position d'un miroir diffère suivant l'axe de parcours des faisceaux, une différence de marche est introduite et dépend de la distance entre les deux miroirs. Après réflexion, les deux faisceaux collimatés convergent à l'entrée de la fibre, se superposent et interfèrent. Nous montrons alors que si $\Delta\varphi_1$ et $\Delta\varphi_2$ représentent les déphasages par rapport à la source des deux faisceaux respectifs, l'intensité I résultant de leur superposition s'écrit :

$$I = I_0 \cdot \cos\left(\frac{\Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1}{2}\right)^2 \quad (1.15)$$

$$\begin{cases} I = \frac{I_0}{2} \cdot \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi \cdot \delta}{\lambda}\right)\right) \\ I = \frac{I_0}{2} \cdot \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi \cdot \delta \cdot \nu}{c}\right)\right) \end{cases} \quad (1.16)$$

avec I_0 l'intensité incidente au coupleur, δ la différence de marche, ν et λ la fréquence optique et la longueur de l'onde respectivement.

Ainsi, à partir de l'équation (1.16) nous déduisons qu'il existe des longueurs d'onde pour lesquelles l'intensité est maximale, et d'autre pour lesquelles elle est minimale. Entre ces deux états extrêmes, l'intensité optique varie de manière cosinusoidale en fonction de la

fréquence optique. Le spectre d'échantillonné obtenu à la sortie de l'interféromètre est représenté sur la Figure 1.45a.

Une fibre optique dispersive a été utilisée. Le filtre obtenu après la photodétection présente une allure gaussienne et est centré autour de 1.5 GHz (Figure 1.45b).

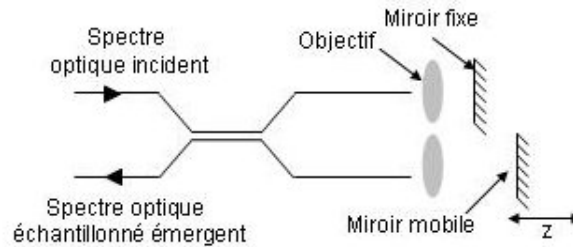


Figure 1.44 : Montage expérimental du filtre interférentiel de type Michelson

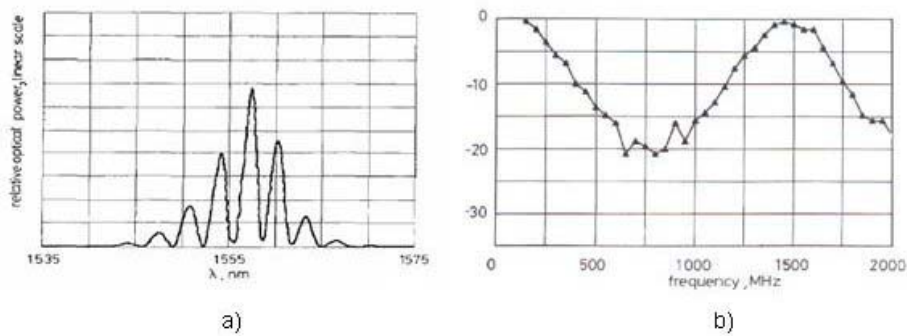


Figure 1.45 : a) Spectre optique échantillonné, b) Filtre microonde associé

Toujours d'après l'équation (1.16), nous remarquons que l'argument de la fonction en cosinus, c'est-à-dire la période d'échantillonnage spectral $\delta\lambda$, dépend de la différence de marche δ . Ainsi, les auteurs proposent une accordabilité du filtre en ajustant cette différence de marche en utilisant un interféromètre en optique intégré ou fibré. Cependant, cette potentialité d'accordabilité n'a pas été mise en évidence.

L'échantillonnage continu s'apparente plus à une modulation d'intensité par une fonction cosinusoidale du spectre en fonction de la fréquence optique. Il en résulte que la réponse du filtre microonde n'est plus périodique et ne se compose que de deux motifs de filtrage, l'un autour de la fréquence nulle et l'autre centré autour de la fréquence de modulation. Cette propriété importante n'a néanmoins pas pu être mise en évidence dans [1.82] car le modulateur utilisé lors du montage expérimental possédait une fréquence de

coupure de 2 GHz. De plus, un grand nombre de longueur d'onde sont sélectionnées. La modulation d'intensité n'impose alors qu'une perte de moitié de la puissance incidente.

Un désavantage important de cette structure est que l'échantillonnage spectral est effectué en espace libre. Ainsi, une part importante de puissance est perdue par les deux injections dans la fibre optique, et rend la structure fragile et instable.

Un filtre interférentiel fibré de type Fabry-Pérot a été proposé par J. Capmany *et al.* [1.83]. La cavité Fabry-Pérot a été réalisée en plaçant en vis-à-vis deux réseaux de Bragg. Les ondes qui sont engendrées par les réflexions multiples entre les deux miroirs définissant la cavité interfèrent en sortie de manière constructive.

Comme la différence de phase dépend de la longueur d'onde, l'interféromètre se comporte comme un filtre. La transmissivité en longueur d'onde est donné par la formule d'Airy :

$$T = \frac{1}{1 + M \cdot \sin^2(\delta/2)} \quad (1.17)$$

où M est un coefficient qui dépend de la réflectivité de chacun des deux miroirs de Bragg, et δ la différence de marche entre deux rayons successifs.

La différence de longueur de chemin optique dépend de la longueur d'onde, de l'indice n du milieu et de l'écart e entre les miroirs :

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n \cdot e \quad (1.18)$$

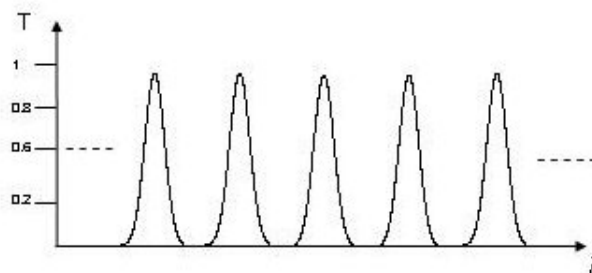


Figure 1.46 : Transmissivité spectrale d'un filtre Fabry-Pérot en fonction de la longueur d'onde

Une source optique large spectre a été utilisée et l'échantillonnage optique par le filtre interférométrique est montré sur la Figure 1.47a. Il contient 34 porteuses optiques. Le filtre microonde obtenu à la sortie d'une photodiode placée après une fibre optique dispersive est un filtre gaussien centré à 4.6 GHz et présentant une atténuation de 35 dB des lobes secondaires. Une très bonne concordance entre mesure et simulation du filtre a été obtenue.

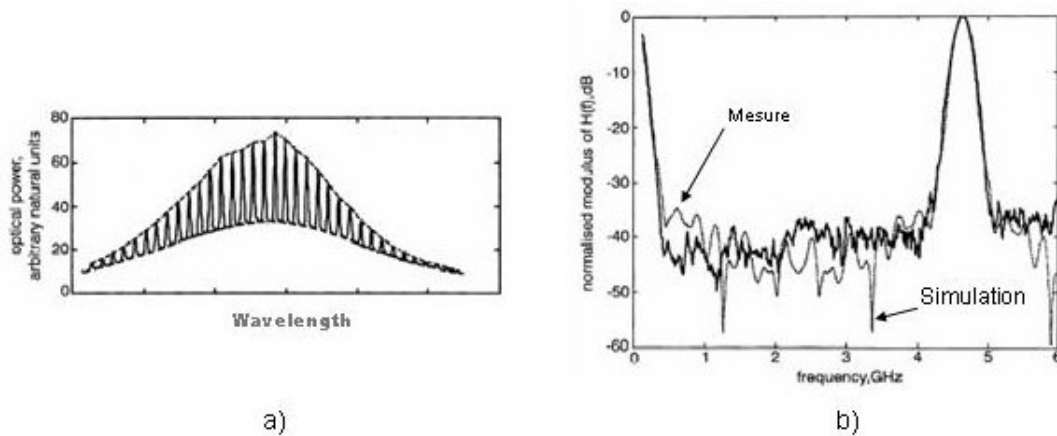


Figure 1.47 : a) Spectre optique échantillonné,
b) filtre microonde associé normalisé

III-5. Contournement des limites imposées par le fonctionnement en régime optique incohérent

Nous avons vu que le fonctionnement en régime incohérent impose un retard élémentaire supérieur à la longueur de cohérence de la source, de sorte qu'aucun contrôle sur la phase de l'onde optique ne soit nécessaire. L'information est alors exclusivement transportée par l'intensité de l'onde optique qui est une quantité positive. La réponse impulsionnelle ne peut alors contenir que des échantillons de poids positifs réduisant alors la variété des gabarits des filtres synthétisables. Deux techniques permettent néanmoins de contourner cette limite, une électrique et une photonique.

III-5.1. Approche électrique : détection différentielle

Une réponse impulsionnelle contenant des échantillons de poids négatifs peut s'écrire comme la différence de deux réponses impulsionnelles de coefficients positifs ou nuls. La détection différentielle permet de réaliser cette soustraction et consiste à utiliser deux photodiodes polarisées en inverse (connectée tête bêche). Les deux photocourants sont alors sommés dans un combineur de puissance [1.84], [1.85], [1.86].

La détection différentielle a été mise à profit pour la synthèse d'un filtre passe-bande dont la réponse impulsionnelle présente des échantillons de poids négatifs. Des filtres passe-bande de forme rectangulaire d'ordre 3 ont alors pu être synthétisés. La source multi longueurs d'onde est réalisée à partir d'une section d'échantillonnage d'une source optique large spectre par un réseau de Bragg chirpé dans [1.87] ou à partir d'une source laser multimode de type Fabry-Pérot dans [1.88]. La ligne dispersive est constituée par une série de fibres dispersives. L'amplitude des différents échantillons est ajustée par des réseaux de Bragg chirpés ou une série de réseaux accordés sur des longueurs d'onde différentes (Figure 1.48).

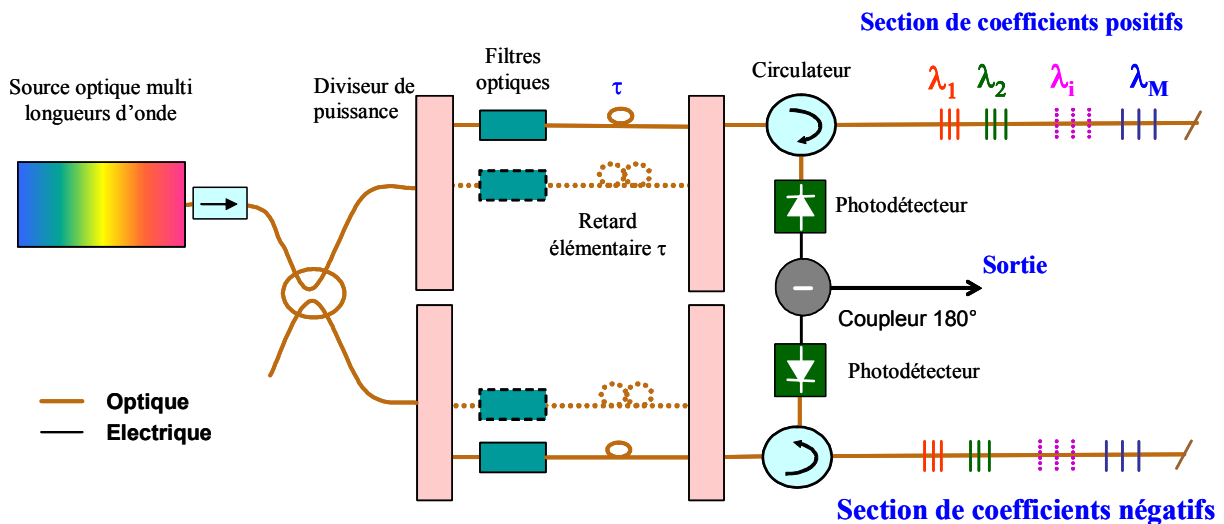


Figure 1.48 : Architecture d'un système intégrant une détection différentielle proposée en [1.88]

La réponse impulsionnelle contenant des échantillons de poids négatif, une forme en sinus cardinal a alors pu être mise en évidence. Les réponses des filtres associées de forme rectangulaire ont alors pu être obtenus et sont représentés sur la Figure 1.49.

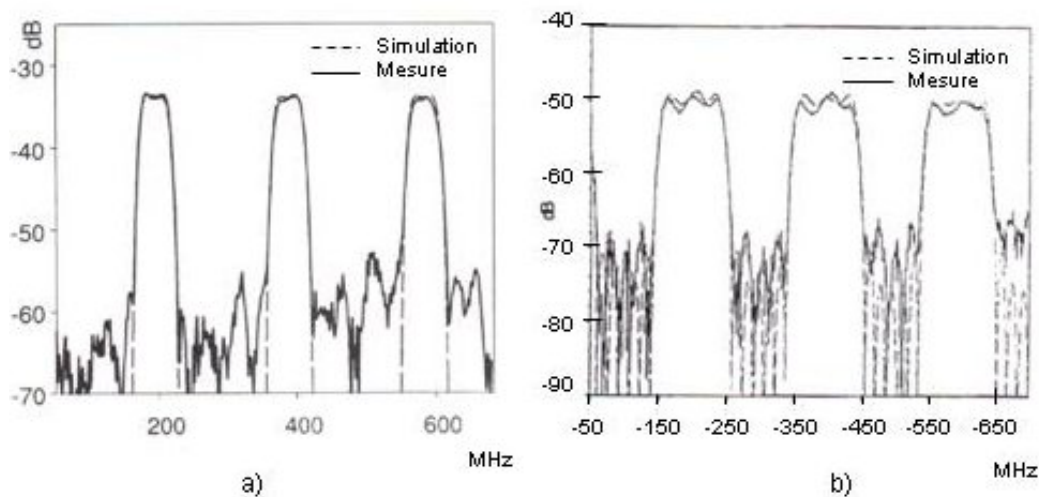


Figure 1.49 : Réponse en fréquence a) [1.87], b) [1.88]

III-5.2. Approche photonique

De nombreuses techniques ont été proposées afin de générer des longueurs d'échantillons de poids négatifs composant la réponse impulsionnelle par voie optique.

Ces systèmes génèrent deux longueurs d'onde différentes en opposition de phase. Les techniques utilisées sont la saturation de gain croisé d'un amplificateur optique semi-conducteur (SOA, Semiconductor Optical Amplifier) [1.89], [1.90], la déplétion par une porteuse optique dans un laser DFB ("Distributed FeedBack") [1.91], ou bien la conversion en longueur d'onde employant la modulation de gain croisé de l'émission spontanée amplifiée d'un amplificateur optique à semi-conducteur [1.92]. Ces systèmes permettent d'obtenir des filtres réjecteurs faible bande avec l'élimination du motif de filtrage autour de la fréquence nulle (Figure 1.49).

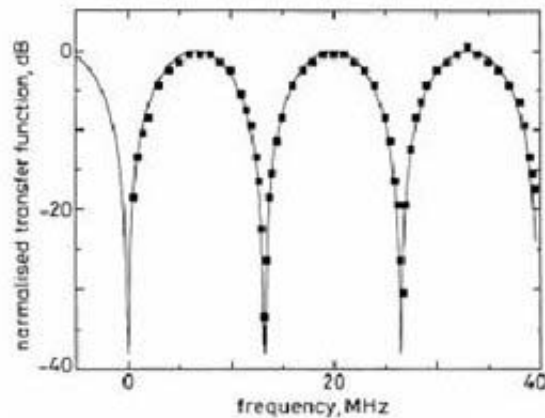


Figure 1.49 : Filtre stop-bande avec élimination du motif de filtrage à la fréquence nulle

Récemment, Capmany *et al.* ont proposé à partir d'un réseau de sources optiques monochromatiques un filtre passe-bande dépourvu du motif de filtrage autour de la fréquence nulle [1.93]. Pour cela, le système utilise deux modulateurs électrooptiques qui, suivant leur tension de polarisation, permettent d'ajuster le déphasage (0 ou π) entre les longueurs d'onde d'intensité normalisée respective (1 ou -1) (Figure 1.50).

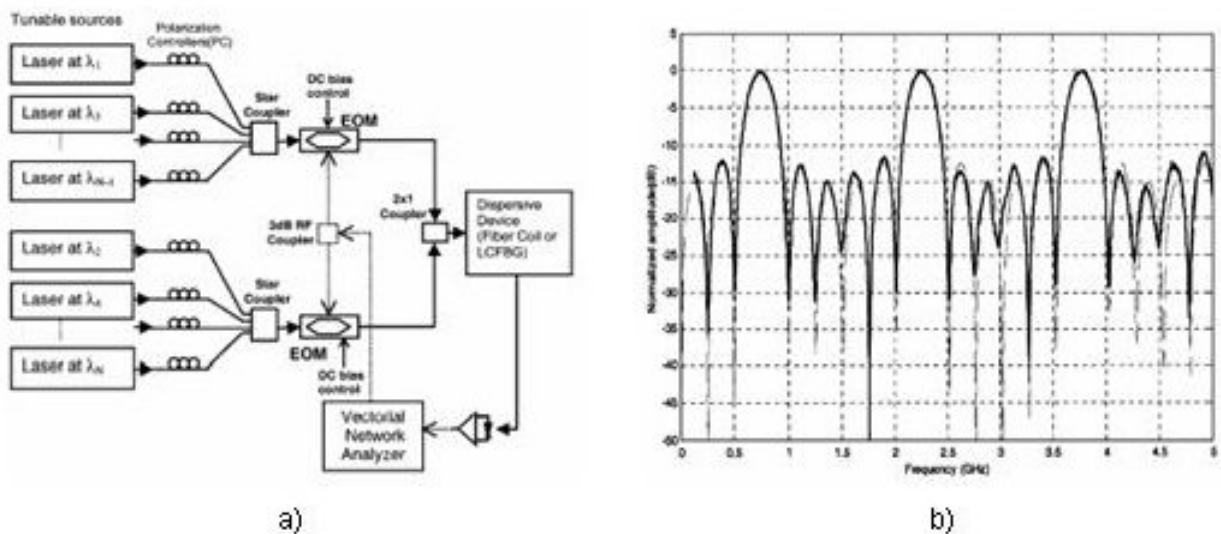


Figure 1.50 : a) Montage expérimental,, b) Réponse du filtre normalisée

III-6. Bilan

Nous avons présenté, dans cette partie, une très grande variété de filtres opto-microonde dont nous proposons un comparatif dans le Tableau 1.1. Parmi les filtres opto-microondes étudiés, nous distinguons ceux qui utilisent une source multi-longueur d'onde et une seule longueur de fibre dispersive et qui sont les mieux adaptés à une intégration dans une structure de communication. Ils peuvent en effet profiter, d'une part des propriétés très intéressantes de la fibre optique comme support de transmission (faibles pertes de propagation, faible poids, immunités aux perturbations électromagnétiques, ...), et d'autre part de son déploiement déjà existant, mais également de l'installation optoélectronique (modulateur, photodiode de détection).

Le choix de la source multi-longueur d'onde est déterminant pour la qualité électrique du filtrage. Le choix d'un réseau de sources monochromatiques autorise une très grande flexibilité sur les performances électriques du filtre (ajustement aisé de la fréquence centrale et de la bande passante du filtre). Mais cette architecture est coûteuse dans l'objectif de synthèse d'un filtre sélectif.

En revanche, le choix purement économique d'une source multimode ne peut prétendre à l'obtention d'un filtre sélectif ceci au vu des résultats publiés.

Il semble donc que l'échantillonnage d'une source optique large spectre par un filtre optique se présente comme un très bon candidat pour la synthèse d'une source multi-longueur d'onde. Reste alors à définir le système optique qui réalisera la fonction de filtrage. Pour cela, deux catégories de filtres discrets et continus existent.

Les filtres optiques discrets (séries de réseau de Bragg, AWG, cavité formant un interféromètre à N ondes) utilisent des réseaux de Bragg ou l'un de ses dérivés (réseau de Bragg superstructurés). Ils autorisent alors une accordabilité fréquentielle de la réponse d'un filtre sélectif et une reconfiguration. Cependant la sélection discrète des longueurs d'onde implique une périodisation du motif de filtrage et impose également des pertes de puissance optique importantes.

Le filtre optique continu est basé sur la conception d'un interféromètre à deux ondes. Il permet en plus l'obtention de seulement deux motifs de filtrage [1.82]. En revanche, l'accordabilité fréquentielle ainsi que la possible reconfiguration du filtre n'a pour l'instant jamais été réalisée. Il semble pourtant, qu'en étudiant l'expression (1.16), l'accordabilité fréquentielle est envisageable en modifiant le retard élémentaire entre les deux ondes. De plus, d'après la remarque faite dans [1.76], la forme de la réponse du filtre et la fréquence centrale sont indépendantes. Nous pouvons alors imaginer une reconfiguration du filtre en modifiant la forme de la source optique.

L'architecture sélectionnée se porte donc sur une source multi-longueur d'onde à partir d'une source optique large spectre et d'un filtre optique continu. Ce dernier est un interféromètre à deux ondes. Les retards entre les différentes longueurs d'onde sélectionnées seront engendrés par une fibre dispersive. Le chapitre suivant est ainsi consacré à l'étude des différents éléments qui composent cette architecture (modulateur, photodiode, réalisation de l'interféromètre).

Système optique	Source laser monochromatique			Source multi chromatiques				
	Prisme à fibre	Mach Zehnder Lattice	Cavité optique	Sources optiques lasers	Sources optiques multi- modes	Sources optiques large spectre		
						Réseaux de Bragg	Fabry- Pérot, AWG	Interfero- mètre à 2 ondes
Performances électriques								
Sélectivité passe bande	😊	😞	😊	😊	😞	😊	😊	😊
Sélectivité stop-bande	😊	😞	😊	😊	-	-	-	-
Pertes électriques	😊	😞	😊	😊	😊	😊	😊	😊
ISL du filtre	😞	😞	😞	😊	😊	😊	😊	😊
Reconfiguration du filtre	😊	😊	😞	😊	😞	😊	😊	😊
Accordabilité	😞	😞	😊	😊	😞	😊	😞	-
Stabilité optique	😊	😊	😊	😊	😞	😊	😊	😊
Complexité de mise en œuvre	😊	😞	😊	😊	😊	😊	😊	😊
Coût global du système	😊	😊	😊	😞	😊	😊	😊	😊



: très mauvais



: mauvais



: acceptable



: très satisfaisant

Tableau 1.1: Comparatif des différents filtre opto-microondes étudiés

Références bibliographie du chapitre 1

- [1.1] **P. Des champs et J. Sombrin**, " Les filtres elliptiques à cavités hyperfréquences dans les satellites", *Note technique, Centre National d'Etude Spatiales*
- [1.2] **Ali E. Atia, Albert E. Williams**, "Narrow bandpass waveguide filters", *IEEE Transactions on MTT*, vol. *MTT-20*, n°4, April 1972, pp. 258-265
- [1.3] **Y. C. Shih, T. S. Chu, T. Itoh**, "Comparative study of mode-matching formulations for microstrip discontinuity problems", *1985 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pp. 435-438, 1985
- [1.4] **V. Pommier, D. Cros, P. Guillon**, "Transverasl filter using whispering gallery quarter cur resonators", *IEEE Microwave Theory and Technics Symposium, CD-Rom, 2001*
- [1.5] **C. Y. Chi, G. M. Rebeiz**, "Planar microwave and millimeter-wave lumped elements and coupled line filters using micro-machining technics", *IEEE Transactions an Microwave Theory and Technics*, Vol. 43, n°4, pp. 730-738, April 1955
- [1.6] **M. Chatras, P. Blondy, D. Cros, S. Verdeyme, P. Guillon**, "Filtres planaires micro-usinés faible bande avec intégration en surface", *JNM 2003*
- [1.7] **M. Chatras, P. Blondy, D. Cros, O. Vendier, C. Drevon, J. L. Cazaux**
"Narrow band micro-machined band pass filter and a surface mountable topology"
EuMC Munich, 2003
- [1.8] **P. Blondy**, "Analyse et conception de nouvelles technologies de circuits millimétriques sur silicium" *Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, no 11-1998*
- [1.9] **E. Picard**, "Filtres planaires en technologies innovantes pour des applications multimédia", *Thèse de Doctorat de l'université de Limoges, 2004*

- [1.10] **A. Sutono, J. Laskar, W. R. Smith**, "Development of Integrated Three Dimensional Bluetooth Image Rejection Filter" *Microwave Symposium Digest. 2000 IEEE MTT-S International*, Vol. 1, 2000.
- [1.11] **F. Biron**, "Conceptions de profils d'impédances actifs pour la compensation des pertes, la réduction de taille et l'augmentation de sélectivité de structures de filtres planaires microondes", *Thèse de Doctorat de l'université de Limoges, décembre 2001*
- [1.12] **L. Billonnet**, "Outils et Techniques d'Aide à la Conception des Dispositifs de Filtrage Actif Microondes Planaires", *Habilitation à Diriger des Recherches, décembre 2001*
- [1.13] **B. Madrangeas**, "Analyse, modélisation et réalisation de filtres actifs microondes à résonateurs diélectriques", *Thèse de Doctorat de l'université de Limoges, janvier 1991*
- [1.14] **X. H. Jiao, P. Guillon, B. Jarry, B. Madrangeas**, "Microwave frequency agile active filters for MIC and MMIC applications", *IMS'90, IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pp. 503-508
- [1.15] **F. B. Biron, J. Ph. Plaze, J. Tissier, L. Billonnet, B. Jarry, P. Guillon**, "Différentes méthodes de synthèses de résistances négatives en technologie MMIC", *JNM'2001, 12èmes Journées Nationales Microondes, mai 2001, Poitiers*
- [1.16] **F. B. Biron, J. Ph. Plaze, J. Tissier, L. Billonnet, B. Jarry, P. Guillon**, "Design procedure for loss compensation of planar microwave filters using negative resistances for tuneable banstop and bandpass applications", *GAAS'2000, 8th European Gallium and Related III-V Compounds Applications Symposium Proceedings, october 2000, Paris*, pp. 443-447
- [1.17] **K. B. Niclas**, "Active matching with common-gate MESFETs", *IEEE Transactions on MTT*, vol. 33, June 1985, pp. 492-499
- [1.18] **V. Pauker**, "GaAs monolithic microwave active gyrator", *GaAs IC Symposium Digest*, pp. 82-85

- [1.19] **R. G. Arnold, S. P. Marsh**, "A microwave active bandstop filter with tunable centre frequency", *IMS'93, IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, pp. 1313-1316
- [1.20] **S. E. Sussman-Fort**, "Computer-simulated design of an active microwave all pass network", *IEEE Transactions on MTT*, vol. MTT-27, december 1979, pp. 1023-1025
- [1.21] **Magali Delmond**, "Etude de filtres actifs microondes récurrents monolithiques", *Thèse de Doctorat de l'université de Limoges*, novembre 1996
- [1.22] **G. Tanne, E. Rius, F. Mahe, S. Toutain, F. Biron, L. Billonnet, B. Jarry, P. Guillon**, "Improvement in losses and size of frequency tunable coplanar filter structures using MMIC negative resistance chips for multistandard mobile communication systems", *Proc. IEEE-Symposium 2000, Boston, USA, 2000*
- [1.23] **J. U. Kang, Michael Y. Frankel, Ronald D. Esman**, "Highly parallel pulsed optoelectronic analog-digital converter", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, N° 11, November 1998
- [1.24] **P. E. Pace, David Styer**, "High-resolution encoding process for an integrated optical analog-to-digital converter", *Optical Engineering*, Vol. 33, N° 8, August 1994
- [1.25] **Hervé Parvery**, "Contribution a l'étude d'antennes réseaux large bande à pointage piloté par commande optique", *Thèse de Doctorat de l'université de Limoges*, décembre 2002
- [1.26] **K. Sasayama, M. Okuno, K. Abara**, "Coherent transversal filter using silica-based waveguides for high speed signal processing", *IEEE Journal Of Lighthwave Technology*, Vol. 9, N° 10, 1991
- [1.27] **B. A. Ferguson, C. L. Chen**, "Optical recirculating delay lines as controllable radio frequency notch filters", *IEEE Journal Of Lighthwave Technology*, Vol. 11, 1990
- [1.28] **C. T. Chang, J. A. Cassaboom, H. F. Taylor**, "Fibre-optic delay-lines devices for R.F. signal processing", *Electronic Letters*, Vol. 23, N° 12, 1977

- [1.29] **C. C. Wang**, "High-frequency narrow-band single-mode fiber-optic transversal filters", *IEEE Journal Of Lighthwave Technology*, Vol. 5, N° 1, 1987
- [1.30] **J. E. Bowers, S. A. Newton, H. J. Shaw**, "Fibre-optic variable delay lines", *Electonic Letters*, Vol. 18, N° 23, 1982
- [1.31] **B. E. Swekla, R. L. MacDonald**, "opectronic transversal filter", *Electonic Letters*, Vol. 27, N° 19, 1991
- [1.32] **M. Y. Frankel, R. D. Esman**, "Fiber-optic tunable transversal filter", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, N°2, 1995
- [1.33] **W. Zhang, J. A. R. Williams**, "Fibre optic bandpass transversal filter employing fibre grating arrays", *Electonic Letters*, Vol. 35, N° 12, 1999
- [1.34] **G. Yu, W. Zhang, J. A. R. Williams**, "High-performance microwave transversal filter Bragg grating arrays", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, N° 9, 2000
- [1.35] **W. Zhang, G. Yu, J. A. R. Williams**, "Tap multiplexed fibre grating-based optical transversal filter", *Electonic Letters*, Vol. 36, N° 20, 2000
- [1.36] **F. Coppinger, S. Yegnanarayanan, P. D. Trinh, B. Jalali, I. L. Newberg**, "Nonrecursive tunable photonic filter using wavelength-selective true time delay", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, N° 9, 1996
- [1.37] **F. Coppinger, S. Yegnanarayanan, P. D. Trinh, B. Jalali**, "Continuously tunable photonic radio-frequency notch filter", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, N° 3, 1997
- [1.38] **D. B. Hunter, R. A. Minasian, P. A. Krug**, "Tunable optical transversal filter based on chirped gratings", *Electonic Letters*, Vol. 31, N° 25, 1995
- [1.39] **W. Zhang, J. A. R. Williams, L. A. Everall, I. Benion**, "Fibre optic radio frequency notch filter with linear and continuous tuning by using a chirped fibre grating", *Electonic Letters*, Vol. 34, N° 18, 1998

- [1.40] **W. Zhang, J.A. R. Williams**, "Frequency response of a tunable fiber-optic notch filter using a dispersive device", *Microwave And Technology Letters*, Vol. 22, N°1, 1999
- [1.41] **N. You, R. Minasian**, "A novel tunable microwave optical notch filter", *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, Vol. 49, N° 49, 2001
- [1.42] **J. Bowers, S. A. Newton, W. V. Sorin, H. J. Shaw**, "Filter response of a single-mode recirculating delay lines", *Electonic Letters*, Vol. 18, N° 3, 1982
- [1.43] **J. Capmany, J. Cascon**, "Discrete time fiber-optic signal processors using optical amplifiers", *Journal Of Lightwave Technology*, Vol. 12, N° 1, 1994
- [1.44] **B. Moslehi, J. W. Goodman, M. Tur, H. J. Shaw**, "Fiber-optic lattice signal processing", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 72, N° 78, 1994
- [1.45] **B. Moslehi**, "Fibre-optic filters emploting optical amplifiers to provide design flexibility", *Electonic Letters*, Vol. 28, N° 3, 1992
- [1.46] **B. Moslehi, J. W. Goodman**, "Novel amplified fiber-optic recirculating delay line processor", *Journal Of Lightwave Technology*, Vol. 10, N° 8, 1992
- [1.47] **M. C. Vazquez, B. Vizoso, M. Lopez-Amo, M. A. Muriel**, "Single and double amplified recirculating delay lines as fibre-optic filters", *Electonic Letters*, Vol. 28, N° 11, 1992
- [1.48] **M. C. Vazquez, B. Vizoso, M. Lopez-Amo, M. A. Muriel**, "Analysis of double-parallel amplified recirculating optical-delay lines", *Applied Optics*, Vol. 33, N° 6, 1994
- [1.49] **D. Pastor, S. Sales, J. Capmany, J. Marti, J. Cascon**, "Amplified double coupler fiber-optic delay line filters", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, N° 1, 1995
- [1.50] **S. Sales, D. Pastor, J. Capmany, J. Marti**, "Fibre-optic delay line filters employing fiber loops : signal and noise analysis and experimental characterization", *Photonics Journal Of Optics Society Of America*, Vol. 12, N° 10, 1995

- [1.51] **Thomas A. Cusick, Stavros Iezekiel, Robert E. Miles, S. Sales, J. Capmany,** "Synthesis of all-optical microwave filters using Mach-Zehnder lattices", *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, Vol. 45, N° 8, 1997
- [1.52] **D. B. Hunter, R. A. Minasian,** "Reflectivity tapped fibre optic transversal filter using in-fibre Bragg gratings", *Electronics Letters*, Vol. 31, N° 12, 1995
- [1.53] **D. B. Hunter, R. A. Minasian,** "Photonic signal processing of microwave signals using an active-fiber Bragg-grating-pair structure", *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, Vol. 45, N° 8, 1997
- [1.54] **D. B. Hunter, R. A. Minasian,** "Tunable microwave fiber-optic bandpass filters", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, N° 7, 1999
- [1.55] **D. B. Hunter, R. A. Minasian,** "A novel high-Q optical microwave processor using hybrid delay-line filters", *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, Vol. 47, N° 7, 1999
- [1.56] **D. B. Hunter, R. A. Minasian,** "Photonics-based interference mitigation filters", *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, Vol. 49, N° 10, 2001
- [1.57] **D. Norton, S. Johns, C. Keefer, R. Soref,** "Tunable microwave filtering using high dispersion fiber time delays", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, N° 7, 1994
- [1.58] **J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega,** "Experimental demonstration of tuneability and transfer function reconfiguration in fibre-optic microwave filters composed of linearly chirped fibre grating fed by laser array", *Electronics Letters*, Vol. 34, N° 23, 1998
- [1.59] **D. Pastor, J. Capmany,** "Fibre optic tunable transversal filter using laser array and linearly chirped fibre grating", *Electronics Letters*, Vol. 34, N° 17, 1998
- [1.60] **J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega,** "Efficient sidelobe suppression by source power apodisation in fibre optic microwave filters composed of linearly chirped fibre grating by laser array", *Electronics Letters*, Vol. 35, N° 8, 1999

- [1.61] **J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega**, "New and flexible fiber-optic delay-line filters using chirped Bragg gratings and laser arrays", *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, Vol. 47, N° 7, 1999
- [1.62] **B. Vidal, V. Polo, J. L. Corral, J. Marti**, "Photonic microwave transversal filter with reconfiguration and tuning capabilities", *IEICE Transactions Electronics*, Vol. E86-C, N° 7, 2003
- [1.63] **B. Vidal, V. Polo, J. L. Corral, J. Marti**, "Photonic tunable RF filter with reconfiguration capabilities based on arrayed waveguide gratings and fiber dispersion", *IEEE MTT-S Digest*, 2003
- [1.64] **J. Mora, B. Ortega, M. V. Andres, J. Capmany, J. L. Cruz, D. Pastor, S. Sales**, "Tunable dispersion device based on nonuniform magnetic fields", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, N° 7, 2003
- [1.65] **J. Mora, B. Ortega, A. Diez, M. V. Andres, J. Capmany, J. L. Cruz, D. Pastor, S. Sales**, "Highly tunable optically switched time delay line for transversal filtering", *Electronics Letters*, Vol. 39, N° 25, 2003
- [1.66] **B. Vidal, V. Polo, J. L. Corral, J. Marti**, "Efficient architecture for WDM photonic microwave filters", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, N° 1, 2004
- [1.67] **J. Marti, F. Ramos, R.I. Laming**, "Photonic microwave filter employing multimode optical sources and wideband chirped fibre gratings", *Electronics Letters*, Vol. 34, N° 18, 1998
- [1.68] **D. Pastor, J. Capmany, S. Sales, P. Munoz, B. Ortega**, "Reconfigurable fiber-optic-based RF filters using current injection in multimodes lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, N° 11, 2001
- [1.69] **J. Marti, V. Polo, F. Ramos, D. Moodie**, "Photonic tunable microwave filters employing electroabsorption modulators and wideband chirped fibre gratings", *Electronics Letters*, Vol. 35, N° 4, 1999

- [1.70] **V. Polo, F. Ramos, J. Marti, D. Moodie, D. Wake**, "Synthesis of photonic microwave filters based on external optical modulators and wide-band chirped fiber gratings", *Journal Of Lightwave Technology*, Vol. 18, N° 2, 2000
- [1.71] **S. Mansoori, A. Mitchell**, "RF transversal filter using an AOTF", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, N° 3, 2004
- [1.72] **D. B. Hunter, R. A. Minasian**, "Microwave optical filters using in-fibre bragg grating arrays", *IEEE Microwave And Guided Wave Letters*, Vol. 6, N° 2, 1996
- [1.73] **J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, J. L. Cruz, M. V. Andres, D. Pastor, S. Sales**, "Automatic tunable and reconfigurable fiber-optic microwave filters based on a broadband optical source sliced by uniform fiber Bragg gratings", *Optics Express*, Vol. 10, N° 22, 2002
- [1.74] **J. Mora, B. Ortega, J. L. Cruz, J. Capmany, D. Pastor, M. V. Andres**, "White light sources filtered with fiber Bragg gratings for RF-photonics applications", *Optics Communications*, N° 222, 2003
- [1.75] **J. Mora, B. Ortega, M. V. Andres, J. Capmany, L. Cruz, D. Pastor, S. Sales**, "Temperature insensitive and low cost transversal filters based on uniform fibre Bragg gratings", *IEICE Transactions Electronics*, Vol. E86-C, N° 7, 2003
- [1.76] **B. J. Eggleton, P. A. Krug, L. Poladian, F. Ouellette**, "Long periodic superstructured Bragg gratings in optical fibres", *Electronics Letters*, Vol. 30, N° 19, 1994
- [1.77] **B. A. L. Gwandu, W. Zhang, J. A. R. Williams, L. Zhang, I. Bennion**, "Microwave photonic filtering using Gaussian-profiled superstructured fibre Bragg grating and dispersive fibre", *Electronics Letters*, Vol. 38, N° 22, 2002
- [1.78] **B. A. L. Gwandu, W. Zhang, J. A. R. Williams, L. Zhang, I. Bennion**, "Implementation of microwave photonic filtering using a profiled superstructured fiber Bragg grating and dispersive fiber", *International Topical Meeting On The Microwave Photonics*, 2002

- [1.79] **J. S. Leng, W. Zhang, J. A. R. Williams**, "High performance microwave photonic response of superstructured fiber Bragg grating with designed apodisation function", *16th Annual Meeting On The IEEE Laser and ElectroOptics Society (LEOS)*, 2003
- [1.80] **D. Pastor, B. Ortega, J. Capmany, S. Sales, A. Martinez, P. Munoz**, "Flexible and tunable microwave filters based on arrayed waveguide gratings", *International Topical Meeting On The Microwave Photonics*, 2002
- [1.81] **D. Pastor, B. Ortega, J. Capmany, S. Sales, A. Martinez, P. Munoz**, "Optical microwave filter based on spectral slicing by use of arrayed waveguide gratings", *Optics Letters*, Vol. 28, N° 19, 2003
- [1.82] **A. P. Foord, P. A. Davies, P. A. Greenhalgh**, "Synthesis of microwave and millimetre-wave filters using optical spectrum-slicing", *Electronics Letters*, Vol. 32, N° 4, 1996
- [1.83] **J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega**, "Fibre optic microwave and millimetre-wave filter with high density sampling and very high sidelobe suppression using subnanometre optical spectrum slicing", *Electronics Letters*, Vol. 35, N° 6, 1999
- [1.84] **S. Sales, J. Capmany, J. Marti, D. Pastor**, " Experimental demonstration of fibre-optic delay lines filters with negative coefficients", *Electronics Letters*, Vol. 31, N° 13, 1995
- [1.85] **J. Capmany, J. Cascon, J. L. Martin, J. Marti**, " Fibre-optic delay line filter synthesis using a modified Padé method", *Electronics Letters*, Vol. 31, N° 6, 1995
- [1.86] **J. Capmany, J. Cascon, J. L. Martin, S. Sales, D. Pastor, J. Marti**, " Synthesis of fibeoptic delay line filters", *Journal Of Lightwave Technology*, Vol. 13, N° 10, 1995
- [1.87] **N. You, R. A. Minasian**, "Grating-based optical microwave FIR filter", *30th Eureka Microwave Conference*, 2000
- [1.88] **N. You, R. A. Minasian**, "Synthesis of WDM grating-based optical microwave filter with arbitrary impulse response", *IEEE International Microwave Photonics Conference, MPW'99*, 1999

- [1.89] **F. Coppinger, S. Yegnanarayanan, P. D. Trinh, B. Jalali**, "All-optical RF filter using amplitude inversion in a semiconductor optical amplifier", *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, Vol. 45, N° 8, 1997
- [1.90] **F. Coppinger, S. Yegnanarayanan, P. D. Trinh, B. Jalali**, "All-optical incoherent negative taps for photonic signal processing", *Electronics Letters*, Vol. 33, N° 11, 1997
- [1.91] **S. Li, K. S. Chiang, W. A. Gambling, Y. Liu, L. Zhang, I. Bennion**, "A novel tunable incoherent negative-tap fiber-optic transversal filter based on a DFB laser diode and fiber Bragg gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, N° 9, 2000
- [1.92] **Y. Xiaoke, F. Wei, N. J. Hong, L. Chao**, "Tunable microwave filter design using wavelength conversion technique and high dispersion time delays", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, N° 8, 2001
- [1.93] **J. Capmany, D. Pastor, A. Martinez, B. Ortega, S. Sales**, "Microwave photonic filters with negative coefficients based on phase inversion in an electro-optic modulator", *Optics Letters*, Vol. 28, N° 16, 2004

Chapitre 2 : Analyse du filtre opto-microonde

I- Introduction

Pour la transmission de signaux microondes sur fibre optique, plusieurs architectures de transport ont été envisagées. Une première architecture des systèmes HFR (Hybride Fibre-Radio) consiste à moduler directement la source optique par un signal électrique en bande de base et à acheminer ensuite le signal électrique résultant ("signal optique en bande de base") par fibre depuis la station centrale jusqu'à la station de base. Dès lors, l'émission radio ne peut se faire qu'après transposition du signal électrique à la fréquence souhaitée. Le transport optique en bande de base présente l'intérêt de ne nécessiter que des composants optoélectroniques de faible bande passante, mais ceci au détriment de l'équipement RF (oscillateurs locaux, mélangeurs RF,...).

La deuxième alternative consiste à transporter directement sur fibre optique le signal optique modulé par un signal radiofréquence contenant l'information. Le signal microonde est alors généré puis transporté par la fibre optique vers la station de base afin d'être émis vers les abonnés. La station de base réalise alors uniquement les fonctions de conversion optique/électrique, d'amplification et d'émission. Une telle configuration présente alors l'avantage d'une architecture simple de la station de base et permet de ne pas multiplier les équipements RF, limitant alors son coût.

Cette dernière architecture semble la plus prometteuse puisqu'elle permet de centraliser, au niveau de la station centrale, la génération des signaux. C'est dans cette architecture de transmission du signal microonde directement sur fibre optique que nous proposons d'insérer une fonction supplémentaire de filtrage.

Après une brève description de la fibre optique dispersive, nous montrons l'effet de la dispersion chromatique de la fibre optique monomode sur la bande passante du système. Nous verrons que la bande passante du système global dépend des caractéristiques spectrales de la source optique et de la dispersion chromatique. Nous montrons alors comment nous pouvons tirer profit d'un système radio sur fibre pour la transmission et le filtrage passe-bande maîtrisé. Puis nous présentons une étude théorique des deux composants optoélectroniques (modulateur et photodiode) intégrés dans la ligne de transmission.

II- Effet de la dispersion chromatique dans les systèmes de transmission sur fibre optique

II-1. Présentation des fibres optiques monomodes

II-1.1. L'atténuation

L'atténuation dans les fibres optiques résulte de plusieurs mécanismes. D'abord, l'absorption intrinsèque du matériau constitutif provoque une augmentation très rapide des pertes aux basses longueurs d'onde. La présence d'impuretés peut aussi créer diverses bandes d'absorptions ; elles sont toutefois pratiquement toutes éliminées par les techniques de fabrication actuelles, à l'exception de la plus forte d'entre elles, correspondant à la présence d'ions OH^- autour de 1400 nm. Dans le cas de la silice pure, le minimum théorique d'atténuation devrait se situer à 0.14 dB/km vers 1.55 μm , mais est limité principalement par la diffusion de Rayleigh. De plus, les irrégularités involontaires de la structure provoquent des pertes par diffusion. Outre les pertes intrinsèques (pertes d'absorption et de diffusion), se rajoutent les pertes dues aux conditions d'utilisation des fibres. Toute courbure trop importante crée des pertes par rayonnement. Enfin, les fibres sont toujours utilisées par tronçons de longueurs finies, raccordés par épissures. Chaque épissure peut provoquer des pertes de raccordement.

La Figure 2.1 montre l'évolution de l'atténuation spectrale d'une fibre en silice. L'atténuation minimale de 0.22 dB/km est proche du minimum théorique pour la silice. Nous voyons clairement le pic OH^- autour de 1400 nm ainsi que l'effet de la diffusion de Rayleigh.

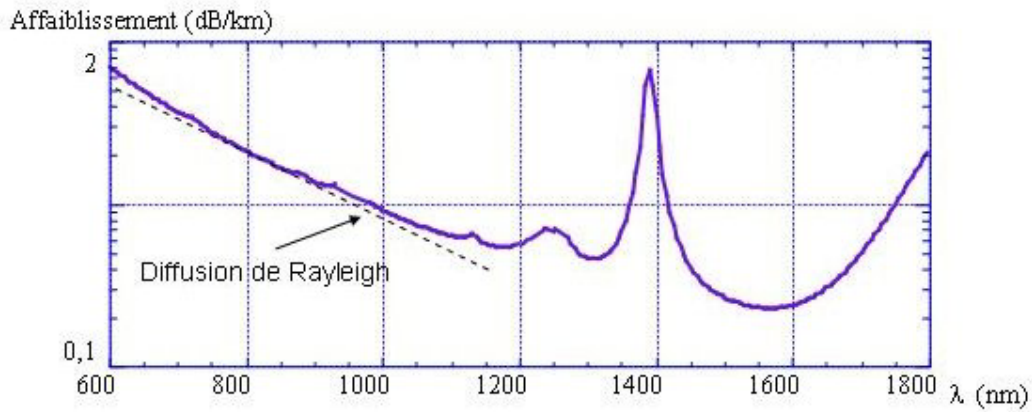


Figure 2.1 : Atténuation des fibres optiques silice

II-1.2. La dispersion chromatique de la vitesse de groupe

Toute onde peut être décomposée sous la forme d'un spectre d'ondes monochromatiques. La phase de chaque onde se propage dans un matériel d'indice effectif n_e à la vitesse de phase V_ϕ , tel que :

$$V_\phi = \frac{c}{n_e} \quad (2.19)$$

où n_e représente l'indice effectif du mode guidé, dépendant de la constante de propagation β et du nombre d'onde k_0 , tel que :

$$n_e = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.20)$$

La propagation de l'énergie ou du paquet d'ondes s'effectue à la vitesse de groupe V_g reliée à la célérité c de la lumière dans le vide et de l'indice de groupe N_g :

$$V_g = \frac{c}{N_g} \quad (2.21)$$

L'indice de groupe N_g dépend de l'indice effectif n_e suivant la relation :

$$N_g(\lambda) = n_e(\lambda) - \lambda \cdot \frac{dn_e(\lambda)}{d\lambda} \quad (2.22)$$

Le temps de propagation de groupe τ_g est le temps mis par l'enveloppe du signal pour parcourir une longueur L de fibre optique à la vitesse de propagation de groupe V_g :

$$\tau_g(\lambda) = \frac{L}{V_g(\lambda)} \quad (2.23)$$

La dispersion chromatique totale $D(\lambda)$ est la somme de deux dispersion :

- ↳ la dispersion du matériau appelée "**dispersion matériau**" : elle résulte de la dépendance de l'indice de réfraction du cœur et de la gaine de la fibre optique avec la longueur de l'onde,
- ↳ la dispersion due à la structure géométrique du guide appelée "**dispersion du guide**" : elle provient du fait que la distribution lumineuse du mode fondamental sur le cœur et la gaine est une fonction de la longueur d'onde.

De manière générale, la prise en compte de ces deux causes de dispersion peut se faire simplement à partir de l'évolution de l'indice effectif du mode guidé :

$$D = -\frac{\lambda}{c} \left(\frac{d^2 n_e(\lambda)}{d\lambda^2} \right) \quad (2.24)$$

avec D en ps/km.nm).

L'allongement temporel $\Delta\tau_g$ du paquet d'onde peut s'écrire simplement sous la forme du triple produit de la dispersion chromatique $D(\lambda)$ et la longueur L de la fibre optique et de la largeur spectral de l'impulsion $\Delta\lambda$:

$$\Delta\tau_g = D(\lambda).L.\Delta\lambda \quad (2.25)$$

Les conséquences du phénomène de dispersion chromatique de la vitesse de groupe dans une fibre optique unimodale peuvent être illustrées par les Figure 2.2 et Figure 2.3 qui suivent. Elles illustrent la propagation d'une impulsion de largeur spectrale $\Delta\lambda$ et de durée initiale Δt_0 .

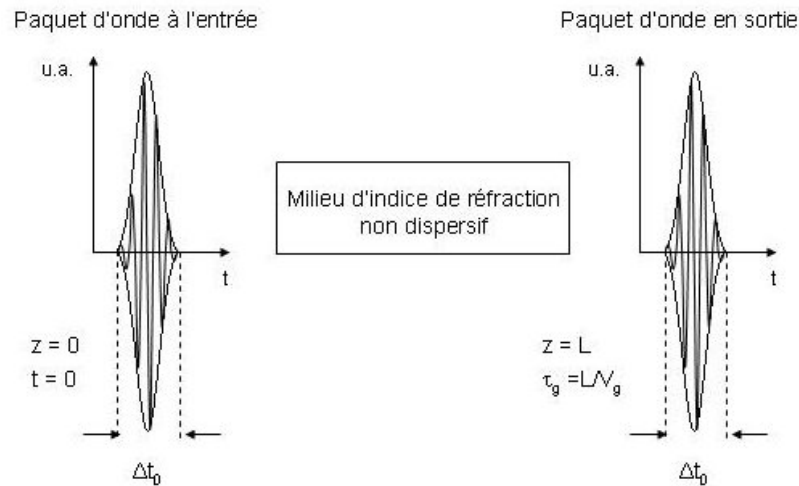


Figure 2.2 : Propagation dans un milieu non dispersif : $\frac{dn_e(\lambda)}{d\lambda} = \text{constante}$

Dans le milieu non dispersif, l'indice de groupe ne dépend pas de la longueur d'onde. Le paquet d'onde se propage sans déformation.

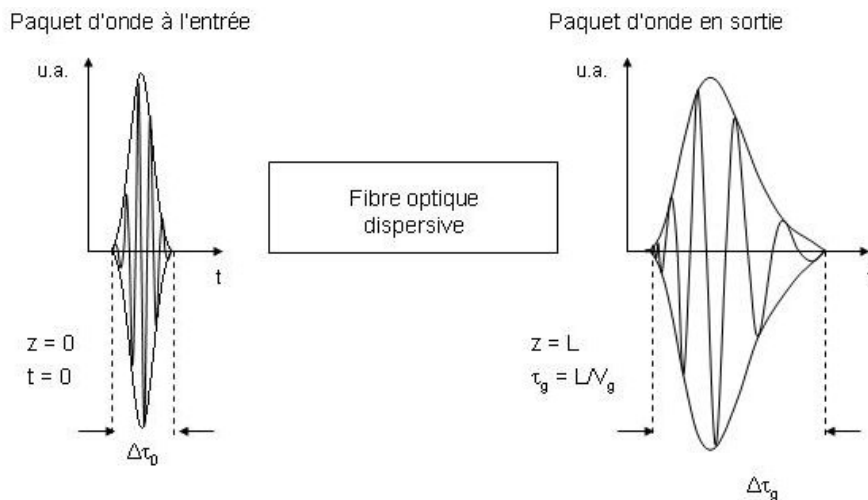


Figure 2.3 : Effet de la dispersion lors de la propagation dans une fibre optique

La propagation dans le milieu dispersif induit un allongement temporel $\Delta\tau_g$ du paquet d'ondes ainsi qu'une modulation de la fréquence de la porteuse. Les paramètres qui influent sur cet allongement sont :

- ↪ le coefficient de dispersion des vitesses de groupe D ,
- ↪ la longueur L sur laquelle l'impulsion s'est propagée,
- ↪ la largeur spectrale $\Delta\lambda$ de cette impulsion.

II-2. Effet de la dispersion chromatique sur la bande passante de transmission

De par la propriété de la dispersion chromatique, nous avons vu dans le paragraphe précédent que la fibre optique introduit un étalement temporel d'une impulsion incidente. Dans les systèmes de transmission sur fibres optiques, la dispersion chromatique sur une certaine longueur de fibre, provoque un recouvrement, générateur d'interférences entre symboles. Elle impose alors un facteur majeur de limitation des performances des systèmes de transmission sur fibre optique à haut débit.

Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier l'effet de la dispersion chromatique sur la bande passante du système de transmission du signal optique modulé sur fibre optique suivant la source optique employée. Nous allons tout d'abord étudier le cas d'une source optique monochromatique (source laser), puis traiter le cas d'une source polychromatique sans et avec un échantillonnage.

II-2.1. Cas d'une source optique monochromatique

La modulation d'un signal radio sur fibre se fait en général au moyen d'un modulateur externe. Lorsque la modulation est effectuée dans la zone linéaire de la caractéristique statique du modulateur, l'expression du champ se simplifie en seulement trois composantes : la porteuse et les bandes latérales inférieure et supérieure. On parle alors de modulation DBL (Double Bande Latérale) illustrée sur la Figure 2.4.

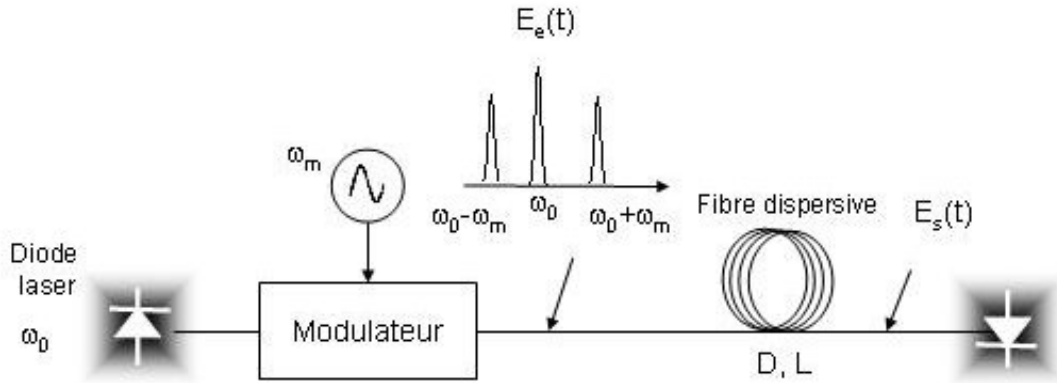


Figure 2.4 : Transmission d'un signal DBL sur fibre optique

Nous montrerons dans le paragraphe IV de ce chapitre que l'expression du champ électrique en sortie du modulateur peut s'écrire (l'indice "e" est choisi car ce signal est injecté en entrée de la fibre) :

$$E_e = e^{j\varphi} \cdot [L_0 \cdot \cos(\omega_0 t) + L_1 \cdot [\cos((\omega_0 - \omega_m)t) + \cos((\omega_0 + \omega_m)t)]] \quad (2.26)$$

où ω_0 et ω_m représentent respectivement la pulsation de l'onde optique et du signal de modulation, L_0 l'amplitude de la porteuse et L_1 l'amplitude des bandes inférieure et supérieure. Le terme de phase φ dépend du type de modulateur utilisé et est fonction de la tension de commande appliquée au modulateur.

La Figure 2.5 représente le spectre DBL en sortie du modulateur. Il est à noter, qu'avec ce formalisme, nous désignons par bande latérale inférieure la raie de longueur d'onde supérieure et par la bande supérieure la raie de longueur d'onde inférieure. Selon cette convention et comme indiqué sur la Figure 2.5, les fréquences optiques et les constantes de propagation associées aux bandes inférieure et supérieure sont respectivement : $\omega_i = \omega_0 - \omega_m$ et $\omega_s = \omega_0 + \omega_m$. De même, nous désignons par β_s , β_0 et β_i les constantes de propagations des trois composantes.

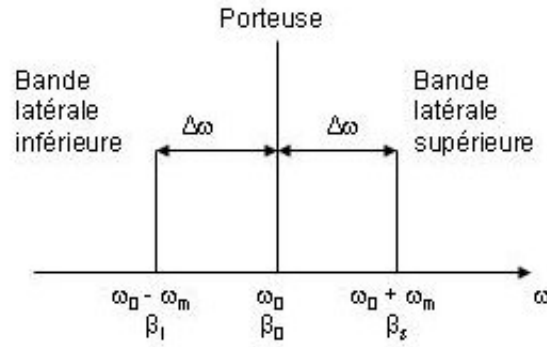


Figure 2.5 : Spectre du signal DBL

II-2.1.1. Constante de propagation

L'onde optique décrite par son champ électrique précédemment exprimé est injectée dans la fibre unimodale dispersive. Dans un premier temps, nous allons considérer que le terme de phase résiduel φ du champ électrique est nul. Dans ce paragraphe, nous donnons les constantes de propagations attribuées aux différentes composantes du champ électrique. Nous déterminons alors l'influence de la dispersion chromatique sur la puissance électrique disponible en sortie de la photodiode.

La dispersion chromatique est mise en évidence lorsque l'on effectue un développement en série de Taylor limité à l'ordre 2 de la constante de propagation autour de la pulsation de l'onde optique ω_0 s'écrit :

$$\beta(\omega) \approx \beta_0 + \beta_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \beta_2 \cdot \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} \quad (2.27)$$

On identifie chacune de ces composantes par :

↪ β_0 : la constante de propagation de la porteuse non modulée, $\beta_0 = \frac{2\pi \cdot n_e}{\lambda_0}$

↪ β_1 : la dérivée au premier ordre de la constante de propagation par rapport à

la pulsation et liée à la vitesse de groupe, $\beta_1 = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \frac{1}{V_g}$

↳ β_2 : la dérivée au second ordre de la constante de propagation par rapport à la pulsation et liée au paramètre de dispersion chromatique,

$$\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D$$

Dans les expressions précédentes, n_e et D représentent l'indice effectif et le coefficient de dispersion de la fibre optique, λ_0 la longueur d'onde de la porteuse optique.

Les expressions des constantes de propagation des trois composantes spectrales du signal DBL sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Porteuse: } \beta(\omega_0) = \beta_0 \\ \text{Bande latérale supérieure: } \beta_s = \beta(\omega_0 + \omega_m) = \beta_0 + \frac{\omega_m}{v_g} - \frac{\lambda_0^2}{2\pi \cdot c} D \cdot \omega_m^2 \\ \text{Bande latérale inférieure: } \beta_i = \beta(\omega_0 - \omega_m) = \beta_0 - \frac{\omega_m}{v_g} - \frac{\lambda_0^2}{2\pi \cdot c} D \cdot \omega_m^2 \end{array} \right. \quad (2.28)$$

II-2.1.2. Champ en entrée du photodétecteur

Il en résulte donc que le champ électrique à la sortie de la fibre monomode dispersive peut s'écrire en notation complexe :

$$\tilde{E}_s = L_0 \cdot e^{j(\omega_0 t + \beta_0 \cdot L)} + L_1 \cdot \left(e^{j[(\omega_0 - \omega_m)t + \beta_i \cdot L]} + e^{j[(\omega_0 + \omega_m)t + \beta_s \cdot L]} \right) \quad (2.29)$$

En remplaçant les constantes de propagations par leur expression données en (2.28), le champ électrique peut s'écrire :

$$\tilde{E}_s = L_0 \cdot e^{j(\omega_0 t + \beta_0 \cdot L)} + L_1 \cdot e^{j(\omega_0 t + \beta_0 \cdot L)} \cdot e^{-j\phi} \left(e^{-j \left[\omega_m t + \frac{\omega_m L}{V_g} \right]} + e^{-j \left[\omega_m t - \frac{\omega_m L}{V_g} \right]} \right) \quad (2.30)$$

Cette expression est obtenue en posant la phase constante pour les deux composantes spectrales latérales :

$$\phi = \frac{\lambda_0^2}{2\pi \cdot c} DL \cdot \omega_m^2 \quad (2.31)$$

Le terme de phase $e^{j\beta_0 \cdot L}$ étant le même pour les trois composantes spectrales, il introduit un déphasage constant et n'intervient pas dans l'effet de dispersion, c'est pourquoi nous en tenons pas compte dans les calculs qui suivent. L'expression du champ électrique se simplifie alors :

$$\tilde{E}_s = L_0 e^{j\omega_0 t} + L_1 e^{j\omega_0 t} e^{-j\phi} \left(e^{-j\omega_m \left[t - \frac{L}{V_g} \right]} + e^{j\omega_m \left[t - \frac{L}{V_g} \right]} \right) \quad (2.32)$$

II-2.1.3. Intensité photodétectée

Le photocourant issu du détecteur est proportionnel à sa sensibilité S en (A/W) à la puissance optique. Après calcul, le photocourant s'écrit en fonction du courant continu I_0 et des courants de chacune de composantes :

$$i(t) = I_0 \cdot \left[1 + m_1 \cos \left(\omega_m \left(t - \frac{L}{V_g} \right) \right) + m_2 \cos \left(2\omega_m \left(t - \frac{L}{V_g} \right) \right) \right] \quad (2.33)$$

$$\begin{cases} I_0 = S \cdot (L_0^2 + 2 \cdot L_1^2) \\ m_1 = S \cdot \frac{L_0 \cdot L_1}{I_0} \cdot \cos \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi \cdot c} DL \cdot \omega_m^2 \right) \\ m_2 = S \cdot \frac{2 \cdot L_1^2}{I_0} \end{cases} \quad (2.34)$$

Les composantes variables accusent un retard $\frac{L}{V_g}$. Le courant de la composante à la pulsation de modulation ω_m varie en fonction du carré ω_m^2 et de la longueur L et de la dispersion D de la fibre dispersive.

II-2.1.4. Puissance microonde

La puissance microonde est proportionnelle au carré du photocourant. En effectuant les développements trigonométriques, la puissance électrique continue et au fondamental s'écrit :

$$P_{RF}(t) \propto \left(1 + \frac{m_1^2}{2} + \frac{m_2^2}{2}\right) + m_1 \cdot (2 + m_2) \cdot \cos(\omega_m t) \quad (2.35)$$

La puissance disponible à la fréquence de modulation sera donc proportionnelle au cosinus dont l'argument correspond à la phase introduite par la propagation des composantes latérales du champ électrique :

$$\alpha_{RF}^{DBL} \propto \cos\left(\pi \cdot c \cdot L \cdot D_c \cdot \left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2\right) \quad (2.36)$$

avec D et L la dispersion et sa longueur de la fibre monomode, c la célérité de la lumière de dans le vide, f_m la fréquence de modulation et f_0 la fréquence de la porteuse optique.

L'expression des pertes microondes est donc proportionnelle à une fonction trigonométrique dont l'argument correspond à la différence de phase entre la fréquence porteuse et la composante spectrale supérieure ou inférieure du signal champ électrique de l'onde optique associée.

Dans le calcul précédent, nous n'avons pas tenu compte du terme de phase résiduel dans l'expression du champ électrique. Ce terme de phase dépend d'une caractéristique du modulateur et qui est le paramètre de chirp ν . Ce terme de chirp est lié au rapport de la phase sur l'intensité en sortie du modulateur et est introduit par l'asymétrie de la structure imposant des facteurs de recouvrement distincts sur les deux guides d'onde [2.2]. Le calcul de

l'expression du paramètre de chirp en fonction des facteurs de recouvrement est donné en annexe 1, et l'on obtient alors :

$$\upsilon = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{\Gamma_2 - \Gamma_1} \quad (2.37)$$

Par conséquent, puisque le chirp affecte la phase des composantes spectrales en sortie du modulateur, il affecte également la longueur de fibre pour laquelle le déphasage entre les deux bandes latérales sera de π . Aussi, lorsque la modulation est effectuée par un modulateur en coupe Z asymétrique, il a été montré [2.3], que le chirp du modulateur intervient dans l'expression des pertes en puissance :

$$\alpha_{\text{RF}}^{\text{DBL}} = \cos \left(\frac{\pi \cdot L \cdot D_c \cdot \lambda_0^2 \cdot f_m^2}{c \cdot \left(1 - \frac{2}{\pi} \cdot \arctan(\alpha_{\text{MZ}}) \right)} \right) \quad (2.38)$$

avec le paramètre α_{MZ} lié au paramètre de chirp υ du modulateur (annexe 2) :

$$\alpha_{\text{MZ}} = -\upsilon \cdot \cotan(\Delta\varphi) \quad (2.39)$$

avec $\Delta\varphi$ le déphasage entre les deux composantes du champ électrique.

Les Figure 2.6 et Figure 2.7 illustrent les évanouissements de la composante RF du photocourant causés par la dispersion chromatique après la propagation d'un signal DBL radio sur fibre. Ces courbes ont été calculées en considérant la dispersion chromatique d'une fibre classique SMF et un paramètre de chirp de 0.7 du modulateur.

La Figure 2.6 montre les évanouissements pour une seule longueur d'onde (1550 nm) et pour différentes longueurs de fibre. Nous constatons que la première fréquence d'évanouissement diminue pour des longueurs de fibre de plus en plus grande. Cela confirme le fait, que la dispersion chromatique de la fibre optique se fait plus ressentir pour des distances de propagation plus grande.

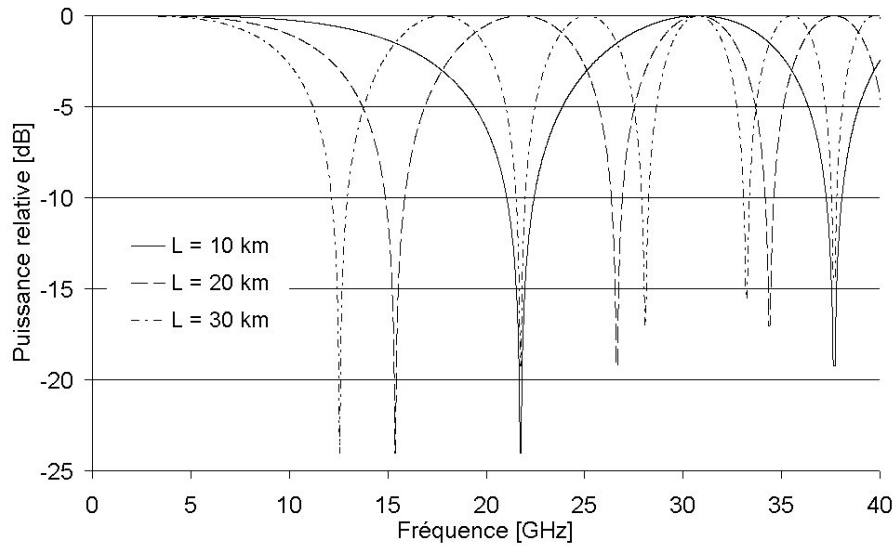


Figure 2.6 : Pertes électriques introduites par la propagation de signaux en DBL dans des fibres optiques dispersives de différentes longueurs

La Figure 2.7 montre les évanouissements à une longueur de fibre donnée pour différentes longueurs d'onde de la source laser utilisée. L'effet de la dispersion chromatique et de la modulation DBL dépend bien de la source optique utilisée.

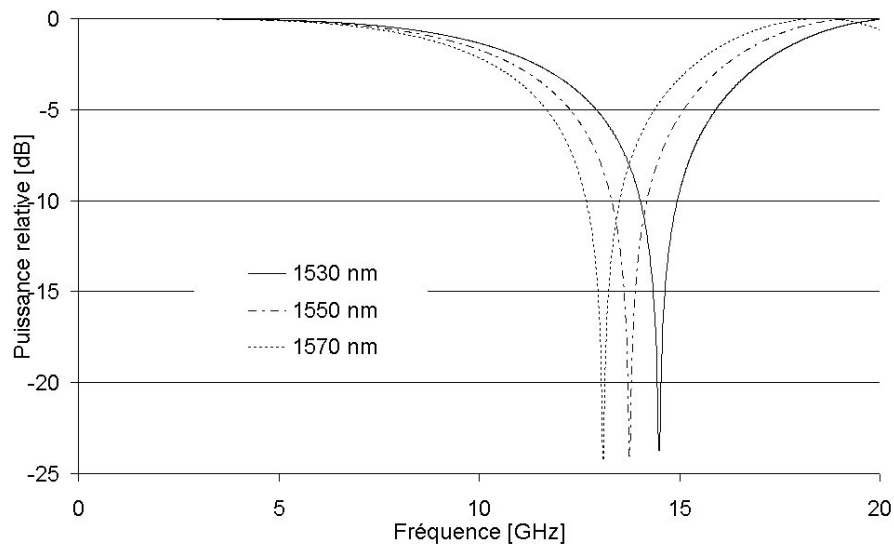


Figure 2.7 : Pertes électriques introduites par la propagation de signaux en DBL dans une fibre optique dispersive pour différentes longueurs d'onde d'émission de la source laser

II-2.1.5. Signaux à bande latérale unique

Il a été montré [2.4] qu'en filtrant l'une ou l'autre des bandes latérales d'un signal optique-radio, les interférences destructives qui peuvent provoquer des évanouissements du signal lors de la conversion optique/électrique après propagation sur la fibre optique sont éliminées. Il existe deux façons de produire un signal BLU : soit en le générant directement au moyen d'une technique de modulation, soit par filtrage d'une bande latérale d'un signal DBL.

La suppression, au moyen d'un filtre optique, de l'une des bandes latérales d'un signal optique-radio DBL constitue un moyen efficace à mettre en œuvre pour générer un signal BLU (Bande Latérale Unique) [2.5]. Cependant, cette technique dépend de la longueur d'onde. Elle n'est donc pas adaptable dans le cas d'une utilisation d'une source optique large spectre.

La première technique de modulation qui fut mise en œuvre pour générer un signal optique-radio BLU fut celle utilisant un modulateur Mach-Zehnder à double électrode [2.6]. Pour générer à partir d'une porteuse optique un signal BLU au moyen d'un tel modulateur, il faut appliquer à ses deux paires d'électrodes le signal de commande RF en assurant entre elle un déphasage électrique de $\pi/2$. Une telle technique compense efficacement les effets de la dispersion chromatique. Elle présente de plus l'avantage de pouvoir être mise en œuvre en utilisant des composants optiques et hyperfréquence disponibles commercialement.

II-2.2. Cas d'une source optique polychromatique

La source laser précédemment utilisée dans le système de transmission du signal radio sur fibre (Figure 2.4) est remplacée par une source optique large spectre. Dans ces conditions, nous déterminons la bande passante du système. Pour cela, nous notons $g_{\Delta\lambda}(\lambda)$ le spectre optique en puissance de la source lumineuse et $x(t)$ le signal modulant appliqué au modulateur. La modulation effectuée par celui-ci est une modulation d'amplitude de sorte qu'à l'instant t_0 à l'entrée de la fibre optique le signal optique modulé s'écrit :

$$y(\lambda, t_0) = x(t_0) \cdot g_{\Delta\lambda}(\lambda) \quad (2.40)$$

Dans cette expression, $x(t_0)$ est une constante et correspond à la valeur du signal modulant au temps t_0 .

Le signal optique modulé est injecté dans une fibre optique de dispersion supposée constante. L'impulsion optique lumineuse incidente subit alors, de part la propriété de dispersion chromatique de la fibre optique, un étalement temporel. Nous représentons à titre d'exemple, l'effet de la dispersion chromatique d'une impulsion gaussienne lors de sa propagation dans la fibre optique (Figure 2.8b).

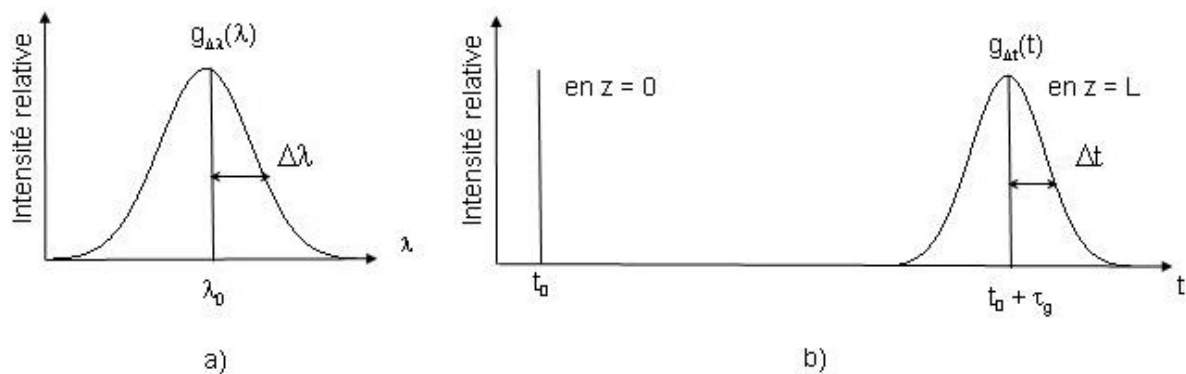


Figure 2.8 : a) Spectre centré sur λ_0 ,

b) Elargissement de l'impulsion lumineuse au cours de sa propagation dans la fibre optique

Le spectre en puissance est centré sur la longueur d'onde centrale λ_0 , et τ_g correspond au temps de transit de cette longueur d'onde pour parcourir la fibre optique d'une longueur L . Si $\Delta\lambda$ représente la largeur spectrale du spectre en puissance de la source optique, la largeur temporelle de l'impulsion au cours de la propagation dans la fibre optique vaut $\Delta t = D.L.\Delta\lambda$ lorsque la dispersion est considérée constante. Le spectre en puissance dans le domaine des longueurs d'onde est donc transposé dans le domaine temporel. Le signal optique modulé par le signal $x(t)$ à l'instant t_0 en fin de fibre s'écrit alors en fonction de temps t :

$$y(t, t_0) = x(t_0).g_{\Delta t}(t - (t_0 + \tau_g)) \quad (2.41)$$

avec $g_{\Delta t}(t)$ le spectre optique dans le domaine temporel par la dispersion chromatique et τ_g le temps de transit mis par la longueur d'onde λ_0 pour parcourir la fibre (Figure 2.8).

Pour obtenir la totalité du signal issu de l'effet global du signal modulant, il faut considérer la contribution du signal modulant $x(t)$ à chaque instant t_0 . Cela revient à intégrer l'expression précédente pour les instants t_0 :

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t_0) \cdot g_{\Delta t}(t - (t_0 + \tau_g)) \cdot dt_0 \quad (2.42)$$

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t_0) \cdot \left(g_{\Delta t}(t - t_0) *_t \delta(t - \tau_g) \right) \cdot dt_0 \quad (2.43)$$

$$y(t) = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} x(t_0) \cdot g_{\Delta t}(t - t_0) \cdot dt_0 \right) *_t \delta(t - \tau_g) \quad (2.44)$$

$$y(t) = \left(x(t) *_t g_{\Delta t}(t) \right) *_t \delta(t - \tau_g) \quad (2.45)$$

où la fonction $\delta(t - \tau_g)$ caractérise le temps de transit du signal optique modulé pour parcourir la fibre et le symbole "*" représente le produit de convolution dans le domaine temporel.

La réponse impulsionnelle $h(t)$ du système peut alors être déterminée lorsque $x(t) = \delta(t)$, et s'écrit :

$$h(t) = g_{\Delta t}(t - \tau_g) \quad (2.46)$$

La réponse impulsionnelle du système est donc la traduction dans le domaine temporel, du spectre optique en puissance dû à l'étalement temporel imposé par la dispersion chromatique de la fibre optique.

Par transformation de Fourier, nous déterminons la fonction de transfert du système. Elle se compose d'un seul motif de filtrage centré à fréquence nulle (Figure 2.9) :

$$|H(f)| = |H_0(f)| = |G_{\Delta f}(f)| \quad (2.47)$$

avec $G_{\Delta f}(f)$ la transformée de Fourier de $g_{\Delta t}(t)$ et Δf la largeur spectrale du motif de filtrage :

$$\Delta f = \frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta \lambda \cdot D \cdot L} \quad (2.48)$$

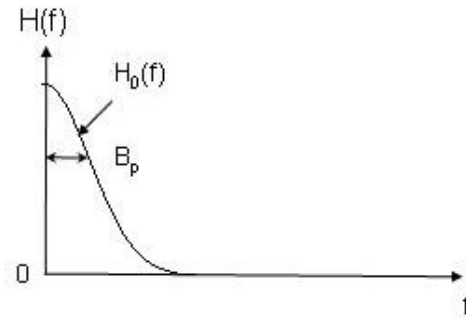


Figure 2.9 : Bande passante du système lorsqu'une source optique large spectre est utilisée dans le système de transmission du signal radio sur fibre

A titre d'exemple, nous présentons le calcul de la demi bande passante du filtre en bande de base lorsque le spectre optique en puissance est considéré d'allure gaussienne.

Le détail du calcul de la demi bande passante du filtre gaussien est présenté en annexe 3. Son expression est donnée par :

$$B_p = \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} \frac{1}{\pi \cdot D \cdot L \cdot \Delta \lambda} \quad (2.49)$$

Pour ce calcul, la dispersion de la fibre optique de longueur $L = 25$ km est constante et égale à $D = 17$ ps/(km.nm).

La demi largeur à $1/e$ du maximum de la source optique est $\Delta \lambda = 45$ nm. Ce qui nous conduit à $B_p = 10$ MHz.

Ce calcul met en évidence que l'utilisation d'une source optique large spectre limite fortement la bande passante du système de transmission.

L'analyse de l'expression précédente montre que **la bande passante du filtre en bande de base est inversement proportionnelle à la durée Δt de la réponse impulsionnelle et donc à la largeur $\Delta \lambda$ de la source large spectre utilisée.** Autrement dit, la limite de transmission sera d'autant plus importante que la source optique utilisée sera large spectre.

II-2.3. Cas d'une source optique polychromatique échantillonnée

II-2.3.1. Fonction de transfert dans le cas d'un échantillonnage discret

Considérons une source optique large spectre approximée arbitrairement par une fonction gaussienne $g_{\Delta\lambda}(\lambda)$. Nous considérons tout d'abord un échantillonnage spectral idéal. La transmittance $T(\lambda)$ du filtre optique est composée d'une fonction de Dirac périodisée tous les multiples de la longueur d'onde λ_e (l'indice "e" est en référence à l'échantillonnage) :

$$T(\lambda) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(\lambda - k.\lambda_e) \quad (2.50)$$

Reprenons le calcul précédent à partir de l'équation (2.40). Le signal $y(\lambda, t_0)$ affecté par la modulation d'amplitude par le signal modulant $x(t_0)$ à l'instant t_0 , s'écrit à l'entrée de la fibre optique :

$$y(\lambda, t_0) = x(t_0).g_{\Delta\lambda}(\lambda).T(\lambda) \quad (2.51)$$

En remplaçant l'expression de la transmittance du filtre optique par son expression donnée en (2.50), nous pouvons écrire :

$$y(\lambda, t_0) = x(t_0).g_{\Delta\lambda}(\lambda). \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(\lambda - k.\lambda_e) \quad (2.52)$$

$$y(\lambda, t_0) = x(t_0). \sum_{k=-\infty}^{+\infty} g_{\Delta\lambda}(k.\lambda_e).\delta(\lambda - k.\lambda_e) \quad (2.53)$$

La largeur de la bande spectrale de la source égale à $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$ limite le nombre de porteuses à N :

$$y(\lambda, t_0) = x(t_0). \sum_{k=0}^{N-1} g_{\Delta\lambda}(\lambda_{\min} + k.\lambda_e).\delta(\lambda - \lambda_{\min} - k.\lambda_e) \quad (2.54)$$

L'expression du signal à l'entrée de la fibre optique se simplifie en faisant apparaître $\{a_k\}$ comme la puissance transportée par la k^{ieme} porteuse optique :

$$y(\lambda, t_0) = x(t_0) \cdot \sum_{k=0}^{N-1} a_k \cdot \delta(\lambda - k \cdot \lambda_e) \quad (2.55)$$

avec $a_k = g_{\Delta\lambda}(\lambda_{\min} + k \cdot \lambda_e)$

Le spectre RF modulé parcourt ensuite la fibre optique dispersive. Nous supposons que la largeur spectrale de la source est faible. La variation de la dispersion avec la longueur d'onde peut alors être négligée et être considérée constante imposant alors des retards linéaires :

$$\frac{\partial D(\lambda)}{\partial \lambda} \approx 0 \quad \lambda \in [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}] \quad (2.56)$$

Nous notons τ_{\min} le temps mis pour la longueur d'onde λ_{\min} pour parcourir la fibre optique dispersive. En se référant à l'équation (2.25) du retard de groupe entre deux longueurs d'onde, deux porteuses consécutives subiront une différence de temps de parcours de $\tau_e = D.L.\lambda_e$. Si λ_k représente la $k^{\text{ième}}$ porteuse optique, le retard imposé par sa propagation dans la fibre optique dispersive est donné par :

$$\begin{cases} \tau(\lambda_k) - \tau_{\min} = k.(D.L.\lambda_e) \\ \tau(\lambda_k) = \tau_{\min} + k.\tau_e \end{cases} \quad (2.57)$$

A partir de l'expression (2.41), le signal optique modulé à l'instant t_0 en sortie de la fibre optique dispersive s'écrit alors :

$$y(t, t_0) = x(t_0) \cdot \sum_{k=0}^{N-1} a_k \cdot \delta(t - t_0 - \tau_{\min} - k.\tau_e) \quad (2.58)$$

$$y(t, t_0) = x(t_0) \cdot \delta(t - t_0 - \tau_{\min}) * \sum_{k=0}^{N-1} a_k \cdot \delta(t - k.\tau_e) \quad (2.59)$$

A partir de (2.42), nous déterminons le signal optique modulé en fin de fibre optique :

$$y(t) = \sum_0^{N-1} a_k \cdot \delta(t - k.\tau_e) * \int_{-\infty}^{+\infty} x(t_0) \delta(t - t_0 - \tau_{\min}) dt_0 \quad (2.60)$$

$$y(t) = \sum_0^{N-1} a_k \cdot \delta(t - k.\tau_e) * \delta(t - \tau_{\min}) * \int_{-\infty}^{+\infty} x(t_0) \delta(t - t_0) dt_0 \quad (2.61)$$

$$y(t) = \delta(t - \tau_{\min}) *_t \sum_0^{N-1} a_k \cdot \delta(t - k \cdot \tau_e) *_t x(t) \quad (2.62)$$

La réponse impulsionnelle du filtre est alors obtenu lorsque $x(t) = \delta(t)$, soit :

$$h(t) = \delta(t - \tau_{\min}) *_t \sum_{k=0}^{N-1} a_k \cdot \delta(t - (k-1) \cdot \tau_e) \quad (2.63)$$

Nous avons démontré ici que la réponse impulsionnelle alors obtenue correspond à celle d'un filtre transversal. Chaque porteuse optique sélectionnée transporte une puissance exprimée par le terme $\{a_k\}$. La forme du spectre de la source optique définit donc celle du filtre microonde.

Nous considérons maintenant que le signal optique large spectre est centré sur la longueur d'onde λ_0 . Afin de déterminer la fonction de transfert dans le cas d'un échantillonnage discret et de l'identifier à celle déterminée dans le paragraphe II-2.1, nous reprenons le calcul à partir de l'expression (2.53). En utilisant l'expression (2.41), le signal modulé à l'instant t_0 en sortie de la fibre optique s'écrit :

$$y(t, t_0) = x(t_0) \cdot g_{\Delta t}(t - t_0 - \tau_g) \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t - k \cdot \tau_e) \quad (2.64)$$

Le signal optique modulé en sortie de fibre optique s'écrit en utilisant (2.42) :

$$y(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t - k \cdot \tau_e) \cdot \delta(t - \tau_g) *_t \int_{-\infty}^{+\infty} x(t_0) \cdot g_{\Delta t}(t - t_0) dt_0 \quad (2.65)$$

$$y(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t - k \cdot \tau_e) \cdot \delta(t - \tau_g) *_t x(t) *_t g_{\Delta t}(t) \quad (2.66)$$

La réponse impulsionnelle se déduit de l'expression précédente lorsque $x(t) = \delta(t)$:

$$h(t) = g_{\Delta t}(t - \tau_g) \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t - k \cdot \tau_e) \quad (2.67)$$

Lorsque la dispersion chromatique de la fibre optique est considérée constante, la réponse impulsionnelle correspond à un échantillonnage tous les τ_e du spectre optique $g_{\Delta t}(t)$.

Par transformation de Fourier, nous déterminons la fonction de transfert du système :

$$|H(f)| = |H_0(f)| * \left(\frac{1}{\tau_e} \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f - \frac{k}{\tau_e}\right) \right) \quad (2.68)$$

avec $|H_0(f)| = \text{TF}(g_{\Delta t}(t))$

Le calcul de la fonction de transfert fait apparaître une périodisation du motif élémentaire de filtrage $|H_0(f)|$ (précédemment en bande de base). La fonction de transfert réalisée à l'aide de l'échantillonnage d'une source optique large spectre modulée, et retardée par une fibre optique dispersive est celle d'un filtre transversal. Elle est aussi équivalente à celle d'un système utilisant plusieurs sources monochromatiques [2.7].

Les porteuses optiques sont retardées proportionnellement à τ_e . Aussi, conformément à la théorie des filtres transversaux, la fréquence centrale f_0 est donnée par :

$$f_0 = \frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{D.L.\lambda_e} \quad (2.69)$$

Ainsi, lorsque la dispersion chromatique D de la fibre optique et la période d'échantillonnage spectrale λ_e sont constantes, la fréquence centrale du filtre peut alors facilement ajustée.

L'échantillonnage discret et idéal n'est pas optiquement réalisable. L'échantillonnage discret par un filtre optique d'une source optique large spectre peut être effectué par un filtre Fabry-Pérot, une série de réseaux de Bragg, un AWG. L'échantillonnage consiste alors à considérer la transmittance $T(\lambda)$ du filtre optique composé d'un motif de filtrage $g_{\Delta\lambda'}(\lambda)$ périodisé tous les multiples de λ_e (Figure 2.10) :

$$T(\lambda) = g_{\Delta\lambda'}(\lambda) * \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(\lambda - k.\lambda_e) \quad (2.70)$$

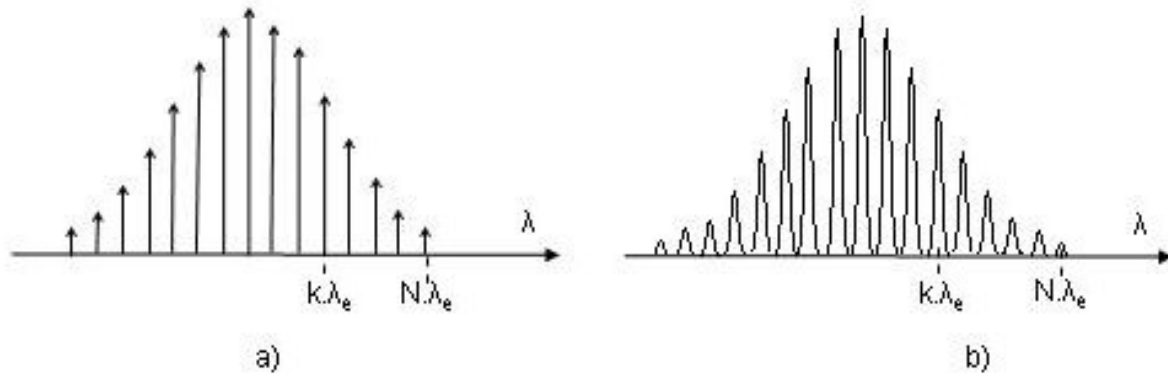


Figure 2.10 : Echantillonnage spectral discret, a) idéal, b) par une fonction $g_{\Delta\lambda}(\lambda)$

Toujours en utilisant (2.40), nous déterminons l'expression du signal optique à l'entrée de la fibre optique à l'instant t_0 :

$$y(\lambda, t_0) = x(t_0) \cdot g_{\Delta\lambda}(\lambda) \cdot g_{\Delta\lambda'}(\lambda) * \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(\lambda - k \cdot \lambda_e) \quad (2.71)$$

Nous en déduisons à partir de (2.41) le signal optique modulé à l'entrée de la fibre optique dispersive :

$$y(t, t_0) = x(t_0) \cdot g_{\Delta t}(t - t_0 - \tau_g) \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t - k \cdot \tau_e) * g_{\Delta t'}(t) \quad (2.72)$$

La réponse impulsionnelle se détermine alors :

$$h(t) = g_{\Delta t}(t - \tau_g) \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t - k \cdot \tau_e) * g_{\Delta t'}(t) \quad (2.73)$$

La fonction de transfert s'écrit alors :

$$|H(f)| = |H_0(f)|_f * \left(\frac{1}{\tau_e} \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f - \frac{k}{\tau_e}\right) \right) \cdot G_{\Delta f'}(f) \quad (2.74)$$

avec $|H_0(f)|$ le motif de filtrage élémentaire périodisé et $G_{\Delta f'}(f) = \text{TF}(g_{\Delta t}(t))$.

La fonction de transfert s'écrit alors comme une périodisation tous les multiples de f_0 du motif élémentaire de filtrage $H_0(f)$, le tout pondéré par la fonction $G_{\Delta f'}(f)$. La fonction $H(f)$ est donc pseudo-périodique, (Figure 2.11).

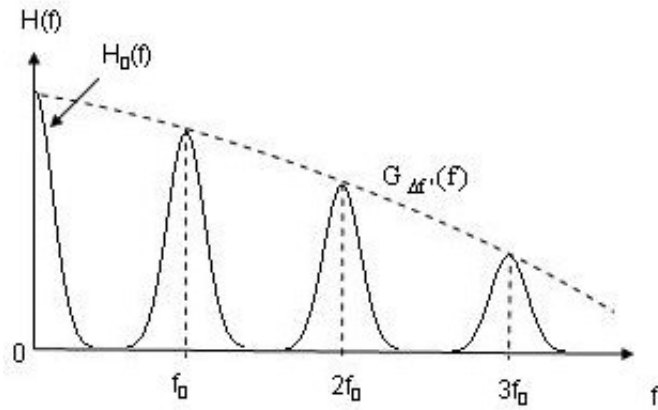


Figure 2.11 : Fonction de transfert dans le cas d'un échantillonnage de la source optique large spectre

L'atténuation des motifs de filtrage d'ordre élevé a été récemment mise en évidence dans [2.8]. De par les propriétés de la transformée de Fourier, cet effet sera d'autant plus important que la largeur spectrale $\Delta\lambda'$ de la fonction d'échantillonnage $g_{\Delta\lambda'}(\lambda)$ est grand.

II-2.3.2. Fonction de transfert dans le cas d'un échantillonnage continu

L'échantillonnage continu s'apparente plus conventionnellement à une modulation spectrale. Nous montrerons dans le chapitre suivant que la transmittance de ce filtre optique peut se mettre sous la forme :

$$T(\lambda) = \left(1 + V \cdot \cos\left(\frac{2\pi\lambda}{\delta\lambda}\right) \right) \quad (2.75)$$

où V le facteur de visibilité et $\delta\lambda$ la période spectrale que nous considérons constante.

Le spectre $g_{\delta\lambda}^m(\lambda)$ (l'indice "m" fait référence à la modulation), issu de la modulation d'amplitude de $g_{\Delta\lambda}(\lambda)$ obtenu en sortie du filtre optique s'écrit :

$$g_{\delta\lambda}^m(\lambda) = g_{\Delta\lambda}(\lambda) \cdot \left(1 + V \cdot \cos\left(\frac{2\pi\lambda}{\delta\lambda}\right) \right) \quad (2.76)$$

Après propagation dans la fibre optique de dispersion constante, le signal optique modulé subit un étalement temporel. Si l'on note $g_{\Delta\lambda}(\lambda)$ l'image du signal large spectre issu de

la source optique dans le domaine temporel, la réponse impulsionnelle $h(t)$ se déduit alors de l'expression précédente, de sorte que :

$$h(t) = g_{\Delta t}(t - \tau_g) \cdot \left(1 + V \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot t}{\delta t}\right) \right) \quad (2.77)$$

A l'aide d'une transformée de Fourier, nous calculons la fonction de transfert :

$$|H(f)| = |H_0(f)| * \left(\delta(f) + \frac{V}{2} \cdot \delta(f - f_0) \right) \quad ; \quad f \geq 0 \quad (2.78)$$

avec $H_0(f)$ le motif élémentaire de filtrage tel que $H_0(f) = \text{TF}[g_{\Delta t}(t)]$.

A l'aide d'une modulation sinusoïdale, la fonction de transfert se limite uniquement à deux motifs de filtrage, l'un à la fréquence nulle et l'autre centré autour de la fréquence f_0 .

Comme dans le cas d'un échantillonnage spectral, le niveau de la réponse du filtre centrée à la fréquence f_0 est inférieur à celui du filtre centrée à la fréquence nulle, (Figure 2.12). Aux fréquence nulle et de modulation, la fonction de transfert en puissance qui correspond au module au carré de la fonction $H(f)$, met en évidence une atténuation de 6 dB et dépend également de la qualité de la modulation spectrale (terme en V^2).

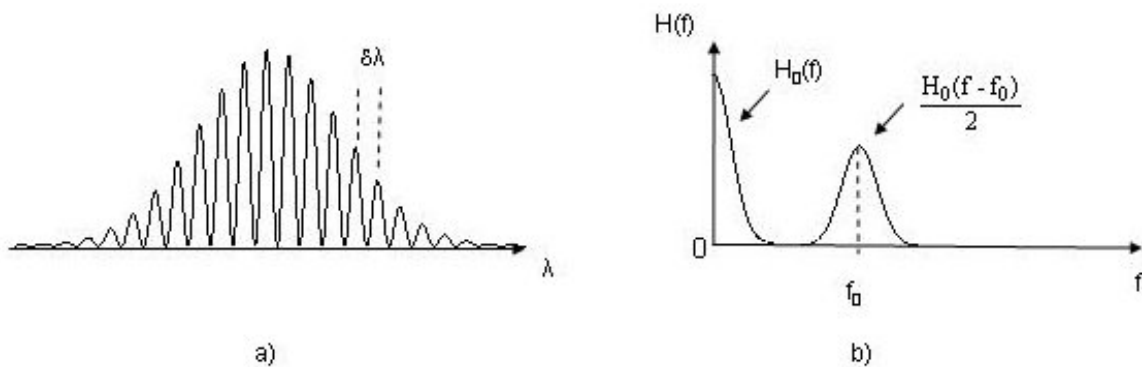


Figure 2.12 : a) Spectre optique modulé, b) Fonction de transfert correspondante

III. Compensations de la modulation apériodique et de la dispersion chromatique de la fibre optique

Nous avons décidé d'effectuer une modulation spectrale à l'aide d'un interféromètre à deux ondes. L'ambition est alors d'obtenir une réponse impulsionnelle du filtre comprenant une modulation temporelle sinusoïdale. La conversion du domaine des longueurs d'onde vers le domaine temporel est réalisée par le biais des propriétés de dispersion chromatique d'une fibre optique. Cependant, la période spectrale d'échantillonnage effectuée par un interféromètre à deux ondes n'est pas périodique et croît avec le carré de la longueur d'onde. En effet, et comme nous le verrons dans le chapitre 3, la transmittance d'un interféromètre à deux ondes s'écrit :

$$T(\lambda) = \left(1 + V \cdot \cos\left(\frac{2\pi\lambda}{\delta\lambda}\right) \right) \quad \text{avec} \quad \delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\delta_m} \quad (2.79)$$

avec $\delta\lambda$ la période spectrale de modulation, V le facteur de visibilité et δ_m la différence de marche.

Ainsi, une fibre dispersive de dispersion constante dans laquelle se propagerait un spectre modulé spectralement donnerait une réponse impulsionnelle modulée dans le temps mais avec une fonction non sinusoïdale. La fonction de modulation est pseudo-sinusoïdale avec une pseudo-période croissante avec le temps.

III-1. Compensation de la modulation apériodique

Le but du calcul développé dans ce paragraphe est de montrer que l'inconvénient de réaliser une modulation spectrale par un interféromètre à deux ondes peut être compensé par l'utilisation d'une fibre optique aux caractéristiques adéquates (Figure 2.13).

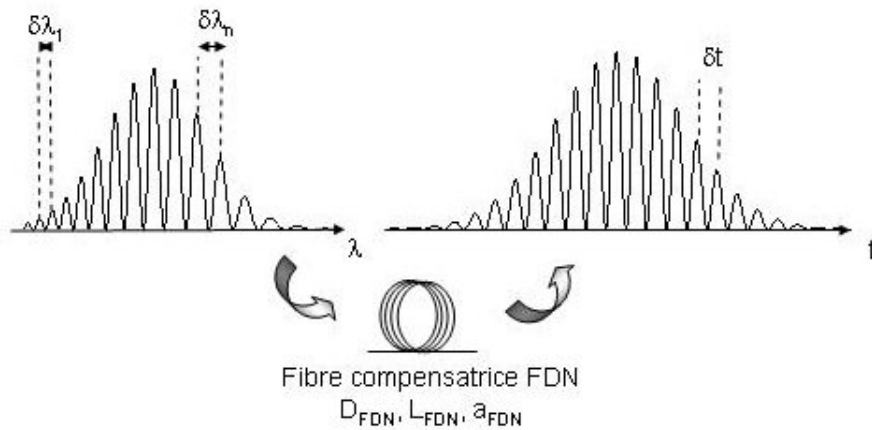


Figure 2.13 : Modulation aperiodique compensée

La dispersion chromatique est caractérisée par le coefficient D en (ps/(km.nm)) dont nous rappelons la définition :

$$D(\lambda) = \frac{1}{L} \cdot \frac{d\tau(\lambda)}{d\lambda} \tag{2.80}$$

Ainsi, si deux longueurs d’onde sont espacées de la quantité $\delta\lambda$, le retard des signaux correspondant en sortie de la fibre optique entre ces deux dernières s’écrit :

$$\begin{cases} \delta t(\lambda) = L \cdot D(\lambda) \cdot \delta\lambda \\ \delta t(\lambda) = L \cdot D(\lambda) \cdot \frac{\lambda^2}{\delta_m} \end{cases} \tag{2.81}$$

Nous effectuons un développement limité de $D(\lambda)$ en ne conservant que les termes d’ordres 0 et 1. Nous considérons alors que la fibre présente une pente de dispersion constante en fonction de la longueur d’onde :

$$D(\lambda) = a \cdot \lambda + b \tag{2.82}$$

où les coefficients a en (ps/(km.nm²)) et b en (ps/(km.nm)) représentent respectivement la pente et l’ordonnée à l’origine de la dispersion chromatique (c’est-à-dire la valeur de la dispersion à la longueur d’onde nulle).

L’expression (2.81) devient alors :

$$\delta t(\lambda) = L \cdot \delta\lambda \cdot (a \cdot \lambda + b) \tag{2.83}$$

$$\delta t(\lambda) = L \cdot \frac{\lambda^2}{\delta_m} \cdot (a \cdot \lambda + b) \quad (2.84)$$

Si nous désirons compenser l'apériodicité de la modulation spectrale et obtenir un signal temporel périodique en sortie de la fibre optique dispersive, la période $\delta t(\lambda)$ doit être constante quelle que soit la longueur d'onde, donc sa dérivé doit être nulle :

$$\begin{cases} \frac{\partial \delta t(\lambda)}{\partial \lambda} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial \lambda} (a \cdot \lambda^3 + b \cdot \lambda^2) = 0 \end{cases} \quad (2.85)$$

Il vient alors simplement que :

$$\frac{b}{a} = -\frac{3}{2} \cdot \lambda \quad (2.86)$$

Afin de compenser l'apériodisation temporelle (équivalente à une modulation spectrale périodique associée à une fibre de dispersion chromatique croissante), la fibre optique compensatrice de pente a et ayant une dispersion b à la longueur nulle doit répondre à l'équation (2.86). Des fibres ayant un rapport b/a négatif sont aujourd'hui disponibles. De telles fibres sont appelées FDN c'est-à-dire "Fibre à Dispersion Négative" et sont utilisées dans les réseaux de télécommunication.

III-2. Compensations de la modulation apériodique et de la dispersion variable de la fibre optique

L'effet de la modulation spectrale apériodique est accentué par la fibre optique dispersive, car cette dernière impose un étalement temporel non uniforme. La fibre optique dispersive FDN devra donc compenser les effets conjugués de la modulation spectrale apériodique et de la dispersion variable de la fibre SMF (Figure 2.14).

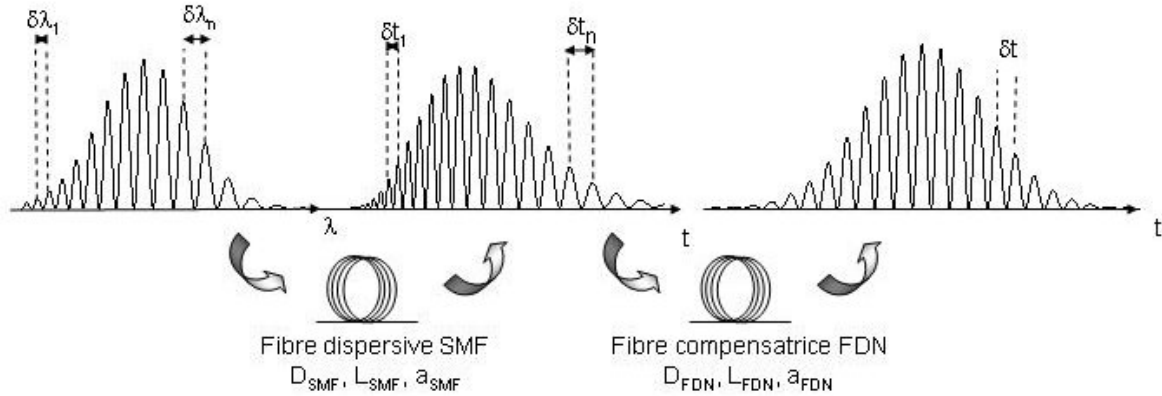


Figure 2.14 : Modulation aperiodique accentuée par la dispersion variable de la fibre SMF

Nous avons approximé la dispersion chromatique des fibres optiques de façon linéaire en fonction de la longueur d'onde, où (a_{SMF}, b_{SMF}) et (a_{FDN}, b_{FDN}) représentent la pente et l'ordonnée à l'origine dans l'approximation faite. L'association des deux fibres SMF et FDN de caractéristiques de dispersion et de longueurs différentes est équivalente à une seule fibre dont la dispersion chromatique $D_{\text{équi}}(\lambda)$ et la longueur $L_{\text{équi}}$ peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} D_{\text{équi}}(\lambda) = a_{\text{équi}} \cdot \lambda + b_{\text{équi}} \\ L_{\text{équi}} = L_{SMF} + L_{FDN} \end{cases} \quad (2.87)$$

La pente et l'ordonnée à l'origine équivalentes s'écrivent alors :

$$\begin{cases} a_{\text{équi}} = \frac{a_{SMF} \cdot L_{SMF} + a_{FDN} \cdot L_{FDN}}{L_{SMF} + L_{FDN}} \\ b_{\text{équi}} = \frac{b_{SMF} \cdot L_{SMF} + b_{FDN} \cdot L_{FDN}}{L_{SMF} + L_{FDN}} \end{cases} \quad (2.88)$$

La modulation spectrale aperiodique d'une source optique large spectre centrée sur la longueur d'onde λ_0 sera compensée lorsque la fibre optique équivalente présente des coefficients $a_{\text{équi}}$ et $b_{\text{équi}}$ tels que :

$$\frac{b_{\text{équi}}}{a_{\text{équi}}} = -\frac{3}{2} \cdot \lambda_0 \quad (2.89)$$

Ainsi, si l'on connaît les variations des dispersions chromatiques des fibres optiques SMF et FDN (a_{SMF} , b_{SMF} , a_{FDN} , b_{FDN}), nous pouvons calculer la longueur nécessaire de fibre FDN L_{FDN} nécessaire à la compensation simultanée de la variation de la dispersion chromatique de la fibre SMF et de la modulation spectrale aperiodique. Il vient alors après calculs à partir des expressions données en (2.88) :

$$L_{FDN} = - \frac{\frac{3}{2} \cdot \lambda_0 \cdot a_{SMF} \cdot L_{SMF} + b_{SMF} \cdot L_{SMF}}{\frac{3}{2} \cdot \lambda_0 \cdot a_{FDN} + b_{FDN}} \quad (2.90)$$

L'équation précédente donne la longueur de fibre FDN nécessaire pour la compensation simultanée de la dispersion chromatique variable de la fibre SMF et de la modulation périodique. L'objectif est alors d'obtenir une réponse impulsionnelle dont la période temporelle d'échantillonnage est constante dans le temps. Cette condition, comme nous le verrons avec quelques simulations présentées en fin de chapitre, est nécessaire dans l'ambition d'une synthèse de réponses des filtres dont les performances de filtrage (niveau en puissance, fréquence centrale et bande passante) sont maîtrisées.

D'un point de vue optique, la modulation spectrale aperiodique est aussi équivalente à une source optique parfaitement modulée spectralement sous la forme d'une fonction sinusoïdale périodique en fonction de la longueur d'onde associée à une fibre présentant une dispersion non constante en fonction de la longueur d'onde. Comme la période du spectre optique modulé est croissante avec la longueur d'onde, la fibre "équivalente" présente donc une dispersion croissante avec la longueur d'onde.

En résumé, l'effet de la modulation aperiodique s'ajoute à celui de la dispersion variable de la fibre optique dispersive, les deux ayant pour conséquence une déformation indésirable de la fonction de transfert.

IV- Le modulateur d'intensité Mach-Zehnder

IV-1. Introduction

La fonction de modulation optique est intégrée dans les systèmes de télécommunications optiques et a pour rôle de modifier les caractéristiques de la lumière en fonction d'un signal de commande. Elle peut être de type analogique ou numérique et son action peut s'appliquer sur la puissance optique, la polarisation, la phase ou la fréquence optique. Ils existe deux techniques de modulation : la modulation directe et externe.

La modulation directe consiste à moduler en intensité directement le courant injecté dans un laser à semi-conducteur. Un premier inconvénient de cette méthode est la faible puissance disponible qui peut néanmoins être aujourd'hui compensée par l'utilisation d'amplificateurs optiques. La limite de cette technique de modulation repose sur le débit maximal atteint et qui est inférieur à 10 Gb/s. En effet, la modulation d'amplitude du courant d'injection du laser s'accompagne d'une modulation de fréquence parasite (phénomène de chirp dans le langage anglo-saxon). Les effets conjugués de la dispersion chromatique de la fibre SMF et de la modulation parasite dégradent le signal optique transmis par un élargissement de l'impulsion d'autant plus important que la longueur de la fibre est grande.

Pour limiter le problème de limitation en débit, on est contraint d'utiliser la technique de la modulation externe. L'émetteur est alors constitué d'une source optique suivie d'un élément supplémentaire qui est le modulateur externe. Dans cette famille de modulateurs, nous distinguons principalement les modulateurs à électroabsorption (l'effet repose sur la modification du spectre d'absorption du semi-conducteur soumis à un champ électrique), les modulateurs acousto-optiques (les ultras sons permettent de dévier la lumière) et les modulateurs électrooptiques.

Nous disposons dans notre laboratoire d'un modulateur électrooptique de type Mach-Zehnder sur un substrat de LiNbO_3 en coupe Z. Une première utilisation fut son intégration dans un système de pointage d'antennes réseaux large bande par commande optique. Une réalisation en haute fréquence avait été réalisée autour de 40 GHz [2.9].

IV-2. Effet électrooptique

IV-2.1. Généralités

Sous l'influence d'un champ électrique les propriétés d'un matériau changent. Du point de vue optique, cela se traduit par une modification de l'indice de réfraction. Ce phénomène physique est appelé l'effet électrooptique.

On dissocie :

- **l'effet électrooptique linéaire** ou **effet Pockels** lorsque la variation d'indice est proportionnelle au champ appliqué. Cet effet apparaît lorsque les cristaux ne présentent pas de symétrie cristalline.

- **l'effet quadratique** ou **effet Kerr** lorsque la variation de l'indice est proportionnelle au carré du champ appliqué. Cet effet est présent dans les matériaux centrosymétriques pour lesquels il n'y a pas d'effet linéaire.

L'effet Kerr est du second ordre en fonction de l'amplitude du champ électrique appliquée. Il n'est pas à prendre en compte lorsque l'effet linéaire est présent, mais doit souvent être pris en considération surtout quand l'effet du premier ordre s'annule. Cela se présente dans le cas des milieux centrosymétriques comme les milieux amorphes, les milieux cubiques de classe cristalline 432 et les liquides.

Parmi les matériaux les plus importants présentant l'effet électrooptique linéaire, on peut citer l'ADP (Phosphate Dihydrogéné d'Ammonium) et le KDP (Phosphate Dihydrogéné de Potassium) cristallisant dans le système tétragonal 42m et le LiNbO₃ (Niobate de Lithium) cristallisant dans le système trigonal 3m. L'effet électrooptique linéaire apparaît pour une amplitude du champ électrique plus faible que pour l'effet quadratique, de sorte que cet effet est utilisé dans les modulateurs électrooptiques.

IV-2.2. Effet Pockels dans le niobate de lithium LiNbO_3

Le niobate de lithium est certainement un des matériaux présentant l'effet Pockels le plus important. C'est un matériau isotrope uniaxe, l'ellipsoïde des indices (répartition vectorielle de la répartition des indices dans le cristal) est donc une ellipsoïde de révolution autour d'un axe appelé l'axe optique. Toute propagation le long de cet axe se fait alors dans des conditions strictement identiques à celle d'une propagation dans un milieu isotrope. A l'inverse, toute propagation faite suivant une direction différente de l'axe optique se fera alors nécessairement suivant deux ondes de polarisation rectilignes orthogonales, les directions propres de polarisation.

L'ellipsoïde des indices peut se déformer sous l'action d'un électrique externe appliqué. Cela correspond à une modification des indices de réfraction auxquels sont soumis les ondes se propageant dans le niobate de lithium.

Le tenseur $[r_{ij}]$ des coefficients électrooptiques dans le repère propre O_{xyz} caractérise le lien entre l'ellipsoïde des indices et le champ appliqué. Dans le cas du niobate de lithium :

$$[r_{ij}] = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.91)$$

avec $r_{33} = 30.8\text{pm/V}$, et $r_{13} = 8.6\text{pm/V}$, $r_{51} = 28\text{pm/V}$ et $r_{22} = 3.4\text{pm/V}$. Les termes les plus important sont les coefficients r_{13} et r_{33} .

IV-2.3. La modulation de phase

En pratique, avec un champ parallèle à l'axe optique, le cristal peut être utilisé suivant deux coupes, la configuration longitudinale et la configuration transverse. Nous nous sommes

intéressés plus particulièrement à la configuration transverse. C'est en effet cette configuration qui est utilisée dans les modulateurs électrooptiques sur niobate de lithium.

Deux configurations transversales sont aussi possibles suivant l'orientation du cristal et la position du guide optique par rapport aux électrodes comme représenté sur la Figure 2.15. Pour ces deux coupes, le champ électrique est toujours parallèle à l'axe optique du cristal.

Le mode optique est dégénéré en deux états de polarisation orthogonaux TM (état de polarisation transversal magnétique) et TE (état de polarisation transversal électrique). Ainsi, suivant l'orientation du cristal et par conséquent la coupe du modulateur de phase considérée, l'effet électrooptique affecte alors de manière prépondérante pour la configuration coupe X (X-cut dans le langage anglo-saxon) l'état de polarisation TE, Figure 2.15a, et dans la configuration coupe Z (Z-cut) l'état de polarisation TM, Figure 2.15b.

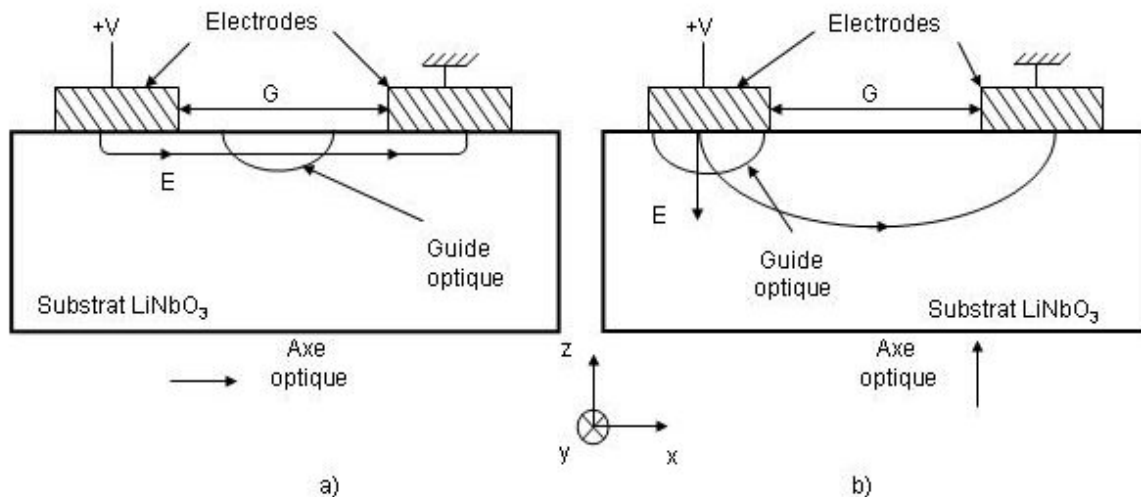


Figure 2.15 : Coupe transversale d'un modulateur de phase, a) champ horizontal, coupe X (X-cut), état de polarisation TE, b) champ vertical, coupe Z (Z-cut), état de polarisation TM

Le modulateur en coupe en Z est généralement plus performant que le modulateur en coupe X. En effet, il permet d'obtenir des bandes passantes allant jusqu'à 40 GHz (au lieu de 20 GHz pour le modulateur en coupe X), et des tensions de commande moindre. Cependant et comme nous le verrons dans la partie suivante, il introduit une phase non nulle à sa sortie (liée au paramètre de chirp).

Le modulateur dont nous disposons est suivant la coupe Z. Nous allons donc nous placer dans le cas de cette configuration et déterminer pour celle-ci le déphasage supplémentaire introduit par l'effet électrooptique sur l'état de polarisation TM.

Le déphasage supplémentaire $\delta\varphi$ imposé par l'effet électro-optique subi par l'état de polarisation TM polarisée selon l'axe Oz et pour un champ électrique appliqué suivant le même axe s'écrit [2.1] :

$$\delta\varphi = \pm \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} L \frac{V}{G} \Gamma \quad (2.92)$$

Dans cette expression, L est la longueur des électrodes et G leur écartement, λ est la longueur d'onde, n_e l'indice effectif du mode guidé, r_{33} est le coefficient électro-optique utilisé. Le déphasage supplémentaire sera négatif lorsque le champ électrique associé à l'onde optique et le champ électrique appliqué sont de même sens, et positif dans le cas contraire.

L'efficacité de l'interaction entre les champs électriques et optiques est prise en compte en faisant apparaître le facteur de recouvrement Γ :

$$\Gamma = \frac{G}{V} \frac{\iint |\varepsilon|^2 E \cdot dS}{\iint |\varepsilon|^2 dS} \quad (2.93)$$

Le numérateur traduit le recouvrement entre les deux champs électriques, celui appliqué et celui associé à l'onde optique.

IV-3. Description du modulateur de type Mach-Zehnder

IV-3.1. Principe de fonctionnement

La Figure 2.16 rappelle l'architecture d'un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder réalisé sur un cristal de niobate de lithium de coupe Z. La structure guidante de

l'onde optique est réalisée par la diffusion de titane à haute température. Le modulateur présente deux jonctions en Y. La première permet de séparer de manière équilibrée la puissance sur les deux bras de l'interféromètre. Elle se prolonge ensuite sur deux bras parallèles. Des électrodes permettent par effet électrooptique de modifier l'indice de réfraction des deux bras. Il est alors possible de déphaser les ondes se propageant dans chacun des bras, l'une par rapport à l'autre. Le modulateur d'intensité est donc composé de deux modulateurs de phase. A l'extrémité des deux bras, la deuxième jonction en Y combine les deux ondes déphasées. Celles-ci interfèrent alors en fonction du déphasage optique introduit. L'amplitude de l'onde est ainsi modulée.

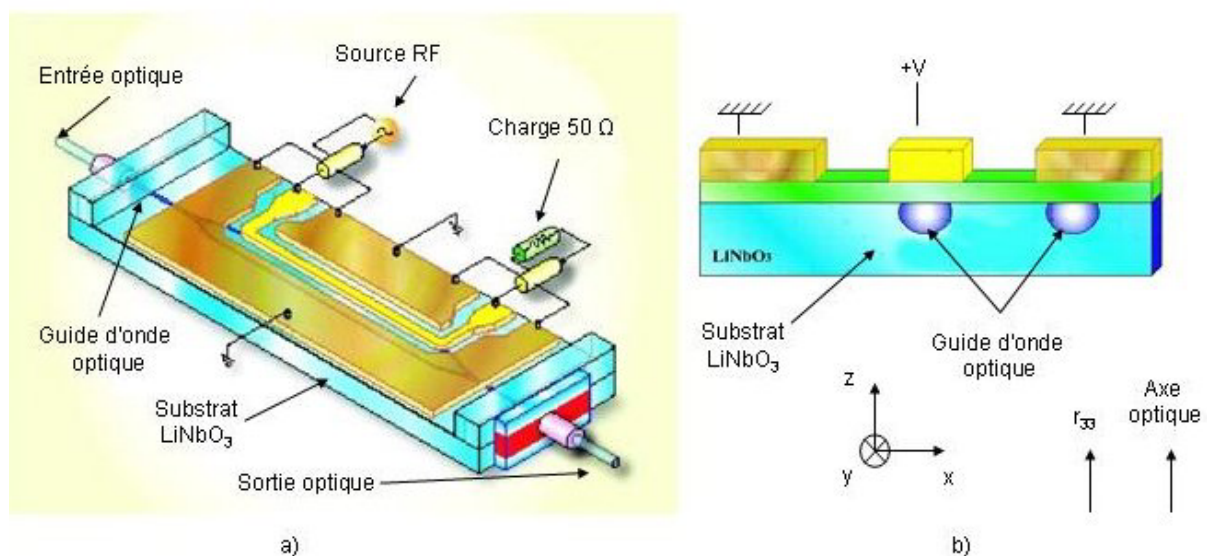


Figure 2.16 : Modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder en coupe Z, a) squelette simplifié du modulateur, b) vue transversale du modulateur

Nous avons représenté sur la Figure 2.17 les lignes de champ électrique qui s'appliquent sur chacun des deux guides d'onde. La configuration en coupe Z montre alors une asymétrie des champs électriques appliqués. Chaque onde se propageant sur les deux bras interférométriques est donc soumise à un déphasage différent. Parce que la structure est asymétrique, les facteurs de recouvrement des champs électriques appliqués et associés à l'onde optique entre les deux guides d'onde sont différents. Nous identifierons les facteurs de recouvrement par Γ_1 et Γ_2 associés respectivement aux champs électriques appliqués E_{a1} et E_{a2} sur chaque guide d'onde associés aux bras 1 et 2 de l'interféromètre.

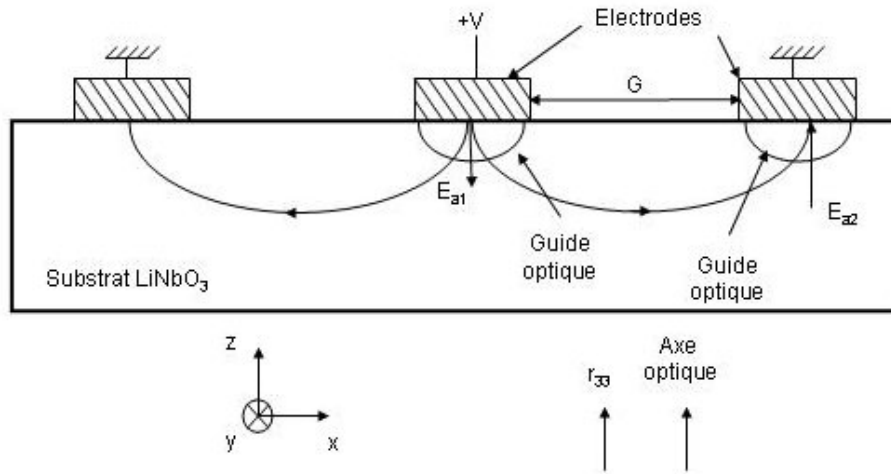


Figure 2.17 : Coupe transversale d'un modulateur en coupe Z

IV-3.2. Fonction de transfert en régime statique

IV-3.2.1. Champ électrique associé à l'onde optique en sortie du modulateur

Le modulateur présente deux jonctions en Y. La première permet de séparer de manière équilibrée la puissance incidente au modulateur sur les deux bras de l'interféromètre et la deuxième de sommer les deux contributions du champ électrique déphasées.

Si la référence de phase des champs est prise à la sortie de la première jonction c'est-à-dire à l'entrée du modulateur, nous devons envisager les champs avant la sommation par la deuxième jonction et tenir compte :

- ↳ des déphasages dus à la propagation sur les longueurs L_i des bras de l'interféromètre :

$$\varphi'_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_e L_i \quad (2.94)$$

avec n_e l'indice effectif des deux bras de l'interféromètre.

- ↳ Des déphasages supplémentaires dus à l'effet électro-optique et proportionnellement à la tension appliquée sur les électrodes. Les expressions

de ces déphasages, compte tenu de la remarque précédente faite sur les signes, sont :

$$\delta\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} (\pm\Gamma_{33} \cdot \frac{n_e^3}{2}) \cdot \Gamma_i \cdot \frac{V}{G} L_i \quad (2.95)$$

De façon générale, le champ résultant E_s en sortie de la deuxième jonction provient de la sommation des champs incidents. Si E_0 est l'amplitude du champ électrique associée à l'onde optique de pulsation ω_0 à l'entrée du modulateur, nous pouvons écrire après simplification :

$$E_s = E_0 \cdot e^{j\varphi} \cdot \cos(\Delta\varphi) \cdot e^{j\omega_0 t} \quad (2.96)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \varphi = \frac{\delta\varphi_1 + \varphi'_1 + \delta\varphi_2 + \varphi'_2}{2} \\ \Delta\varphi = \frac{\delta\varphi_2 + \varphi'_2 - \delta\varphi_1 - \varphi'_1}{2} \end{cases} \quad (2.97)$$

IV-3.2.2. Puissance optique en sortie du modulateur

La puissance optique en sortie du modulateur est égale au module au carré du champ électrique :

$$P = E_s \cdot E_s^* \quad (2.98)$$

L'intensité de la puissance optique en sortie du modulateur s'exprime donc en fonction du déphasage $\Delta\varphi$ et de la puissance P_0 incidente égale au carré du champ électrique E_0 :

$$P = P_0 \cos^2(\Delta\varphi) \quad (2.99)$$

Dans le cas où l'interféromètre est supposé parfaitement symétrique ($L_1 = L_2 = L$), alors $\varphi'_1 = \varphi'_2$, et à la seule exception des paramètres de recouvrement ($\Gamma_1 \neq \Gamma_2$), le déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux champs incidents sur la deuxième jonction a pour expression :

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\Gamma_{33} \frac{n_e^3}{2} \right) \cdot \frac{V}{G} L \cdot (\Gamma_1 + \Gamma_2) \right] \quad (2.100)$$

Nous définissons la tension de commutation V_π comme la tension qu'il faut appliquer au modulateur pour l'obtention d'un déphasage de π entre les deux ondes optiques :

$$V_\pi = \frac{\lambda \cdot G}{r_{33} \cdot n_e^3 \cdot L \cdot (\Gamma_1 + \Gamma_2)} \quad (2.101)$$

A partir des deux expressions précédentes, nous pouvons exploiter la proportionnalité entre $\Delta\varphi$ et V :

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2 \cdot V_\pi} \cdot V \quad (2.102)$$

Cependant, une dissymétrie apparaît dans la plupart des modulateurs électrooptiques. Les deux bras de l'interféromètre sont de longueurs différentes et lorsque aucune tension n'est appliquée, une différence de phase résiduelle persiste entre les ondes optiques.

Dans ce cas particulier, la puissance optique en sortie du modulateur s'exprime en fonction de la tension continue appliquée V_0 et d'une tension V_{offset} :

$$P = P_0 \cdot \cos^2(\Delta\bar{\varphi}) = P_0 \cdot \cos^2\left(\pi \cdot \frac{(V_0 - V_{\text{offset}})}{2V_\pi}\right) \quad (2.103)$$

Nous détaillons en annexe 4 le calcul nous permettant d'accéder à l'expression de la tension V_{offset} . Nous obtenons alors :

$$V_{\text{offset}} = - \frac{\varphi'_2 - \varphi'_1}{2 \cdot \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(r_{33} \frac{n_e^3}{2} \right) \cdot \frac{V_0}{G} L_{\text{moy}} \cdot (\Gamma_1 + \Gamma_2) \right]} \quad (2.104)$$

avec ici $L_{\text{moy}} = (L_1 + L_2)/2$, L_{moy} représentant la longueur moyenne des bras de l'interféromètre.

La fonction de transfert en régime statique du modulateur est déterminée lorsque la tension appliquée est purement continue. Nous avons alors accès à la puissance optique qui, pour différentes valeurs de la tension de polarisation appliquée, décrit la fonction de transfert en régime statique du modulateur.

Nous pouvons ainsi mettre en évidence pour différentes valeurs de V_0 des points particuliers de la fonction de transfert statique du modulateur :

- ↪ pour $V_0 = 0$, la puissance en sortie du modulateur est proportionnelle au cosinus au carré de la phase résiduelle provenant de l'asymétrie de longueur des bras de l'interféromètre.
- ↪ Pour $V_0 = V_{\text{offset}}$, le déphasage entre les deux ondes optiques est nul. La puissance en sortie du modulateur est alors maximale.
- ↪ Pour $V_0 = V_{\text{offset}} + V_{\pi}/2$, le déphasage entre les deux ondes optiques est alors égal à $\pi/2$ modulo 2π . La valeur de cette tension de polarisation permet de se polariser au milieu de la zone linéaire de la caractéristique statique.
- ↪ Pour $V_0 = V_{\text{offset}} + V_{\pi}$, le déphasage entre les deux ondes optiques est de π modulo 2π . La puissance en sortie du modulateur est alors nulle.

Nous représentons sur la Figure 2.18 la réponse en puissance optique du modulateur en fonction de la tension de polarisation V_0 . Nous remarquons la présence de zones quasi linéaires intéressantes pour effectuer une modulation analogique de la puissance optique. En effet, il suffit d'appliquer une tension de polarisation de telle façon à se trouver au milieu de ces zones linéaires puis à superposer le signal RF pour obtenir une modulation de la puissance optique. Ceci est réalisé lorsque la tension de polarisation est multiple impaire de V_{π} : $V_0 = (2.k + 1) \cdot V_{\pi}/2$.

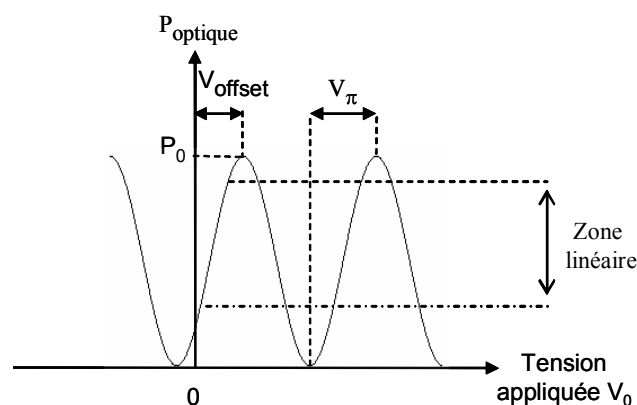


Figure 2.18 : Caractéristique de transfert du modulateur

IV-3.3. Fonctionnement en régime dynamique

IV-3.3.1. Expression fréquentielle du champ électrique

La tension appliquée au modulateur, comme nous l'avons vu, est la somme d'une tension continue nécessaire à la polarisation et d'une tension variable représentant le signal modulant. Nous avons de plus vu que, si les longueurs géométriques des bras de l'interféromètre sont inégales, une tension de décalage se superpose à la tension de polarisation. Par conséquent, nous notons :

$$\begin{aligned} V(t) &= U_0 + V_m \cdot \cos(\omega_m t) \\ U_0 &= V_0 + V_{\text{offset}} \end{aligned} \quad (2.105)$$

La différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre est donc la somme d'un terme constant et d'un terme évoluant à la fréquence du signal modulant :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{\pi}{2 \cdot V_\pi} \cdot (U_0 + V_m \cdot \cos(\omega_m t)) \\ \Delta\varphi &= \frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2} + \frac{V \cdot \pi}{2} \cdot \cos(\omega_m t) \end{aligned} \quad (2.106)$$

avec $V = V_m / V_\pi$ l'amplitude normalisée de modulation et $U_{\text{pol}} = U_0 / V_\pi$ le point de polarisation normalisé.

L'expression du champ électrique peut alors s'écrire :

$$E_s = E_0 \cdot e^{j\varphi} \cdot \cos\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2} + \frac{V \cdot \pi}{2} \cdot \cos(\omega_m t)\right) \cdot e^{j\omega_0 t} \quad (2.107)$$

Le développement mathématique du champ électrique est proposé en annexe 5. Nous donnons ici l'expression fréquentielle du champ électrique en sortie du modulateur :

$$E_s = e^{j\varphi} \cdot \begin{bmatrix} L_0 \cdot \cos(\omega_0 t) \\ + L_1 \cdot [\cos((\omega_0 - \omega_m)t) + \cos((\omega_0 + \omega_m)t)] \\ + L_2 \cdot [\cos((\omega_0 - 2\omega_m)t) + \cos((\omega_0 + 2\omega_m)t)] \\ + L_3 \cdot [\cos((\omega_0 - 3\omega_m)t) + \cos((\omega_0 + 3\omega_m)t)] \\ \dots \end{bmatrix} \quad (2.108)$$

où L_i sont les l'amplitudes du champ électrique des bandes latérales à $(\omega_0 \pm i.\omega_m)$ et dont les expressions sont données en annexe 5.

L'expression du champ électrique en sortie du modulateur fait apparaître des composantes spectrales de part et d'autre de la porteuse optique. Si nous limitons le développement à l'ordre 1, l'expression du champ électrique se limite à trois composantes spectrales et traduit alors une modulation à double bande latérale à porteuse conservée, où L_0 est l'amplitude de la porteuse et L_1 l'amplitude des bandes inférieure et supérieure.

IV-3.3.2. Puissance optique modulée en sortie du modulateur

Nous donnons maintenant l'expression de la puissance optique disponible en sortie du modulateur lorsque celui est polarisé et dans le cas où un signal de modulation est appliqué. La puissance optique modulée se détermine à partir des équations (2.98) et (2.108), et après un développement et des simplifications nous montrons que la puissance optique est la somme d'une puissance optique continue, d'une puissance à la fréquence de modulation et aux harmoniques d'ordre supérieur [2.10] :

$$\begin{aligned}
 P_{\text{opt}} = & \left(L_0^2 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} L_k^2 \right) + 4 \left(\sum_{k=0}^{\infty} L_k \cdot L_{k+1} \right) \cdot \cos(\omega_m t) \\
 & + \left(2L_1^2 + 4 \cdot \sum_{k=0}^{\infty} L_k \cdot L_{k+2} \right) \cdot \cos(2\omega_m t) + 4 \left(L_1 L_2 + \sum_{k=0}^{\infty} L_k \cdot L_{k+3} \right) \cdot \cos(3\omega_m t) + \dots
 \end{aligned} \tag{2.109}$$

La puissance optique modulée disponible en sortie du modulateur est composée d'un terme continu et d'une série de composante à des fréquences multiples de la fréquence du signal modulant. Cette distorsion du signal peut être atténuée lorsque les excursions du signal modulant sont comprises dans la zone linéaire de la caractéristique statique du modulateur. Cela est favorisé lorsque la polarisation est effectuée au milieu de la zone linéaire.

V. Outil de simulation

V-1. Description

Un logiciel a été mis au point afin de déterminer la réponse du filtre microonde en fonction des différentes caractéristiques des éléments optiques (source optique, fibre(s) optique(s), interféromètre), et optoélectronique (modulateur, photodiode). Ce logiciel calcule la fonction de transfert du filtre transversal démontrée précédemment, en tenant compte des caractéristiques du modulateur et de la photodiode. Ce logiciel a comme objectif de simuler la réponse en fréquence du filtre.

Nous présentons sur la Figure 2.19 le système de transmission que nous souhaitons simulé. La source optique large spectre est échantillonnée en amplitude par un interféromètre à deux ondes. Le signal optique multi-longueur d'onde éclaire un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder sur lequel est appliqué le signal microonde à filtrer. Le signal optique modulé est ensuite injecté dans une fibre optique et détecté par une photodiode.

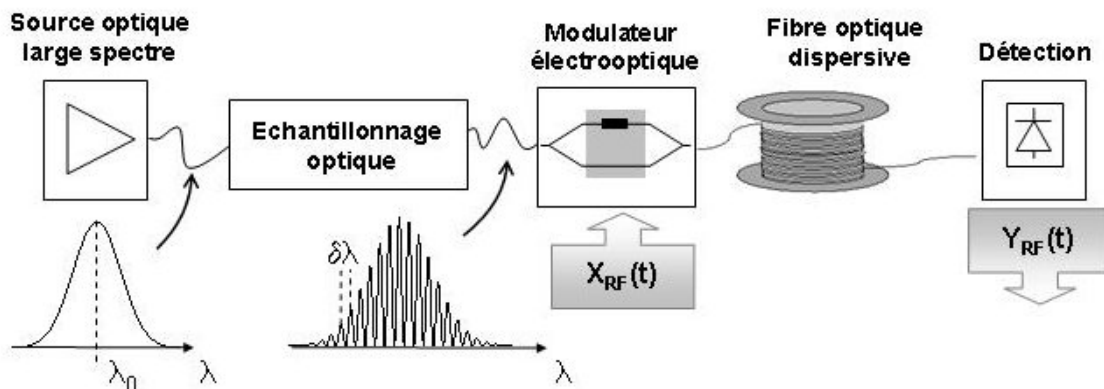


Figure 2.19 : Schéma du système de transmission et de filtrage d'un signal radio sur fibre

Afin de simuler la réponse en fréquence du filtre (niveau et gabarit), le logiciel utilise la mesure du spectre cannelé en puissance. La mesure du spectre cannelé est réalisée par un analyseur de spectre optique dont les données sont enregistrées dans un fichier texte. La connaissance de la résolution de mesure (bande d'intégration spectrale) permet alors d'accéder à la puissance totale transportée par le signal optique. Cette donnée doit donc être

saisie par l'utilisateur. Sur l'interface du logiciel, la puissance totale du signal d'entrée s'affiche. Le "facteur correctif" autorise une correction de cette puissance.

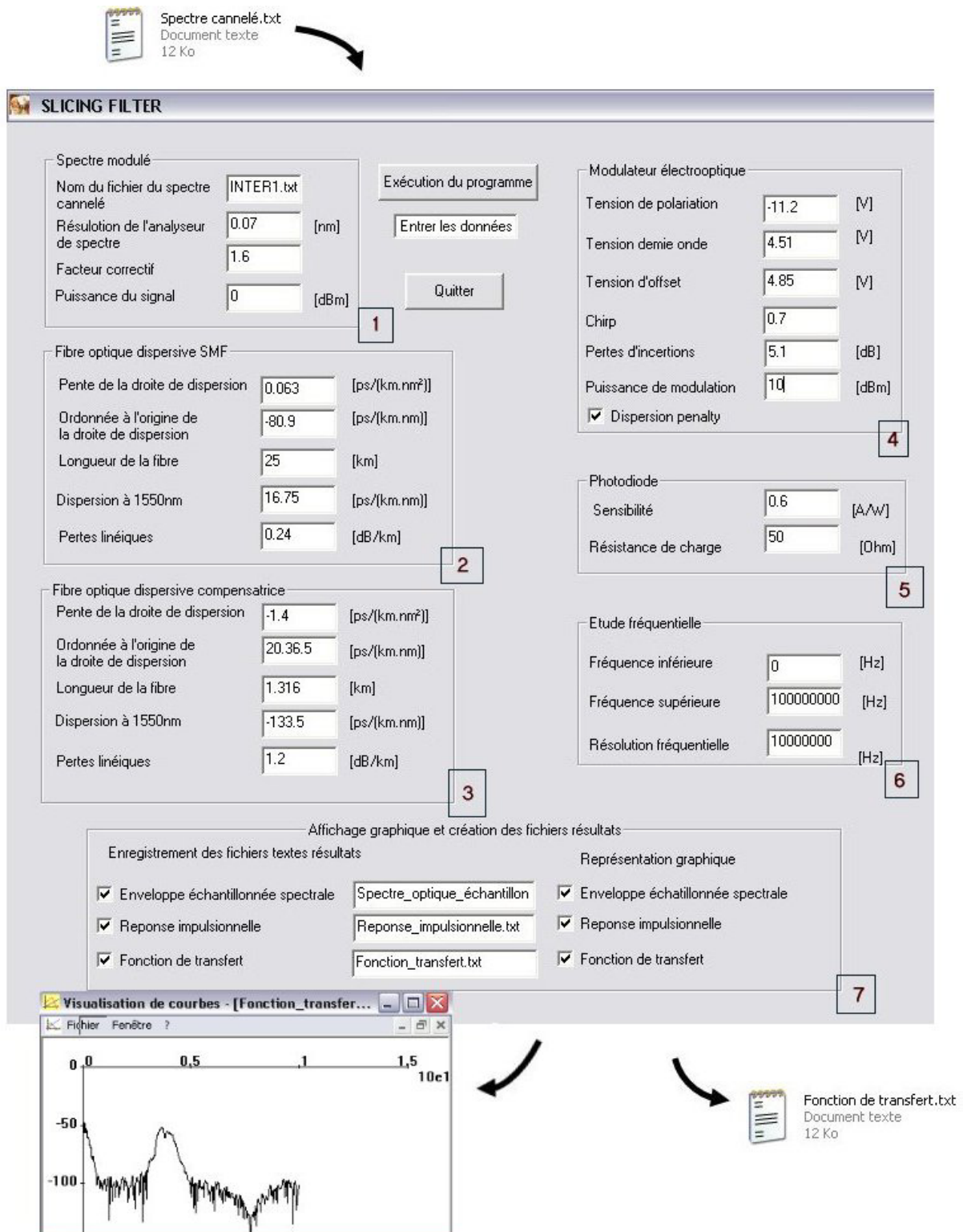


Figure 2.20 : Interface du logiciel de simulation

Les différents paramètres par défaut des éléments optiques sont affichés, mais l'utilisateur pourra les modifier avant de lancer le calcul. Les éléments optiques et les paramètres qui leur correspondent sont les suivant :

- ↳ **fibre optique dispersive** : la pente et l'ordonnée à l'origine de l'approximation linéaire de la dispersion chromatique, pertes linéiques, et longueur des fibres. La valeur de la dispersion chromatique à la longueur d'onde de 1550 nm s'affiche alors après le lancement du calcul sur l'interface.
- ↳ **Modulateur électrooptique** : tensions de polarisation, demi-onde et d'offset, valeur du paramètre de chirp, pertes d'insertion et puissance de modulation.
- ↳ **Photodiode** : sensibilité et résistance de charge interne.

La plage fréquentielle de calcul de la fonction de transfert ainsi que le pas d'incrémentement peuvent être définis dans le cadre "étude fréquentielle".

Enfin, l'utilisateur pourra, s'il le désire, prendre en compte les pertes électriques imposées par la modulation DBL, enregistrer le fichier texte du spectre cannelé, de la réponse impulsionnelle et de la fonction de transfert. Il pourra également modifier le nom donné par défaut à ces fichiers et lancer le tracé de ces trois fonctions. Nous présentons sur la Figure 2.20 l'interface du logiciel réalisé. Nous repérons sur celle ci les différents éléments :

- 1 : nom du fichier texte et paramètres de mesure du spectre optique,
- 2 : caractéristiques (pente, ordonnée à l'origine, longueur) de la fibre SMF,
- 3 : caractéristiques de la fibre FDN,
- 4 : caractéristiques du modulateur,
- 5 : caractéristiques de la photodiode,
- 6 : plage d'étude fréquentielle,
- 7 : choix d'enregistrement.

V-2. Validation théorique du logiciel

Nous avons tout d'abord simulé la réponse d'un filtre dans le cas le plus favorable (dispersion de la fibre constante et modulation spectrale périodique). Nous avons pris arbitrairement le spectre en puissance de la source optique d'allure gaussienne dont la demi largeur à $1/e$ est choisie arbitrairement égale à $\Delta\lambda = 45$ nm. La dispersion de la fibre optique est prise égale à 16.75 ps/(km.km) sur toute la largeur spectrale de la source. La longueur de la fibre est de 25 km. La période d'échantillonnage spectral interférométrique est fixée à $\delta\lambda = 0.649$ nm. A partir de la réponse du filtre simulée, nous obtenons les valeurs de fréquence centrale et de bande passante de la réponse du filtre respectivement égales à $f_0^{\text{simu}} = 3.68$ GHz et $B_p^{\text{simu}} = 24$ MHz. Le calcul théorique de la bande passante du filtre est présenté en annexe 3. En effectuant une application numérique, nous calculons alors : $f_0^{\text{théo}} = 3.679$ GHz et $B_p^{\text{théo}} = 20$ MHz. La bonne concordance des résultats obtenus par la simulation et le calcul analytique nous permet alors de valider théoriquement le bon fonctionnement du logiciel.

V-3. Influence de la modulation aperiodique et de la dispersion variable sur la réponse du filtre

Les réponses des filtres dans les différentes situations envisageables (modulation aperiodique ou non et dispersion variable ou constante) sont présentées sur la Figure 2.21. Ces simulations montrent nettement la dégradation de la réponse du filtre du cas idéal (courbe en noir), et réel (courbe en ocre), c'est-à-dire lorsque la dispersion chromatique est variable et la modulation spectrale aperiodique. Nous observons alors un élargissement de la bande passante, et une diminution à la fois du niveau du filtre et de la fréquence centrale de la réponse du filtre. A titre de comparaison, nous avons regroupé les performances des différentes réponses de filtres dans le Tableau 2.1.

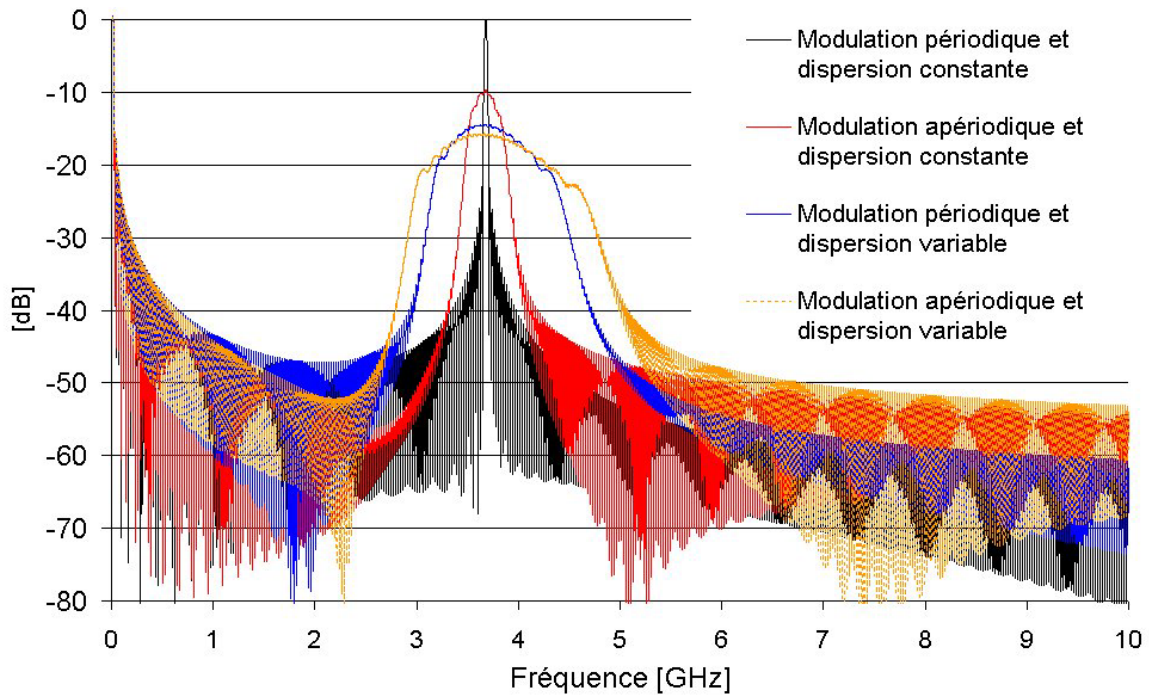


Figure 2.21 : Superposition des réponses des filtres pour plusieurs configurations

	Dispersion constante et modulation périodique	Dispersion constante et modulation aperiodique	Dispersion variable et modulation périodique	Dispersion variable et modulation aperiodique
Fréquence centrale [GHz]	3.68	3.677	3.675	3.615
Bande passante [MHz]	24	255	714	913

Tableau 2.1 : Comparatif des performances de la réponse des filtres simulés

Au vu de ces résultats, la compensation de la dispersion chromatique variable et de la modulation aperiodique semblent indispensables, ceci dans l'ambition d'une synthèse de la réponse d'un filtre sélectif et dont nous pouvons ajuster avec précision la fréquence centrale et la bande passante.

Afin de valider la faisabilité théorique d'une compensation des effets de la dispersion variable et la modulation spectrale aperiodique par ajout d'une fibre FDN, nous avons réalisé une simulation lorsque la ligne dispersive est cette fois composée de la même longueur de la fibre SMF et d'une fibre FDN. Cette dernière doit respecter les caractéristiques de dispersion et de longueur exigées et exprimées par l'expression (2.84). Nous présentons sur la Figure 2.22 les résultats de simulation alors obtenus que nous avons superposés à la réponse du filtre sans la fibre FDN.

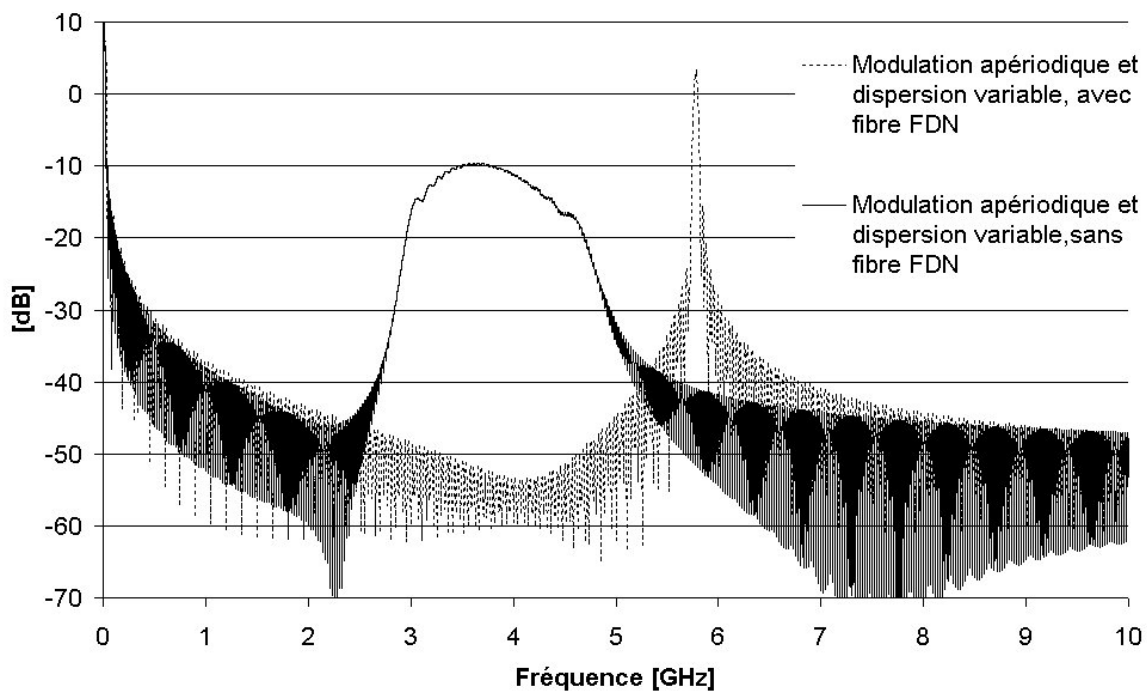


Figure 2.22 : Superposition des réponses de filtres obtenues dans le cas le plus défavorable (dispersion variable et modulation spectrale aperiodique) avec et sans fibre FDN

Cette dernière simulation montre de la nécessité d'utiliser une fibre FDN pour la compensation simultanée de la dispersion chromatique variable de la fibre SMF et de la modulation spectrale aperiodique effectuée par l'interféromètre à deux ondes. Il est également possible d'envisager la synthèse d'un filtre dont les performances peuvent être contrôlées et ajustées.

VI. Conclusion

Nous avons vu en premier lieu comment la synthèse d'un filtre passe bande est réalisable en tirant profit de la dispersion chromatique d'une fibre optique. Nous avons alors démontré la faisabilité d'un filtre passe bande dont la fonction de transfert est celle d'un filtre transversal. Cette réponse est pseudo-périodique si une modulation spectrale réalisée par un interféromètre à deux ondes est utilisé éliminant alors les motifs de filtrage d'ordre supérieurs.

Nous avons également démontré, puis en mis en évidence, la nécessité de compenser les effets néfastes imposés la dispersion chromatique variable et la modulation spectrale apériodique sur les performances de filtrage de la réponse du filtre. La compensation a été faite par l'utilisation d'une fibre FDN dont les caractéristiques de dispersion chromatique et de longueur dépendent de la fibre SMF de la ligne de transmission. Enfin ces résultats ont été validés par un outil logiciel de simulation.

Références bibliographie du chapitre 2

- [2.1] **I. et M. Joindot**, "Les télécommunications par fibres optiques ", *Dunod*, 1996
- [2.2] **N. Courjal, H. Porte, A. Martinez, J. P. Goedgebuer**, "LiNbO₃ Mach-Zehnder modulator with chirp adjusted by ferroelectric domain inversion", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, N° 11, 2002
- [2.3] **F. Devaux, Y. Sorel, J. F. Kerdiles**, "Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 11, N° 12, 1993
- [2.4] **J. L. Corral, J. Marti, J. M. Fuster, R. I. Laming**, "Dispersion-induced bandwidth limitation of variable true delay lines based on linearly chirped fibre gratings", *Electronics Letters*, Vol. 34, N° 2, 1998
- [2.5] **J. Park, W. V. Sorin, K. Y. Lau**, "Elimination of the fiber chromatic dispersion penalty on 1550nm millimetre-wave optical transmission", *Electronics Letters*, Vol. 33, N° 6, 1997
- [2.6] **G. H. Smith, D. Novak, Z. Ahmed**, "Overcoming chromatic dispersion effects in fiber-wireless systems incorporating external modulators", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 45, N° 8, 1997
- [2.7] **J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega**, "New and flexible fiber-optic filters using chirped Bragg gratings and laser arrays", *IEEE Transactions On Microwave And Techniques*, Vol. 47, N° 7, 1999
- [2.8] **D. Pastor, B. Ortega, J. Capmany, S. Sales, A. Martinez, P. Muñoz**, "Optical microwave filter based on spectral slicing by use of arrayed waveguide gratings", *Opticas Letters*, Vol. 28, N° 19, 2003
- [2.9] **Hervé Parvery**, "Contribution a l'étude d'antennes réseaux large bande à pointage piloté par commande optique", *Thèse de Doctorat de l'université de Limoges*, décembre 2002

- [2.10] **G. J. Meslener**, "Chromatic dispersion induced distorsion of modulated monochromatic light employing direct detection", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-20, N° 10, 1984

*Chapitre 3 : Réalisation du
filtre opto-microonde*

I- Introduction

Ce chapitre est décomposé en deux parties. La première présente les caractérisations faites de chacun des éléments optiques que sont les sources, les fibres, l'interféromètre à deux ondes, le modulateur électrooptique et la photodiode. Le but est de pouvoir évaluer l'influence de chacun des éléments sur la réponse du filtre opto-microonde.

Puis, dans la deuxième partie, nous exposons les résultats expérimentaux des réponses des filtres opto-microondes obtenus. Nous montrons comment nous pouvons, à partir de solutions optiques, améliorer les performances de filtrage par :

- ↳ l'ajustement contrôlé de la fréquence centrale du filtre,
- ↳ la possibilité de réaliser des filtres sélectives et présentant de fortes atténuations sur les lobes secondaires,
- ↳ une reconfiguration du filtre microonde,
- ↳ une accordabilité fréquentielle.

Enfin, à partir des divers résultats expérimentaux obtenus, nous proposons deux applications d'intégration du filtre opto-microonde : le démultiplexage fréquentiel et la sélection de canaux.

II- La source optique large spectre

Le spectre d'ASE ("Amplified Spontaneous Emission"), aussi appelé par abus de langage "spectre de fluorescence" est émis par un milieu amplificateur pompé. Le pompage consiste en un apport d'énergie extérieure permettant l'excitation des ions du milieu amplificateur. En tout point, ce milieu émet de la lumière sous forme d'émission spontanée, dont la phase, la direction de propagation et la polarisation sont aléatoires. Une part de ce rayonnement émis se propage en s'amplifiant par émission stimulée. On parle alors d'émission spontanée amplifiée. Le résultat est une source incohérente car l'émission

spontanée amplifiée est du bruit. Il n'y a donc pas de relation de phase déterministe entre les différentes composantes spectrales.

On distingue deux types de sources d'ASE. Les diodes superluminescentes qui sont réalisées sur semiconducteur, et les sources ASE fibrées. La source ASE fibrée permet d'obtenir des puissances supérieures aux SLED et de plus dans une fibre monomode. C'est donc ce type de sources, disponible au laboratoire, qui seront utilisé.

Le spectre d'émission de la source optique ASE dépend du dopant de terre rare et de la nature physico-chimique de la fibre considérée. Des dopages aux ions Ytterbium, Erbium et Néodyme sont principalement utilisés. Néanmoins, un effort particulier est consacré à l'amplificateur à fibre dopée à l'Erbium car sa longueur d'onde de travail coïncide avec la plage spectrale d'atténuation minimale des fibres optiques en silice (troisième fenêtre des télécommunications, autour de 1.55 μm). Pour le dopage aux ions Erbium, la source d'ASE émet typiquement un spectre de 40 nm de large transportant une puissance qui peut atteindre 30 dBm.

Plusieurs sources de type ASE fibrées sont disponibles au sein de notre laboratoire. Nous présentons sur la Figure 3.1 une superposition des densités spectrales de puissance de chacune de ces sources et nous donnons leur puissance totale émise. Le choix de la source s'est donc porté sur les sources 2 et 3 parce qu'elles émettent de fortes puissances et présentent des densités spectrales de puissance d'allures différentes.

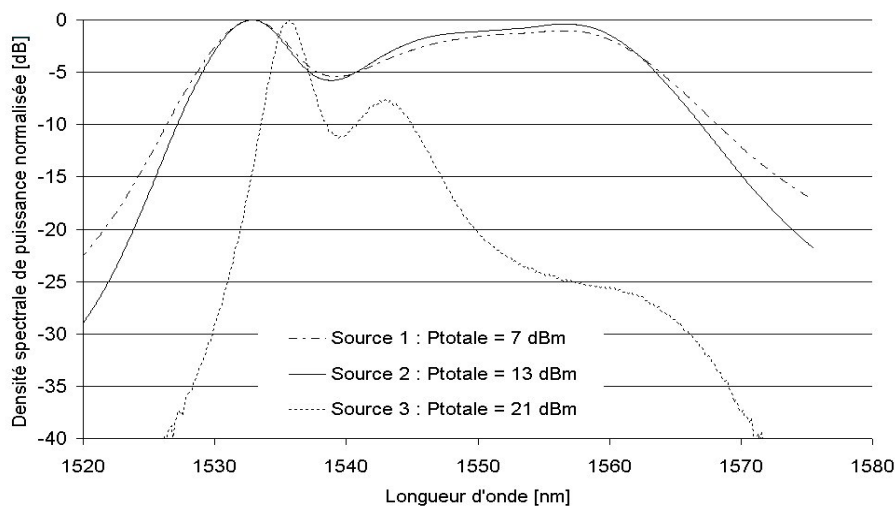


Figure 3.1 : Superposition des densités spectrales de puissance issues de source large spectre de type ASE fibrées dopées aux ions Erbium

III- La ligne dispersive

III-1. La fibre optique SMF

Nous utiliserons comme ligne à retard pour la réalisation du filtre opto-microonde une bobine de fibre optique standard télécom disponible au laboratoire de longueur 25 km. La mesure de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde a été faite par mesure du retard de phase (appareil de mesure CD300 qui utilise le principe décrit par la norme ITU-T). La dispersion chromatique est égale à 16.75 ps/[km.nm] à 1550 nm. Elle évolue de manière linéaire dans la fenêtre spectrale 1500 nm à 1600nm. Nous donnons sur la Figure 3.2 la mesure de la dispersion chromatique ainsi que l'approximation d'ordre 1 faite.

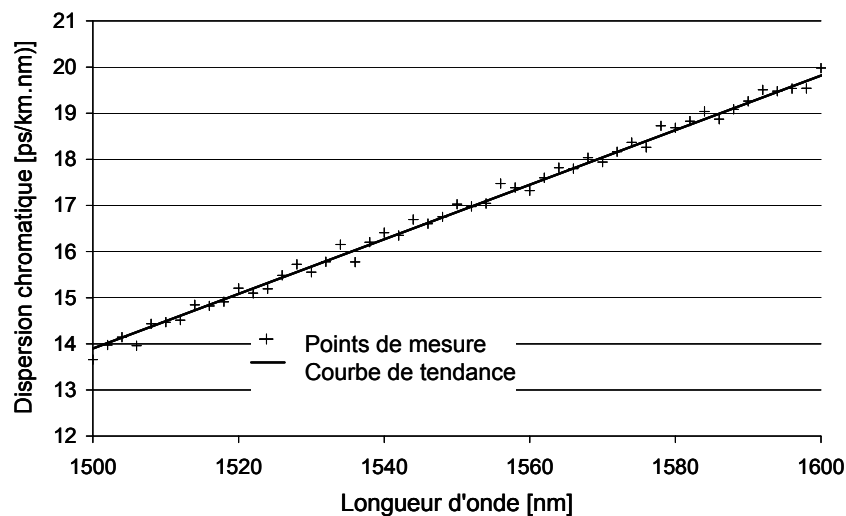


Figure 3.2 : Evolution de la dispersion chromatique d'une fibre optique standard

L'approximation d'ordre 1 suffit pour décrire la variation de la dispersion chromatique. Dans le cas de la fibre utilisée, nous trouvons : $D(\lambda) = 0.063.\lambda - 80.9$. Nous sommes donc loin de d'une dispersion chromatique constante en fonction de la longueur d'onde.

III-2. Présentation de la fibre compensatrice

Parmi les différentes méthodes aujourd'hui disponibles pour la compensation de la dispersion chromatique, la solution de fibres optiques dites "spéciales" est l'une des plus intéressante. En effet, ces fibres permettent en théorie de compenser la dispersion chromatique sur une large bande spectrale (sur toute la bande C s'étendant sur 35 nm). Elles présentent une stabilité thermique comparable aux fibres classiques et elles peuvent s'incorporer facilement dans un système déjà existant.

Dans ce paragraphe nous faisons une très brève présentation de la fibre optique FDN. Le lecteur pourra s'il le désire trouver un plus grand nombre d'informations en se rapportant aux références bibliographiques [3.1] à [3.5].

Cette fibre est composée de deux cœurs concentriques fortement dissymétriques : un cœur central étroit fortement dopé au germanium et un cœur annulaire plus large mais moins dopé. Cette forte dissymétrie est responsable de la dispersion chromatique négative.

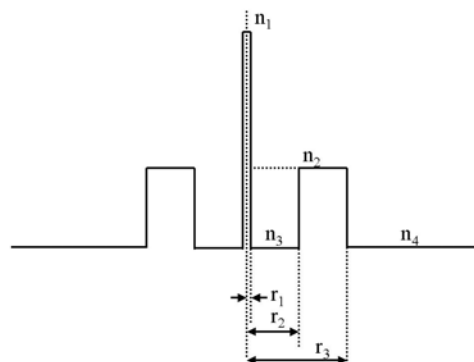


Figure 3.3 : Profil d'indice de réfraction d'une fibre optique à deux cœurs concentriques

La dispersion chromatique et la pente de celle-ci peuvent être ajustées en optimisant les paramètres opto-géométriques (dimensions des cœurs et leur concentration en dopants germanium). Nous présentons, à titre d'exemple, une fibre double cœur récemment publiée [3.5]. Il est possible d'obtenir une fibre double cœur concentrique pour l'application WDM utilisée pour compenser la dispersion chromatique des fibres de lignes SMF sur toute la bande C.

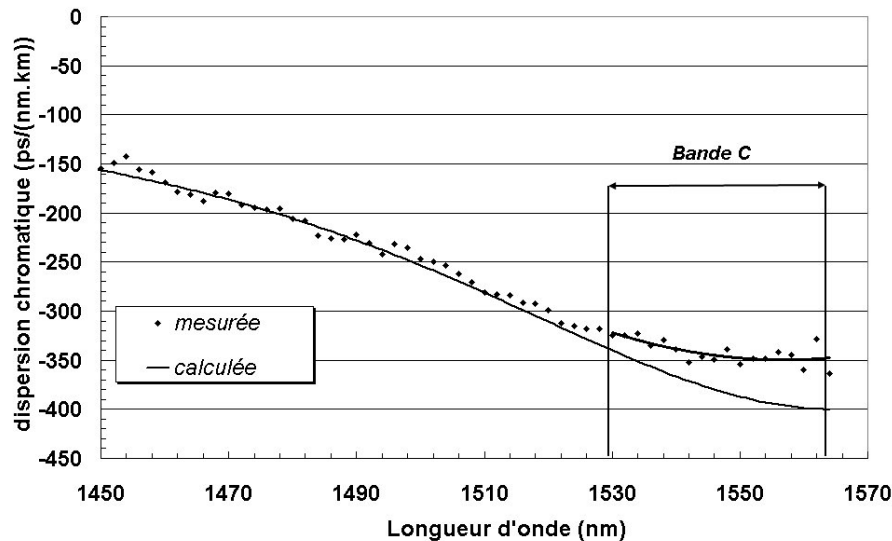


Figure 3.4 : Courbes expérimentale et calculée de la dispersion chromatique de la fibre FDN optimisée pour le WDM

IV- Interféromètre à deux ondes

Il existe plusieurs interféromètres à deux ondes obtenus par division d'amplitude : l'interféromètre de Sagnac, de Michelson, de Mach-Zehnder. Ils peuvent être réalisés en espace libre et utilisent des miroirs pour la génération de retard et pour la superposition des deux ondes. L'injection du flux lumineux dans une fibre optique engendre alors des pertes de puissance et une instabilité optique. Aussi, l'interféromètre de type Mach-Zehnder a été fibré. Une onde incidente est divisée en deux grâce à un coupleur, sur deux fibres optiques de longueurs différentes. Cependant, parce que les deux fibres de l'interféromètre ne sont pas toujours soumises aux mêmes perturbations (déformation, enroulement, température, pression), elles créent des difficultés d'agencement et une instabilité optique.

Aussi, notre choix s'est porté sur la réalisation d'un interféromètre de type Mach-Zehnder à une seule fibre optique de nature biréfringente. L'effet interférométrique est alors réalisé par les deux modes de polarisation qui se propagent dans la fibre avec des vitesses de propagation différentes. Ainsi, parce que les deux modes de la fibre subissent les mêmes contraintes (pression, déformation, enroulement) la stabilité optique est obtenue. La fibre

biréfringente utilisée est néanmoins sensible à la température. Nous verrons alors comment nous avons tiré profit de cette propriété intrinsèque de la fibre afin de réaliser une accordabilité fréquentielle du filtre optique interférentiel.

IV-1. Biréfringence modale et longueur de battement

Dans une fibre standard, le mode de propagation fondamental possède deux états de polarisation croisés dégénérés, c'est-à-dire qui se propagent à la même vitesse de phase. Pour des conditions idéales, c'est-à-dire pour une fibre géométriquement parfaite et pour un matériau isotrope, aucun couplage (échange d'énergie) ne devrait avoir lieu entre ces deux états de polarisation.

Toutefois, en pratique, de faibles défauts de la géométrie cylindrique de la fibre, une anisotropie des propriétés de la silice, ou des déformations de la fibre (courbure imposée par un enroulement uniforme ou non uniforme) peuvent engendrer un couplage et un transfert de puissance entre les deux polarisations, modifiant ainsi l'état de polarisation de l'onde guidée. Ce couplage est d'autant plus efficace que les ondes mises en jeu présentent des constantes de propagation identiques.

Pour de nombreuses applications, le besoin de la conservation de l'état de polarisation initial et la réduction du couplage tout au long de la propagation sont importants.

Dans ce but, des fibres biréfringentes ont été développées afin de lever la dégénérescence entre les deux polarisations et de permettre leur guidage de manière indépendante et sans couplage.

Dans une fibre optique biréfringente, la symétrie de révolution du guide est brisée. Ainsi dans le plan de section droite de la fibre, deux axes de symétrie orthogonaux peuvent être définis. Ces axes sont appelés les axes principaux ou axes neutres de la fibre biréfringente. Ces axes orientés suivant les directions O_x et O_y correspondent à des valeurs d'indices effectifs différentes n_e^x et n_e^y pour les deux modes guidés polarisés respectivement

suivant ces axes. Les deux modes de polarisation se propagent alors avec des constantes de propagation β_x et β_y distinctes, levant ainsi leur dégénérescence.

Nous pouvons définir la biréfringence modale par :

$$B = \delta n_e = |n_e^x - n_e^y| \quad (3.110)$$

où n_e^x et n_e^y sont respectivement les indices effectifs du milieu suivant les directions O_x et O_y , aussi appelés les indices ordinaire et extraordinaire.

La biréfringence s'exprime également en fonction des constantes de propagation β_x et β_y exprimées en m^{-1} :

$$\begin{cases} \beta_x = \frac{2\pi}{\lambda} n_e^x \\ \beta_y = \frac{2\pi}{\lambda} n_e^y \end{cases} \quad (3.111)$$

$$B = \frac{\lambda}{2\pi} |\beta_x - \beta_y| \quad (3.112)$$

Si $n_{\text{eff}}^x > n_{\text{eff}}^y$, alors O_y est appelé l'axe rapide tandis que O_x est l'axe lent.

La biréfringence introduit une différence de phase Ψ entre les deux états de polarisation qui se propagent linéairement le long de la fibre. Pour une fibre de longueur L_B , ce déphasage a pour expression :

$$\Psi = (\beta_x - \beta_y).L_B \quad (3.113)$$

avec $\beta = k_0.n_e$, et k_0 le nombre d'onde.

Suivant la répartition de l'énergie totale guidée suivant les deux modes de polarisation possibles, deux cas sont à considérer :

- ↳ un mode guide l'ensemble de la puissance guidée (polarisation suivant un seul des axes O_x ou O_y) : l'absence de couplage implique alors une

conservation de l'état de polarisation suivant cet axe. On dit qu'il y a maintien de la polarisation.

- ↪ L'énergie totale est partagée sur les deux modes de polarisation croisés : ces deux modes se propagent de manière indépendante à des vitesses de phases différentes. L'état de polarisation global de l'onde guidée dans la fibre se transforme périodiquement en fonction du déphasage Ψ acquis entre les deux modes de polarisation en cours de propagation (Figure 3.5).

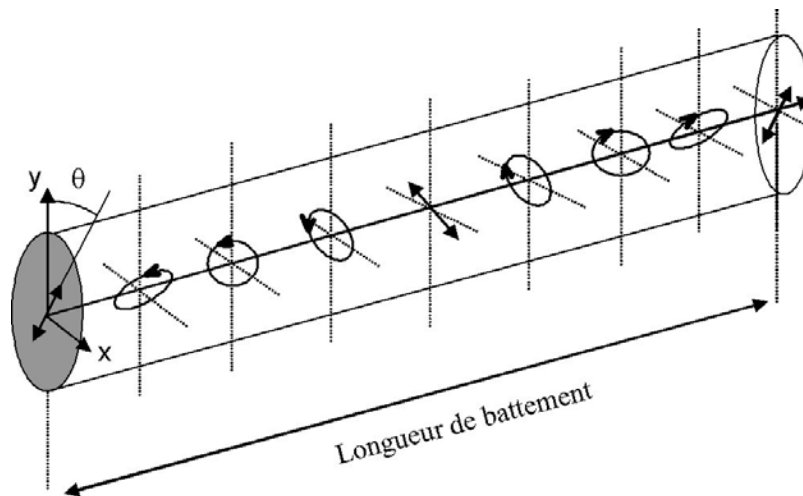


Figure 3.5 : Evolution d'une polarisation rectiligne dont la direction de polarisation ne coïncide pas avec l'un des axes principaux d'une fibre biréfringente, [3.6]

La période pour laquelle l'onde incidente retrouve sa polarisation initiale est la longueur de battement. Elle est fonction de la biréfringence et de la longueur d'onde guidée par la fibre telle que :

$$L_{\text{batt}} = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B} \quad (3.114)$$

IV-2. Analyse de l'interféromètre à deux ondes

IV-2.1. Principe

Nous présentons sur la Figure 3.6 le système interférentiel. Il est composé d'un premier polariseur P_1 placé à l'entrée de la fibre biréfringente et d'un deuxième polariseur P_2 placé à la sortie du dispositif qui tient le rôle d'un analyseur.

Le polariseur permet d'obtenir à partir d'une source de lumière non polarisée (celle issue par exemple de la source optique large spectre) une lumière polarisée rectilignement.

La fibre biréfringente éclairée par un état de polarisation rectiligne, non parallèle à un de ses axes propres, décompose l'état incident en deux états de polarisation LP_{01}^x et LP_{01}^y rectilignes orthogonaux et orientés suivant ses axes propres. A l'entrée de la fibre biréfringente, les deux états de polarisations sont synchronisés.

Dans la fibre biréfringente, les deux états de polarisation se propagent avec des vitesses de propagation différentes. Après une longueur de parcours L_B , les deux états de polarisation sont retardés de la différence de marche δ_m (ou déphasés de Ψ). Le rôle de l'analyseur placé en sortie de la fibre est de sommer chacune des deux contributions déphasées et de les faire interférer. L'intensité transmise dépend alors du déphasage Ψ entre les deux états de polarisation.

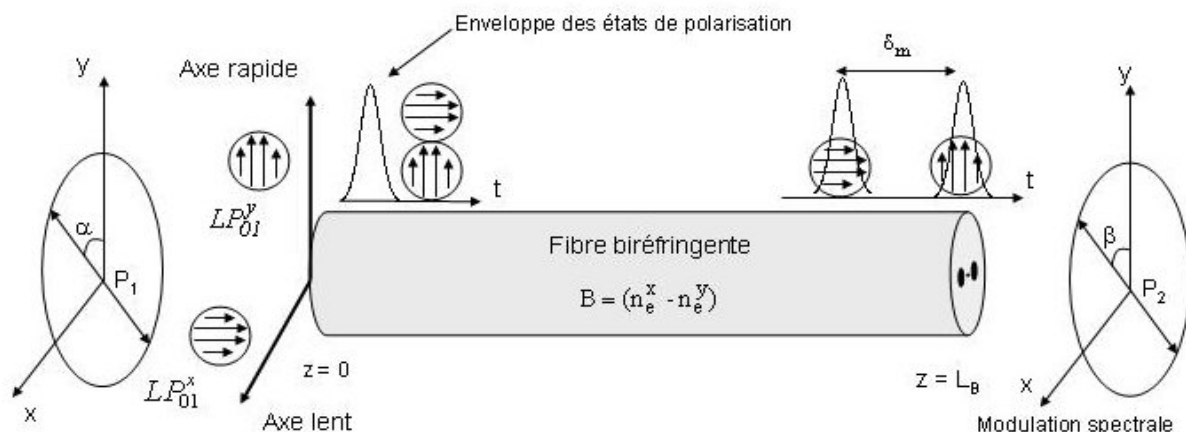


Figure 3.6 : Système interférentiel composé de deux polariseurs et séparés d'une fibre biréfringente

IV-2.2. Intensité transmise à travers un système interférentiel

Nous donnons ici l'expression de l'intensité transmise en sortie de l'interféromètre. Le lecteur pourra s'il le désire, trouver en annexe 6 la démonstration complète de cette expression. Le calcul conduit alors à l'expression du courant en sortie de l'interféromètre en fonction du déphasage Ψ entre les deux états de polarisations et des angles α et β du polariseur et de l'analyseur par rapport au repère fixe O_{xy} formé par les axes neutres de la fibre biréfringente :

$$I = \frac{I_0}{2} \cdot (\cos^2 \alpha \cdot \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \beta) (1 + V \cdot \cos \Psi) \quad (3.115)$$

Nous donnons le facteur de visibilité donné classiquement par le rapport :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.116)$$

où I_{\max} et I_{\min} sont les intensités maximale et minimale du signal interférométrique.

Il est souhaitable que le facteur de visibilité ainsi que l'intensité transmise soient maximum. Cela impose alors que les angles α et β soient égaux et en valeur absolue à $\pi/4$, de sorte qu'il existe deux dispositions du polariseur et de l'analyseur qui permettent d'observer le phénomène d'interférence avec le maximum d'intensité transmise :

↳ lorsque le polariseur et l'analyseur sont parallèles et orientés à 45° des axes neutres du milieu biréfringent, l'intensité a alors pour expression :

$$I(\Psi) = \frac{I_0}{4} \cdot (1 + \cos \Psi) = \frac{I_0}{2} \cdot \cos^2 \frac{\Psi}{2} \quad (3.117)$$

↳ lorsque le polariseur et l'analyseur sont croisés à 45° des axes neutres du milieu biréfringent, l'intensité a alors pour expression :

$$I(\Psi) = \frac{I_0}{4} \cdot (1 - \cos \Psi) = \frac{I_0}{2} \cdot \sin^2 \frac{\Psi}{2} \quad (3.118)$$

avec Ψ la déphasage entre les deux états de polarisations.

IV-2.3. Mise en évidence de la modulation spectrale

Lorsqu'une onde multi-chromatique issue d'une source optique large spectre est injectée sur l'interféromètre fibré, l'intensité transmise s'écrit en fonction de la pulsation ω . Si les deux polariseurs sont parallèles ou croisés par rapport aux axes neutres de la fibre biréfringente, le maximum d'intensité est obtenu :

$$I(\omega) = \frac{I_0}{4} [1 \pm \cos(\Psi(\omega))] = \frac{I_0}{4} [1 \pm \cos(\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega) \cdot L_B)] \quad (3.119)$$

Après examen de cette expression, il existe des longueurs d'onde ($\lambda = 2\pi c/\omega$) pour lesquelles l'intensité transmise est maximale et d'autres qui l'annulent. Entre ces deux états extrêmes, l'intensité varie de manière sinusoïdale. L'intensité lumineuse est donc modulée en fonction de la longueur d'onde. Le spectre obtenu est alors dit cannelé.

$\Delta\beta(\omega)$ est la différence de constante de propagation entre les deux modes de propagation en fonction de la longueur d'onde $\Delta\beta(\omega) = \beta_x(\omega) - \beta_y(\omega)$ suivant les deux axes neutres de la fibre biréfringente. Son développement en série de Taylor au second ordre autour de la pulsation ω_0 s'écrit alors :

$$\Delta\beta(\omega) = \Delta\beta(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \left. \frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \left. \frac{d^2\Delta\beta(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (3.120)$$

Le premier terme de l'expression (3.121) correspond à une constante. Le second terme est la dispersion modale de polarisation (PMD, pour "Polarization Mode Dispersion"). Le troisième terme est proportionnel à la différence de dispersion chromatique entre les deux états de polarisation. Ce dernier peut être négligé devant les deux autres termes de l'expression. L'expression du courant transmis s'écrit alors :

$$I(\omega) = \frac{I_0}{4} \left(1 \pm \cos \left(\Delta\beta(\omega_0) \cdot L_B + \Delta\omega \cdot \left. \frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \cdot L_B \right) \right) \quad (3.121)$$

La périodicité fréquentielle des franges d'interférences dans le spectre d'intensité détecté vaut alors :

$$\delta\omega = \frac{2\pi}{L_B} \left(\frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} \right)^{-1} \quad (3.122)$$

Nous montrons dans l'annexe 7 que la dispersion modale de polarisation est fonction de la biréfringence et de sa variation avec la longueur d'onde :

$$\frac{d\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{c} \cdot B(\omega) + \omega \cdot \frac{dB(\omega)}{d\omega} \quad (3.123)$$

Dans les fibres fortement biréfringentes, la biréfringence est provoquée par contraintes et varie alors faiblement avec la longueur d'onde. La dérivée de la biréfringence en fonction de la pulsation ω est alors pratiquement nulle.

$$\frac{d\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega)}{d\omega} \approx \frac{1}{c} \cdot B(\omega) \quad (3.124)$$

En remplaçant l'expression précédente dans celle donnée en (3.122), nous déterminons les périodicités des franges d'interférences. Elles sont périodiques en ω car la période fréquentielle $\delta\omega$ est indépendante de la pulsation, et quasi-périodiques en longueur d'onde car la période spectrale $\delta\lambda$ dépend de la longueur d'onde :

$$\begin{cases} \delta\omega = \frac{2\pi \cdot c}{B \cdot L_B} \\ \delta\lambda = \frac{\lambda^2}{B \cdot L_B} \end{cases} \quad (3.125)$$

Nous présentons sur la Figure 3.7 et la Figure 3.8, la représentation de la modulation interférométrique dans le domaine des fréquences optiques et des longueurs d'ondes respectivement, d'une source optique large spectre prise d'allure gaussienne arbitrairement.

Sur la Figure 3.7, le facteur de visibilité est maximal (égal à 1). La modulation est périodique, car la période fréquentielle est constante.

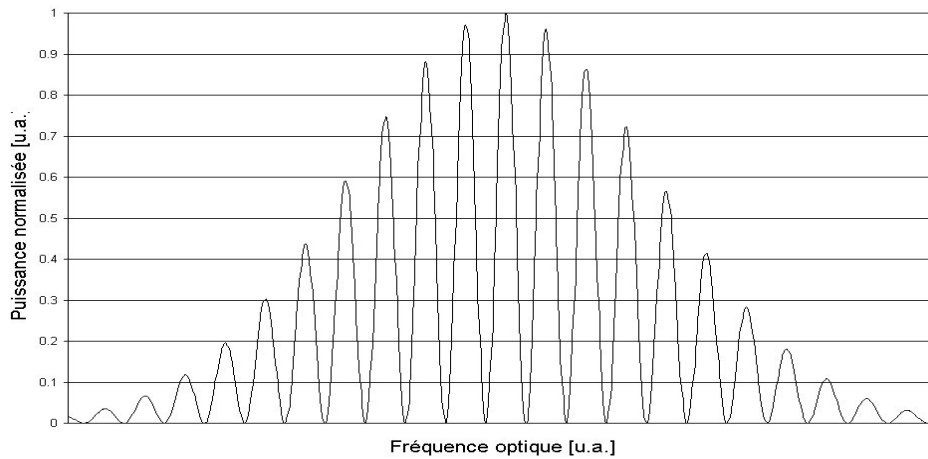


Figure 3.7 : Modulation interférométrique d'une source optique large spectre d'allure gaussienne dans le domaine des fréquences optiques ω lorsque le facteur de visibilité est égale à 1

Sur la Figure 3.8, la même modulation est représentée dans le domaine des longueurs d'onde. Elle est aperiodique car la période varie en fonction de λ , (3.125). L'effet du facteur de visibilité est également montré.

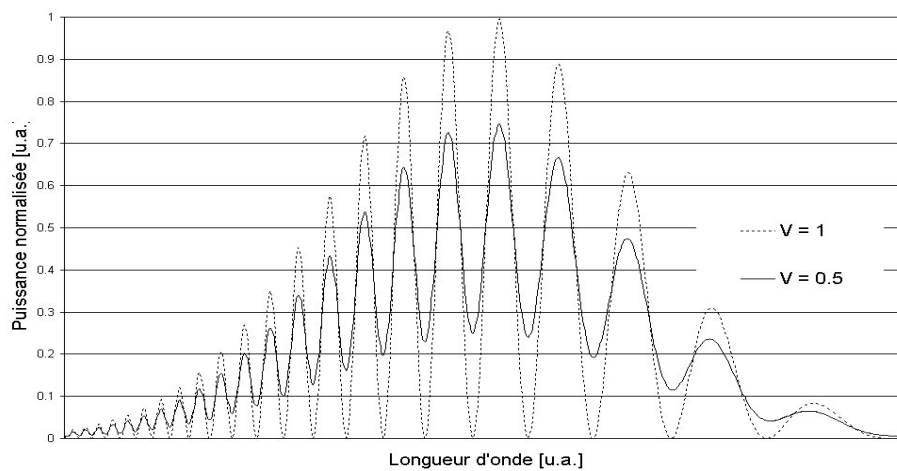


Figure 3.8 : Modulation interférométrique d'une source optique large spectre d'allure gaussienne dans le domaine des longueurs d'onde λ pour deux valeurs du facteur de visibilité

IV-3. Les fibres biréfringentes

Les fibres biréfringentes peuvent être classées en deux catégories suivant l'importance de leur biréfringence intrinsèque :

- ↳ les fibres dont la biréfringence est très faible. Elles possèdent des longueurs de battement grandes, typiquement de l'ordre de plusieurs mètres. La fibre biréfringente à cœur elliptique fait partie de cette catégorie.
- ↳ Les fibres qui présentent une très forte biréfringence, de l'ordre de 10^{-3} , et qui possèdent donc une très faible longueur de battement (de l'ordre du millimètre). Ces fibres permettent un bon maintien de polarisation. Les deux types les plus courants de fibres fortement biréfringentes sont les fibres appelées "Bow-tie" et "Panda".

La fibre biréfringente de type "Panda" est la plus répandue. Elle sera utilisée pour le montage interférométrique. Nous allons maintenant étudier sa structure.

IV-3.1. La fibre "Panda"

Une méthode efficace pour introduire de la biréfringence dans la fibre est de créer des contraintes asymétriques, avec deux régions génératrices de contraintes symétriques de part et d'autre du cœur. Dans ces régions, on incorpore des dopants dans la gaine optique en silice. L'oxyde de bore (B_2O_3) ou le fluor sont des dopants qui modifient les propriétés thermiques (coefficients de dilatation).

La biréfringence va apparaître lors du refroidissement de la fibre. Pour le fibrage, la fibre est chauffée à une température avoisinant $1800^\circ C$. A cette température, la biréfringence est nulle car il n'y a pas de contraintes appliquées sur le cœur. Lors du refroidissement, les matériaux dopés dont le coefficient de dilatation est plus élevé se contractent et placent le cœur en contrainte d'extension. Cette répartition de contraintes conduit par effet élasto-optique à une différence d'indice entre les deux directions où les contraintes sont différentes, ce qui constitue les axes principaux de la fibre biréfringente.

Ainsi les parties qui appliquent les contraintes ont des coefficients de dilatation différents :

- ↳ α_2 : coefficient de dilatation de la gaine,
- ↳ α_3 : coefficient de dilatation des régions génératrices de contraintes, dont on a changé les propriétés en incorporant des dopants.

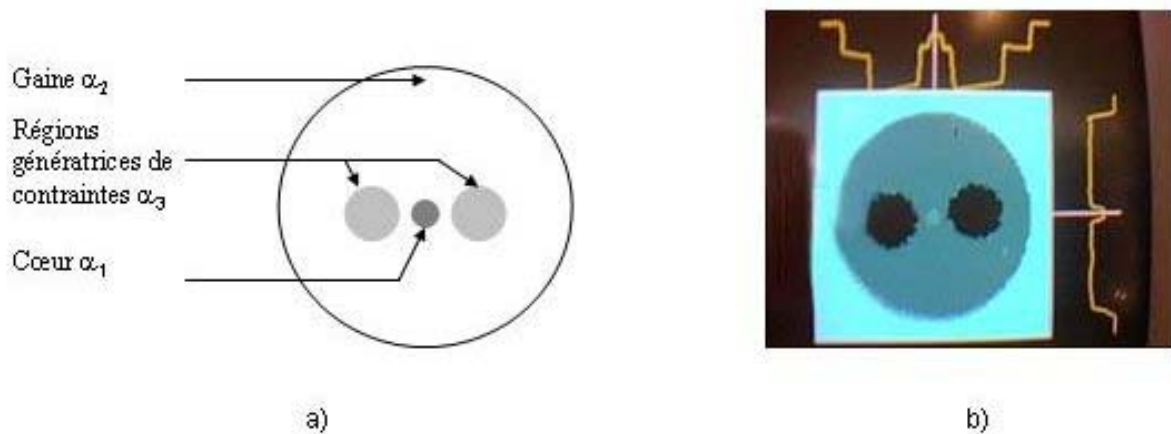


Figure 3.9 : a) Répartition des coefficients de dilatation α dans une fibre "Panda",
b) Face de sortie de la fibre "Panda" utilisée et profil d'indice suivant les deux axes neutres

La Figure 3.9 représente une fibre "Panda" et les différents coefficients de dilatations thermiques. L'anisotropie des contraintes est imposée par une répartition autour du cœur de matériaux de propriétés différentes. Les régions génératrices de contraintes et la gaine sont deux zones distinctes et constituent les parties qui appliquent les contraintes.

IV-3.2. Mesure de la biréfringence d'un tronçon de fibre "Panda"

La mesure de la biréfringence d'une bobine de fibre "Panda" basée sur l'étude du spectre cannelé a été réalisée. Le montage illustré en Figure 3.10 est constitué d'une source optique large spectre (SLED), d'un tronçon de 0.913 m de fibre disposée entre deux polariseurs, et de deux objectifs de microscope. Le flux lumineux issu de la source optique est collimaté grâce au premier objectif. Il en émerge alors un faisceau de rayons parallèles incident au premier polariseur. Le deuxième objectif placé après l'analyseur permet d'injecter

le flux collecté dans un tronçon de fibre optique relié à un dispositif de mesure. Une première étude en puissance est destinée à orienter le premier polariseur à 45° des axes neutres de la fibre biréfringente afin d'exciter de manière équilibrée ses deux états de polarisation. Pour cela, on cherche la position du premier polariseur pour laquelle des puissances égales sont mesurées lorsque l'analyseur subit une rotation de 90° . Puis le positionnement de l'analyseur (croisé ou parallèle au premier polariseur) est obtenu lors d'une étude spectrale lorsqu'est mesurée sur le spectre cannelé un contraste maximal. Le spectre cannelé observé est représenté sur la Figure 3.11.

La biréfringence a été mesurée à 4.74×10^{-4} à température ambiante.

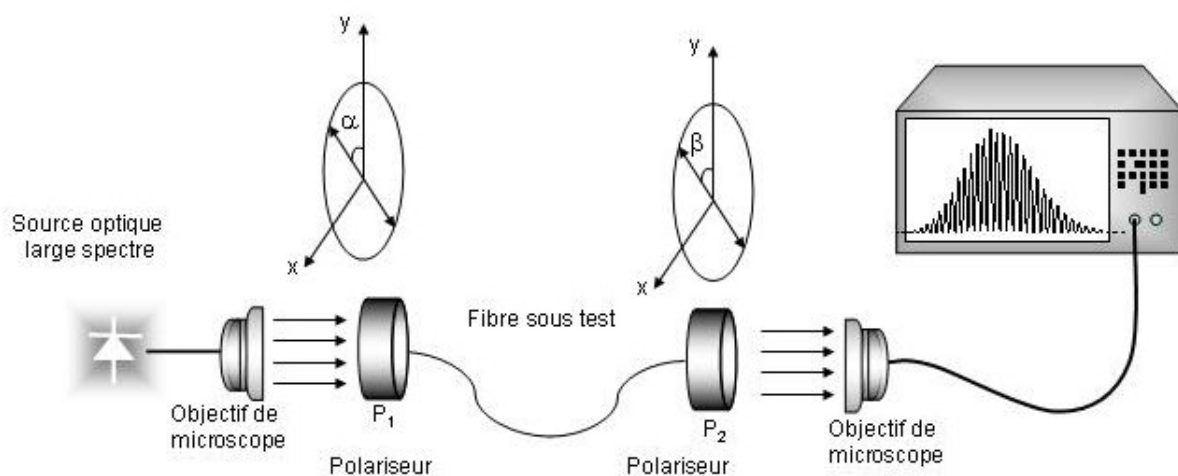


Figure 3.10: Banc expérimental pour la mesure de la biréfringence par la méthode du spectre cannelé

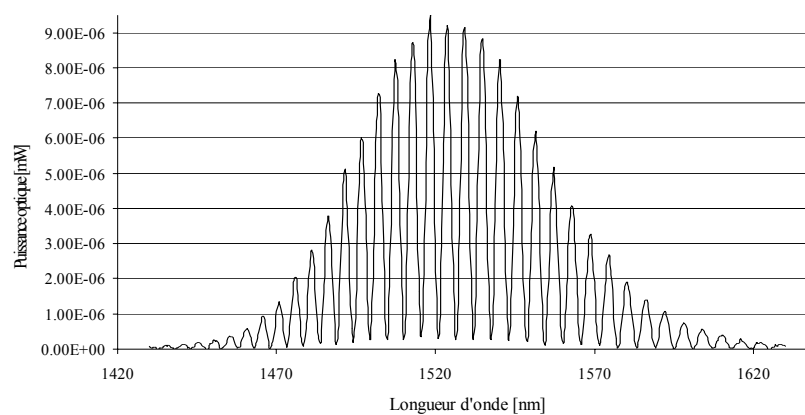


Figure 3.11: Spectre cannelé mesuré sur l'analyseur de spectre

IV-4. L'interféromètre de Mach-Zehnder fibré

IV-4.1. Mise en oeuvre

Il existe aujourd'hui des polariseurs fibrés. Sur une petite longueur de fibre, l'enrobage et la gaine de la fibre sont remplacés par un matériau qui va sélectionner un état de polarisation. Ce montage permet alors d'obtenir un taux d'extinction entre les deux états de polarisation de plus de 40 dB.

L'interféromètre de Mach-Zehnder fibré est constitué de deux polariseurs fibrés et d'une longueur de fibre biréfringente précédemment caractérisée. A partir de la longueur donnée de fibre optique SMF dispersive de 25 km, nous déterminons la longueur de fibre biréfringente nécessaire pour fixer la fréquence centrale du filtre à 4 GHz. Cette fréquence a été choisie dans la bande passante des différents éléments optoélectroniques utilisés (modulateur et photodiode) et également afin de minimiser les pertes électrique induites par la modulation DBL. A partir de l'approximation de la fréquence centrale du filtre donnée dans le chapitre précédent (parce que la dispersion de la fibre est variable et la modulation spectrale apériodique), nous trouvons $L_B = 8.5$ m.

Le polariseur et l'analyseur présentent une fibre biréfringente en entrée et en sortie respectivement, dont les directions de polarisation autorisées sont confondues avec l'un des deux axes neutres de la fibre. Afin d'orienter convenablement les fibres biréfringentes entre elles (la fibre biréfringente sous test avec les fibres biréfringentes du polariseur et de l'analyseur), nous avons utilisé une soudeuse pour fibres à maintien de polarisation. Celle-ci autorise une rotation des deux fibres entre elles et contrôle l'écart angulaire. Les étapes de réalisation sont identiques à celles décrites dans le paragraphe précédent. Après soudures, l'interféromètre est disposé dans deux supports de radiateur creusés en vis-à-vis. Le filtre interférentiel est alors totalement indépendant (Figure 3.12).

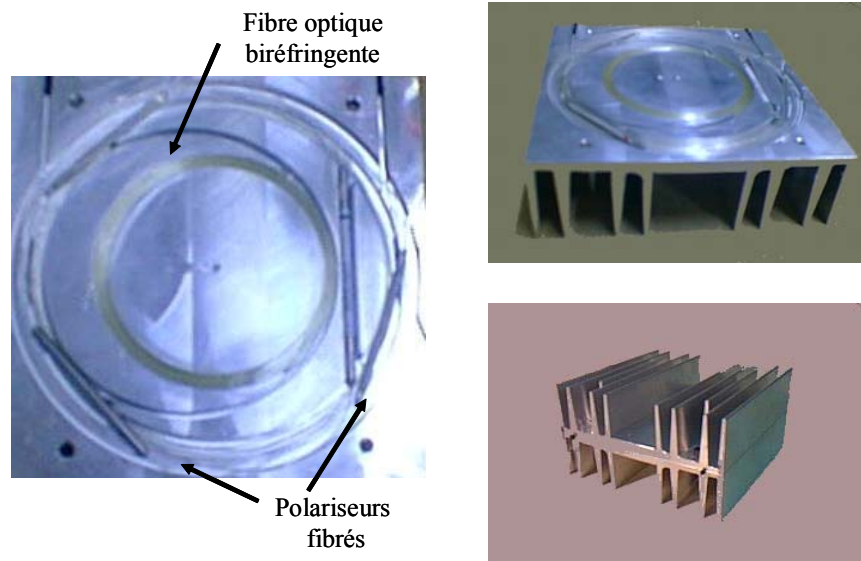


Figure 3.12 : Interféromètre fibré sous différentes vues

IV-4.2. Performances de l'interféromètre réalisé

Nous présentons sur la Figure 3.13 le spectre cannelé obtenu en sortie de l'interféromètre fibré porté à une température de 35 °C lorsqu'une source d'ASE est utilisée. Les pertes induites par l'interféromètre sont de 8.1 dB lorsqu'une source non polarisée est utilisée (c'est le cas de la source d'ASE). Ces pertes proviennent des pertes intrinsèques des deux polariseurs fibrés, des pertes de soudures entre les deux extrémités du tronçon de fibre biréfringente, et de 3 dB de pertes induites par chaque polariseur pour la polarisation rectiligne à l'entrée de l'interféromètre et la sommation des deux composantes du champ électrique déphasées en sortie.

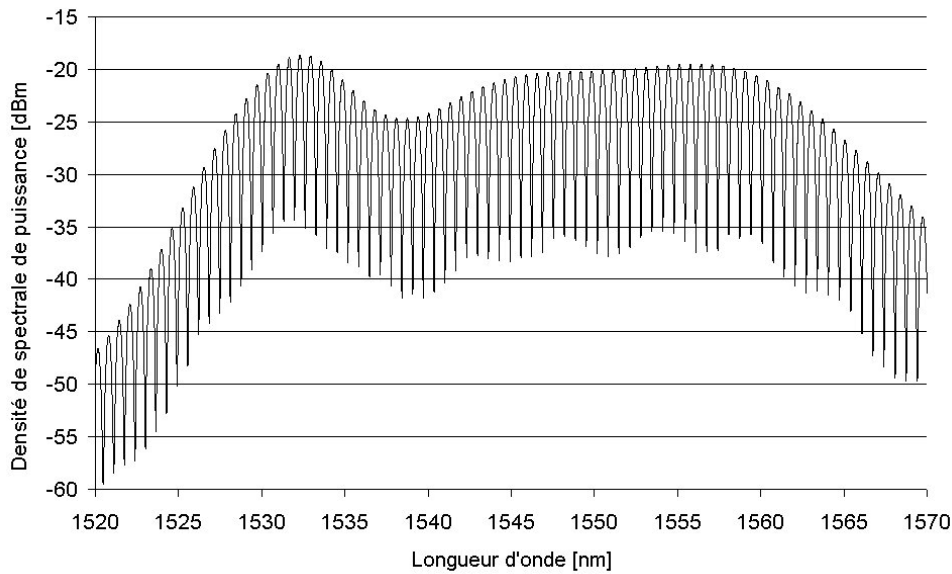


Figure 3.13 : Densité spectrale de puissance en sortie de l'interféromètre fibré

Nous présentons dans le Tableau 3.1 les périodes spectrales mesurées que nous pouvons comparer avec celles calculées à partir de l'expression (3.125). Nous notons alors une très bonne concordance entre ces valeurs et la croissance de la période spectrale en fonction de la longueur d'onde. Le taux de modulation spectrale (différence en échelle logarithmique entre un maximum et un minimum consécutif du spectre cannelé) obtenu est en moyenne supérieur à 15 dB. Le facteur de visibilité est donc, dans ces conditions, proche de sa valeur maximale égale à 1.

	1520 nm	1530 nm	1540 nm	1550 nm	1560 nm	1570 nm
Période spectrale mesurée [nm]	0.629 ± 0.003	0.634 ± 0.003	0.643 ± 0.003	0.643 ± 0.003	0.665 ± 0.003	0.665 ± 0.003
Taux de modulation spectral [dB]	14.1	16.8	17.3	17.5	18	16.8
Période spectrale théorique [nm]	0.625	0.633	0.642	0.65	0.659	0.667

Tableau 3.1 : Période spectrale mesurée et calculée ; taux de modulation mesuré

V- Caractérisation du modulateur

V-1. Analyse statique du modulateur

L'analyse statique du modulateur comprend le relevé de la caractéristique statique et de la détermination des pertes d'insertion du modulateur.

Le relevé de la caractéristique du modulateur consiste à mesurer la puissance optique continue en sortie en fonction de la tension de polarisation. Parce que la source que nous utiliserons lors du montage du filtre microonde est polychromatique, nous effectuerons la mesure de plusieurs caractéristiques en fonction de la longueur d'émission d'une source laser accordable.

Les pertes d'insertion du modulateur proviennent des pertes induites par le polariseur intégré à l'entrée du modulateur auxquelles se rajoutent celles dues à la propagation des modes dans les guides optiques (constituant les deux bras de l'interféromètre), et celles dues aux couplages entre le mode optique de la fibre d'excitation et celui des guides d'ondes (à l'entrée et à la sortie de l'interféromètre). Pour cette mesure, le modulateur doit, de plus, être polarisé sur un maximum de sa fonction de transfert.

Le montage réalisé, commun à la mesure des pertes d'insertion du modulateur et des relevés des caractéristiques statiques, est représenté sur la Figure 3.14. Les mesures des différentes caractéristiques statiques du modulateur en fonction de la longueur d'onde sont données sur la Figure 3.15.

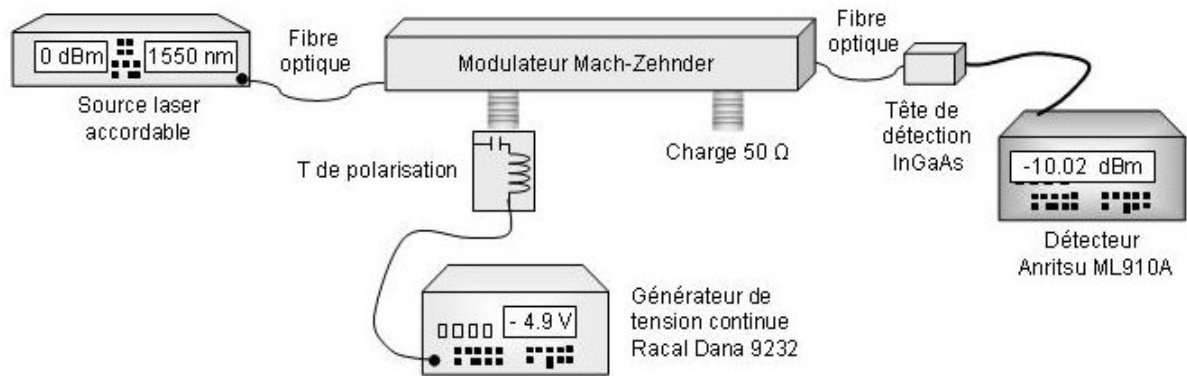


Figure 3.14 : Schéma de principe de l'analyse statique du modulateur

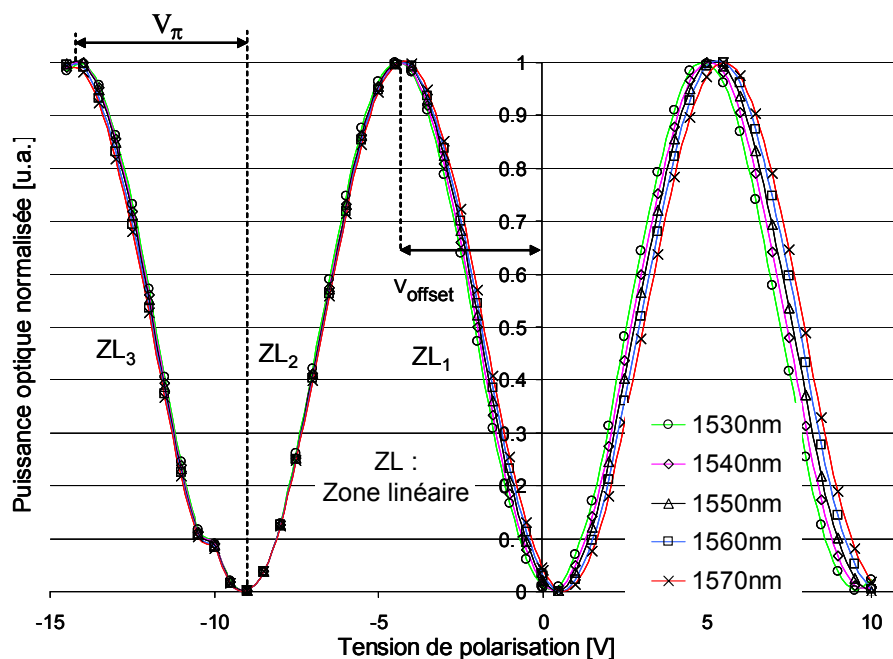


Figure 3.15 : Fonction de transfert du modulateur normalisée en fonction de la tension de polarisation et paramétrée par la longueur d'onde d'émission de la source laser

La puissance de la source laser accordable a été fixée à 0 dBm pour les différentes longueurs d'onde émises. Pour chaque mesure de la caractéristique en fonction de la longueur d'onde, l'alignement entre la direction de l'onde électromagnétique de la source et la direction de polarisation du polariseur a été optimisé.

Les pertes d'insertion du modulateur sont estimées à 5.1 dB. Nous avons démontré dans le chapitre précédent l'expression de la tension demi onde et de sa dépendance avec sa

longueur d'onde. Ceci est validé par la mesure. La tension demi onde a été mesurée pour plusieurs longueurs d'onde (Tableau 3.2).

	1530 nm	1540 nm	1550 nm	1560 nm	1570 nm
V_{π} [V]	4.66	4.71	4.74	4.82	4.87

Tableau 3.2 : Tension V_{π} en fonction de la longueur d'onde

Aussi, afin que cette dépendance ne soit pas pénalisante sur la modulation d'un spectre optique polychromatique, la tension de polarisation devra correspondre aux points de fonctionnement se situant au milieu des zones linéaires ZL_2 ou ZL_3 .

Nous observons également sur la Figure 3.15 un décalage des différentes fonctions de transfert, puisque pour une tension de polarisation nulle la puissance optique n'est pas maximale. Ce phénomène est imposé par une différence de longueur entre les deux bras interférométriques du modulateur. Une tension d'offset est alors mesurée égale à 4.4 V à 1550 nm.

V-2. Fonctionnement en régime modulé

V-2.1. Bande passante du système

La bande passante du système nous permet de situer le domaine de fréquence dans lequel nous pouvons travailler et est imposée par le modulateur électrooptique associé au T de polarisation. Afin d'effectuer cette mesure, un signal microonde va être superposé à la tension de polarisation. Nous avons vu précédemment que le signal optique en sortie du modulateur se décompose en une série de composantes à des fréquences multiples de la fréquence de modulation. La détermination de la bande passante va être effectuée en mesurant l'évolution

en puissance de la composante fondamentale uniquement. Pour cela, le modulateur doit être polarisé au milieu de la zone linéaire afin d'optimiser la composante du signal à la fréquence fondamentale. Pour régler correctement la tension de polarisation, un signal à la fréquence f_0 est transmis au modulateur, et la tension de polarisation est ajustée de manière à minimiser la composante optique à $2f_0$. La tension de polarisation correspondante est de -4.9 V. La puissance microonde de modulation injectée est égale à 0 dBm.

La mesure de la bande passante du système est effectuée à l'aide du montage schématisé de la Figure 3.16. Le modulateur est éclairé par le faisceau lumineux issu d'une diode laser à 1540 nm. L'amplitude de la composante fondamentale issue du modulateur est mesurée avec un analyseur de spectre de modulation optique (analyseur de spectre microonde avec un photodétecteur intégré préamplifié en entrée).

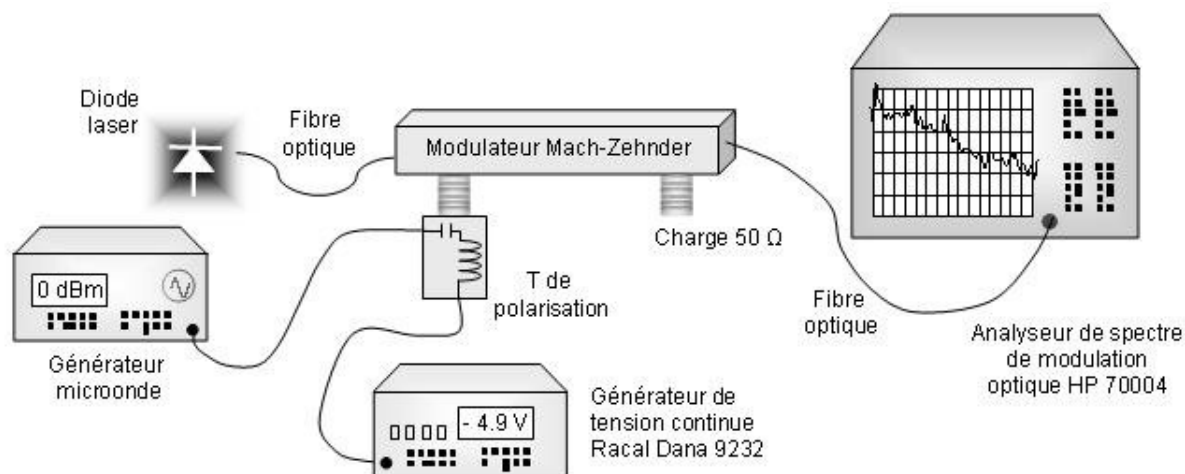


Figure 3.16 : Montage réalisé pour la mesure de la bande passante du modulateur

Nous présentons sur la Figure 3.17 l'évolution du niveau en puissance normalisée de la fréquence fondamentale en sortie du modulateur en fonction de la fréquence de modulation. Les pertes électriques sont imposées par la bande passante du modulateur (supérieure à 20 GHz) associé au T de polarisation (26 GHz). La bande passante à -3 dB du système n'a pu être mesurée car celle-ci se situe au-delà de la fréquence de mesure maximale de l'analyseur de spectre de modulation. Le comportement en fréquence est stable jusqu'à 10 GHz, ce qui nous permet d'envisager sans difficultés un bon fonctionnement du système pour la synthèse du filtre opto-microonde autour de 4 GHz.

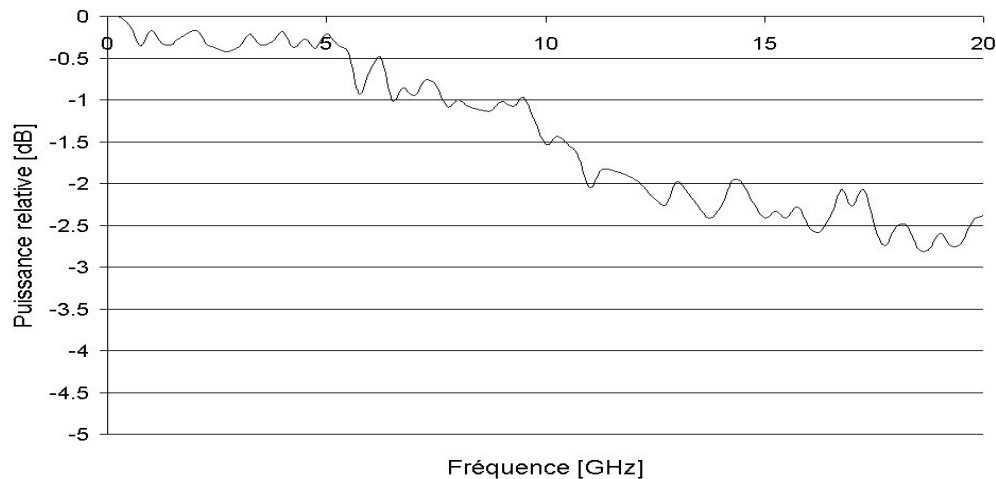


Figure 3.17 : Bande passante du système

V-2.2. Evolution de la puissance optique à la fréquence fondamentale

Nous étudions l'évolution de la puissance optique $P_{\text{opt}}|_{f_m}$ à la fréquence de modulation f_m en fonction de la puissance du signal RF de modulation. Cette mesure est comparée aux valeurs théoriques calculées dont le développement a été limité à l'ordre 1 et dont nous rappelons l'expression :

$$P_{\text{opt}}|_{f_m} = 4 \cdot \left(\sum_{k=0}^{\infty} L_k \cdot L_{k+1} \right) \cdot \cos(\omega_m t) \quad (3.126)$$

où l'expression de L_k est donnée en annexe 5.

Le montage réalisé est le même que celui présenté sur la Figure 3.16. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 3.18.

L'allure de la courbe mesurée coïncide bien avec celle calculée malgré une différence d'amplitude d'environ 2. Nous supposons que l'erreur commise provient de l'appareil de mesure, puisque, comme nous le verrons plus tard lors du calcul théorique de la puissance électrique en sortie de la photodiode, une très bonne concordance est obtenue entre la puissance électrique mesurée (avec un autre appareil de mesure) et celle calculée.

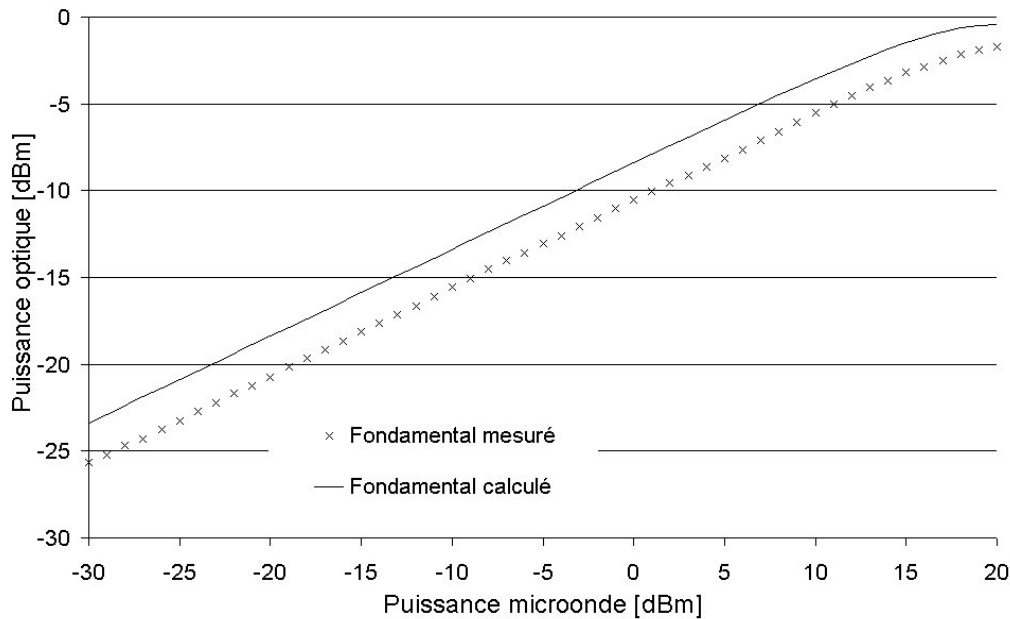


Figure 3.18 : Evolution du niveau de puissance à la fréquence de modulation en fonction de la puissance du signal microonde

V-2.3. Effet de la dispersion sur la bande passante de transmission

Comme nous l'avons démontré dans le chapitre précédent, la modulation DBL associée à la dispersion chromatique de la fibre dispersive impose des évanouissements de la puissance électrique en fonction de la fréquence de modulation. Nous présentons dans ce paragraphe les différentes mesures effectuées. La Figure 3.19 illustre le montage expérimental réalisé pour la mesure de la bande passante lorsqu'une source optique monochromatique est utilisée. Nous avons réalisé plusieurs séries de mesures. La première consiste à déterminer le paramètre de chirp ν du modulateur. Puis nous avons étudié l'influence de la longueur d'onde et de la tension de polarisation sur la valeur de la fréquence d'évanouissement.

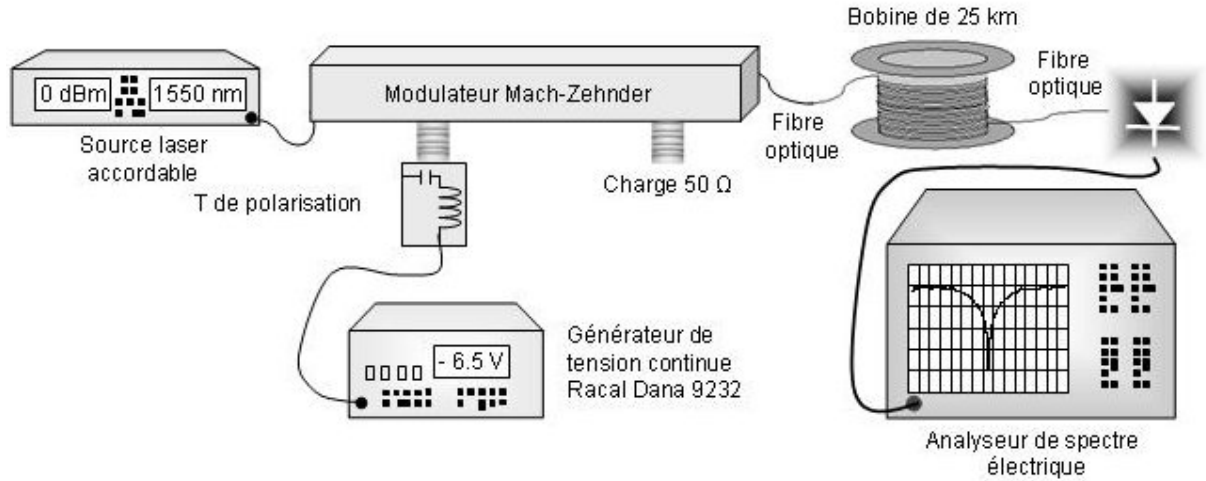


Figure 3.19 : Montage effectué pour la mesure du paramètre de chirp du modulateur

En régime petit signal (c'est-à-dire lorsque la tension du signal de modulation est faible), et pour une tension de polarisation au milieu de la zone linéaire ($U_0 = V_\pi/2$), nous montrons que l'on peut faire une approximation entre le paramètre de chirp ν et le paramètre α_{MZ} . En effet rappelons que l'expression liant ν et α_{MZ} :

$$\alpha_{MZ} = -\nu \cdot \cotan(\Delta\phi) \tag{3.127}$$

avec $\Delta\phi = \pi \cdot U_0 / (2 \cdot V_\pi)$ en régime petit signal.

Lorsque le point de fonctionnement du modulateur se situe au milieu de la zone linéaire ZL_1 , $\Delta\phi = -\pi/4$, de sorte que nous pouvons faire l'approximation :

$$\alpha_{MZ} \approx \nu \tag{3.128}$$

Les pertes électriques s'écrivent alors en fonction du paramètre de chirp ν du modulateur lorsque $U_0 = -V_\pi/2$:

$$\alpha_{MZ}^{DBL} = \cos \left(\frac{\pi \cdot L \cdot D \cdot \lambda_0^2 \cdot f_m^2}{c \left(1 - \frac{2}{\pi} \cdot \arctan(\nu) \right)} \right) \tag{3.129}$$

La longueur d'onde de la source laser a été choisie arbitrairement à 1540 nm. La dispersion chromatique vaut alors 16.285 ps/[(km.nm)]. La Figure 3.20 illustre en trait plein

l'évanouissement mesuré de la composante RF du signal électrique causés par la dispersion chromatique et la propagation d'un signal DBL radio sur fibre. Une atténuation de plus de 20 dB est alors obtenue pour une fréquence de 10 GHz. Afin de déterminer le paramètre de chirp du modulateur, nous avons cherché la valeur de ν pour laquelle la courbe théorique se confond avec celle obtenue expérimentalement. Nous remarquons alors que le paramètre de chirp réduit la bande passante du système. Une valeur de $\nu = -0.63$ est obtenue. Elle est proche de celle donnée par le constructeur ($\nu = -0.7$).

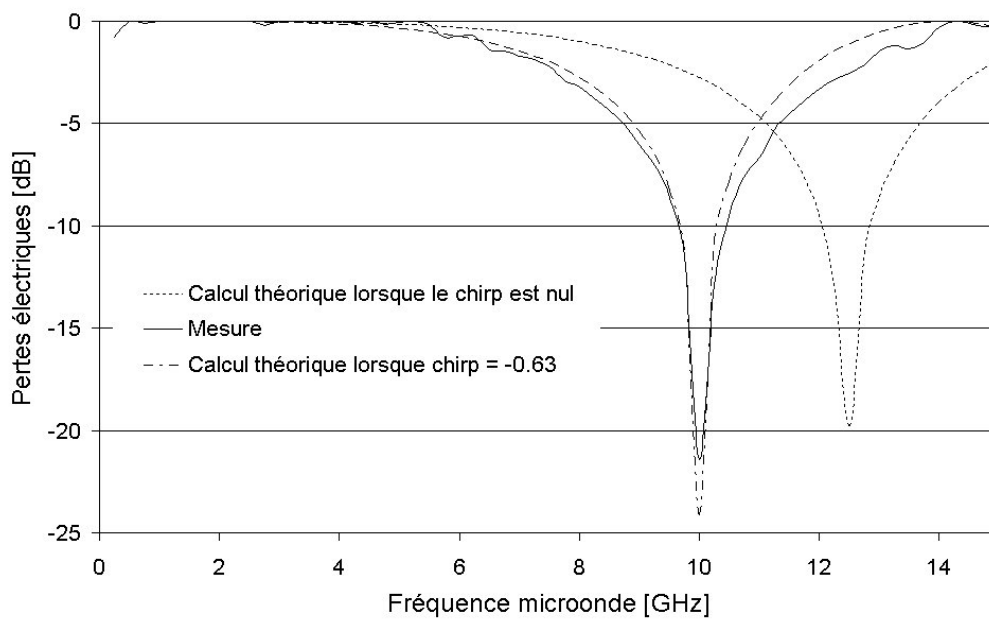


Figure 3.20 : Pertes électriques induites par la modulation DBL

Nous avons par la suite étudié l'évolution des pertes électriques induites par la modulation DBL en fonction de la tension de polarisation. Le modulateur autorise plusieurs zones de modulation linéaire lorsque le point de fonctionnement est multiple impair de V_π (Figure 3.15). Suivant ces tensions de polarisations ($-V_\pi/2$, $-3V_\pi/2$, $-5V_\pi/2$), le chirp du modulateur, déterminé à partir de l'équation (2.23), est égal ou de signe opposé à α_{MZ} ($\nu = -\alpha_{MZ}$, $\nu = \alpha_{MZ}$ respectivement). Les fréquences d'évanouissements dépendent donc de la tension de polarisation, comme le montre les mesures effectuées et présentées sur la Figure 3.21.

Aussi, d'après cette remarque et celle faite au paragraphe V-1., le point de fonctionnement est choisi dans la zone 3, afin, d'une part d'augmenter la bande passante du système (on décale le premier pic d'évanouissement aux hautes fréquences), et d'autre part de minimiser la dépendance de la caractéristique statique du modulateur avec la longueur d'onde.

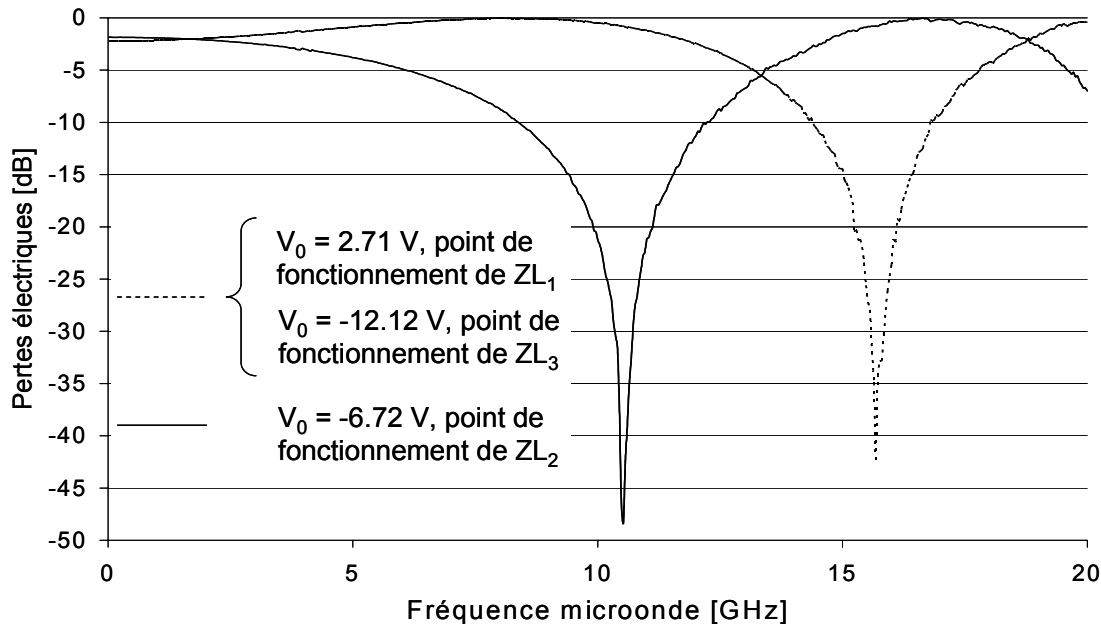


Figure 3.21 : Pertes électriques induites par la modulation DBL paramétrée en fonction de la tension de polarisation lorsque $\lambda = 1550$ nm

Enfin, une dernière série de mesures a permis d'étudier la bande passante en fonction de la longueur d'onde de la source optique. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.22. Nous observons alors l'influence de la longueur sur la fréquence d'évanouissement comme envisagé par la théorie. Un décalage de 2.12 GHz a été obtenu pour deux longueurs d'ondes espacées de 60 nm.

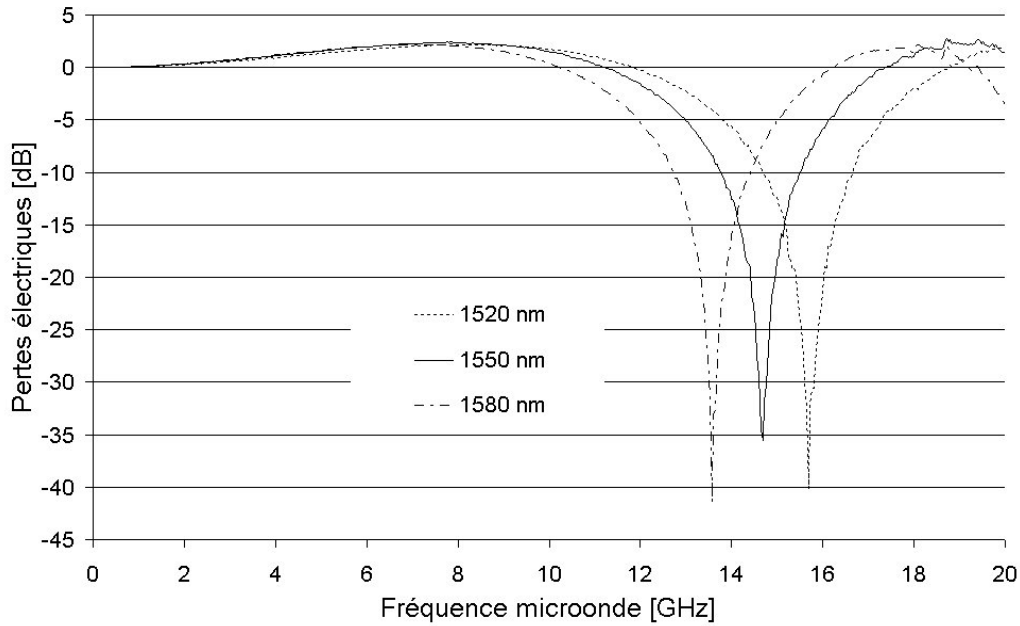


Figure 3.22 : Pertes électriques induites par la modulation DBL paramétrée en fonction de la longueur d'onde pour une polarisation dans la zone 3

Les résultats précédents montrent la dépendance de la bande passante avec la longueur d'onde. Autrement dit, les pertes et la fréquence d'évanouissement imposées par la modulation DBL sont fonctions de la longueur d'onde. L'expression analytique des pertes électriques dépend de la longueur d'onde et de la densité de puissance transportée par chacune d'elle :

$$\alpha_{\text{RF}}^{\text{DBL}} = \frac{\int P(\lambda) \cdot \cos \left(\frac{\pi \cdot L \cdot D_c \cdot \lambda^2 \cdot f_m^2}{c \cdot \left(1 - \frac{2}{\pi} \cdot \arctan(\alpha_{\text{MZ}}) \right)} \right) d\lambda}{\int P(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (3.130)$$

Les pertes électriques, lorsqu'une source large spectre est utilisée, ne peuvent être mesurées. En effet, le filtre en bande de base étudié dans le paragraphe II-2.2. prédomine sur la limitation imposée par la technique de modulation DBL. Nous ne donnons donc ici qu'une estimation des pertes introduites par la modulation DBL lorsqu'une source large spectre est utilisée. Nous avons alors étudié, à partir de l'équation précédente, l'influence de la largeur spectrale de sources polychromatiques sur la bande passante électrique. Nous considérons des

sources de puissance égale, et dans le cas de sources polychromatiques, une puissance équirépartie sur les différentes longueurs d'onde. L'expression précédente se simplifie alors uniquement à une sommation des fonctions en cosinus. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la Figure 3.23.

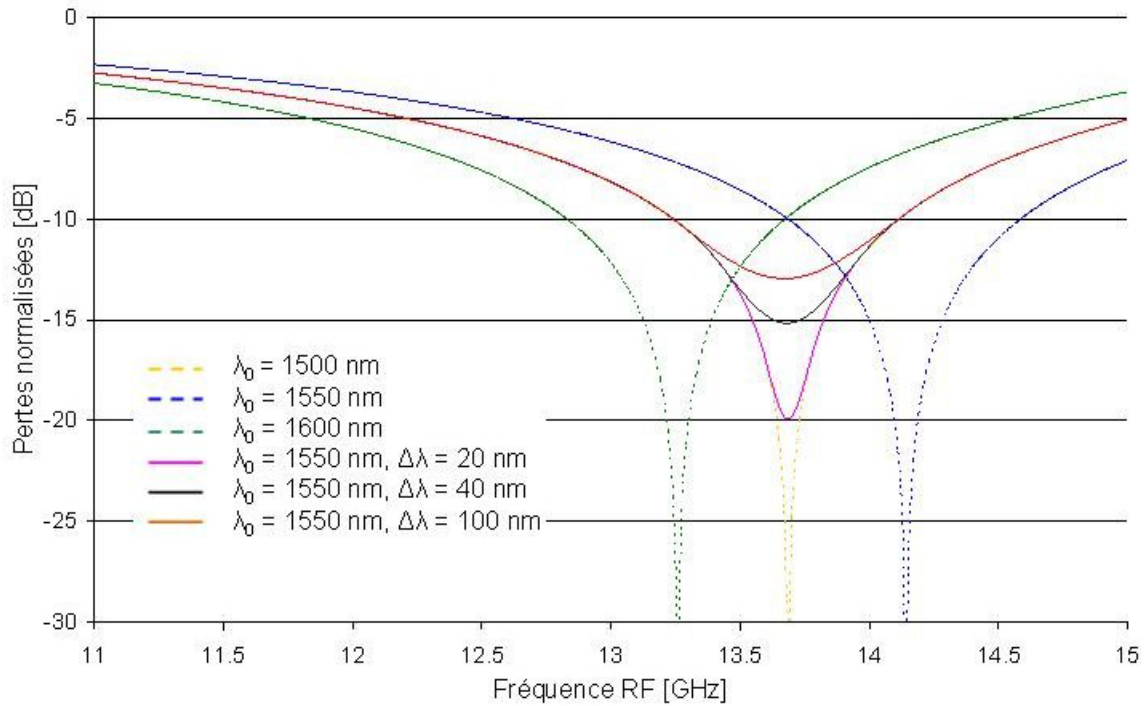


Figure 3.23 : Pertes électriques induites par une modulation DBL et la dispersion chromatique en fonction de la longueur centrale λ_0 de la source et de sa largeur spectrale $\Delta\lambda$

Nous nous apercevons que la bande de fréquence d'évanouissement s'élargit avec la largeur spectrale de la source, mais que l'allure des pertes est conservée en dehors de cette bande. De plus, pour deux sources dont les spectres sont centrés sur la même longueur d'onde, nous constatons que le maximum d'atténuation est atteint pour la même fréquence. Ceci explique pourquoi de nombreux chercheurs ont approximé les pertes induites par la modulation DBL d'une source optique large spectre par celles d'une source monochromatique centrée sur les mêmes longueurs d'onde [3. 7], [3. 8].

VI- La photodiode PIN

La photodiode InGaAs que nous avons utilisée possède une bande de détection comprise entre 0.8 μm et 1.55 μm . Elle présente un courant d'obscurité égal à 12 nA, une sensibilité donnée de 0.8 A/W mesurée à 1550 nm et une bande passante de 12 GHz (correspondant à un temps de réponse de 83 ps). La photodiode a été placée dans un boîtier avec son circuit de polarisation afin de la protéger contre les perturbations extérieures.

Les paragraphes suivant sont destinés à la mesure de la sensibilité et la bande passante de la photodiode. Une comparaison entre les données du constructeur et les résultats obtenus est alors faite.

VI-1. Analyse statique

Cette analyse consiste à mesurer la sensibilité de la photodiode en fonction de la puissance optique continue \bar{P}_{opt} incidente et paramétrée par la longueur d'onde d'émission de la source. Le photocourant continu issu de la photodiode est proportionnel à la puissance optique incidente et à la sensibilité de la photodiode S :

$$\bar{I} = S \cdot \bar{P}_{\text{opt}} \quad (3.131)$$

Le montage expérimental réalisé est présenté sur la Figure 3.24. Cette étude a été faite pour différentes longueurs d'onde, ce qui a nécessité l'utilisation d'une source laser accordable. Un coupleur optique fibré 2×2 a été disposé à la sortie de la source et permet de connaître la puissance optique continue incidente à la photodiode à partir d'une mesure de puissance à son autre sortie. Une caractérisation préalable du coefficient de couplage des voies entre elles en fonction de la longueur d'onde a donc été nécessaire. Nous déterminons le photocourant issu de la photodiode à partir de la tension lue à l'aide d'un voltmètre placé aux bornes de la photodiode. Connaissant S et \bar{P}_{opt} , nous en déduisons la sensibilité S de la photodiode à partir de (3.131).

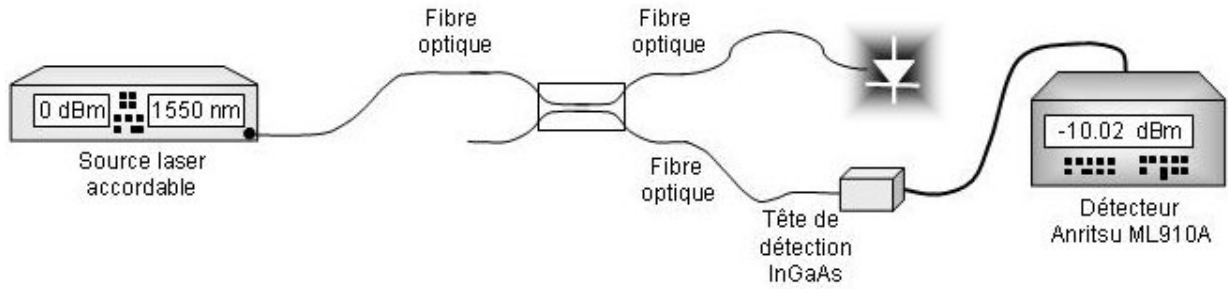


Figure 3.24 : Montage réalisé pour la mesure de la sensibilité de la photodiode

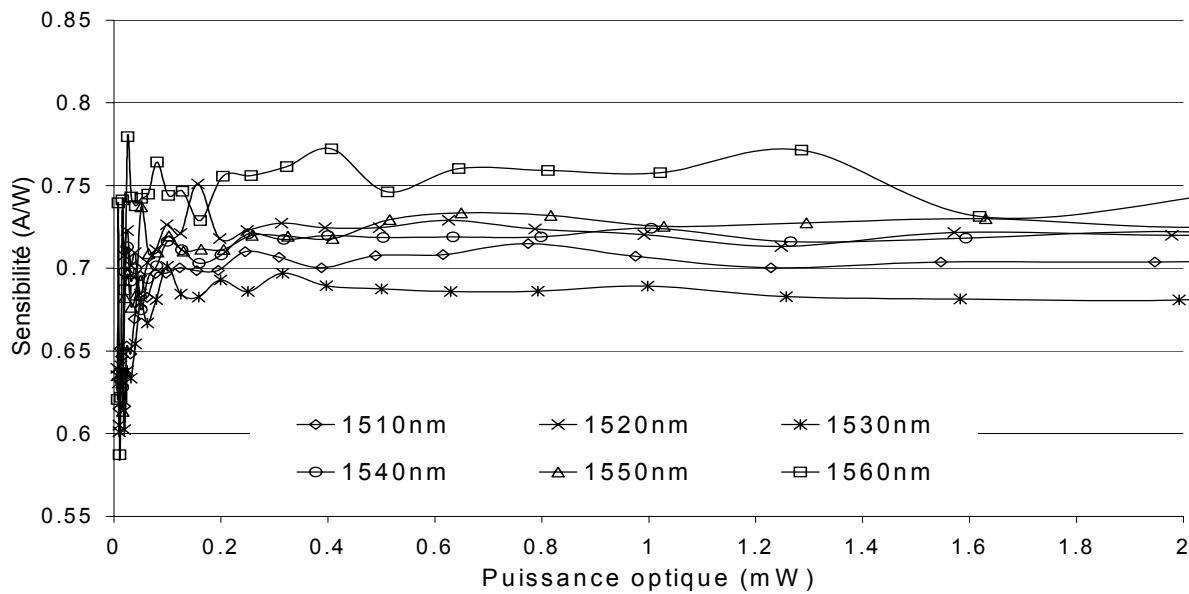


Figure 3.25 : Sensibilité mesurée en fonction de la puissance optique et de la longueur d'onde d'émission de la source

La sensibilité de la photodiode (à la fréquence de modulation nulle) mesurée est de $S_{mes} = 0.73 \text{ A/W}$ autour de 1550 nm. Elle concorde globalement néanmoins avec celle donnée par le constructeur ($S = 0.8 \text{ A/W}$).

Les mesures sont stables en fonction de la puissance optique, mais elles montrent une faible dépendance ($\pm 4.8\%$ autour de la valeur moyenne) à la longueur d'onde de l'onde optique (Figure 3.25).

VI-2. Analyse dynamique

L'analyse dynamique consiste à effectuer une mesure de l'évolution de la sensibilité en fonction de la fréquence de modulation et une mesure du niveau du signal électrique en sortie de photodiode. Nous étudions également le taux de modulation qui est une caractéristique du modulateur et de la photodiode. Le montage expérimental mis en œuvre est commun pour ces trois mesures (Figure 3.26).

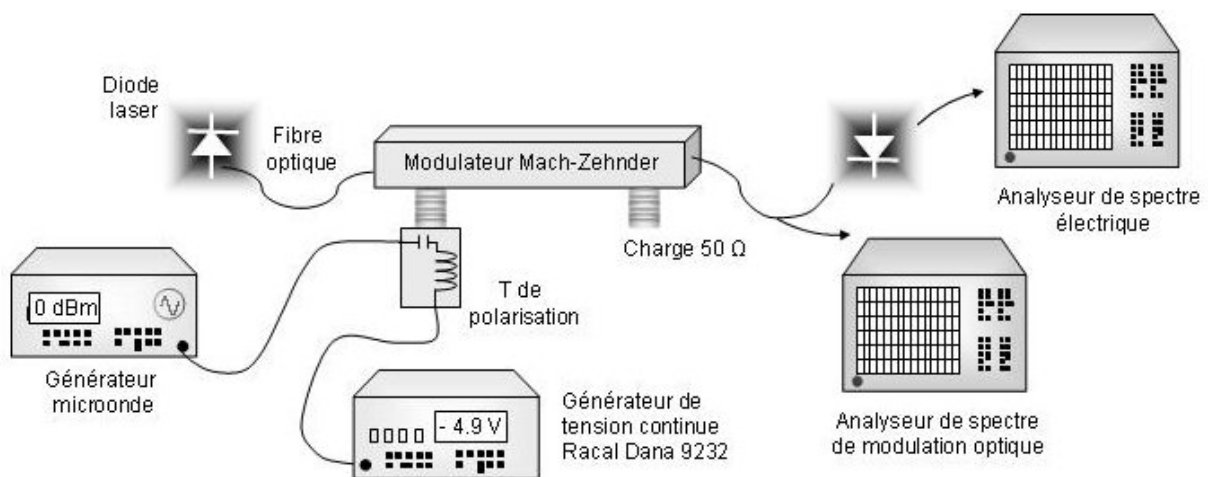


Figure 3.26 : Montage réalisé pour l'analyse dynamique de la photodiode

VI-2.1. Evolution de la sensibilité de la photodiode en fonction de la fréquence de modulation

La photodiode possède une impédance de charge interne de 50Ω . Elle peut être schématisée comme une source de courant de signal I_D , en parallèle avec une capacité parasite C_D et d'une résistance de charge interne R_D . Le schéma équivalent simplifié, lorsqu'un appareil de mesure (analyseur de spectre, voltmètre,...) est placé en parallèle, est donné sur la Figure 3.27, où I_{ph} est le photocourant issu de la photodiode (valeur crête) et R_C la résistance de charge de l'appareil de mesure.

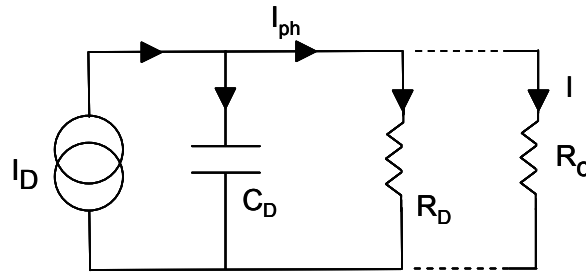


Figure 3.27 : Schéma équivalent simplifié de la photodiode avec la résistance de charge

Nous déterminons facilement le courant I traversant la charge R_C :

$$I = \frac{R_D}{R_D + R_C} \cdot I_{ph} \quad (3.132)$$

La puissance électrique disponible à la fréquence de modulation, aux bornes de la résistance de charge R_C de l'appareil de mesure, est $P_{elec}|_{f_m} = \frac{R_C \cdot I^2}{2}$, avec I la valeur crête du courant. Si les résistances sont égales ($R_D = R_C = R = 50 \Omega$), la puissance mesurée s'écrit en fonction du photocourant I_{ph} :

$$P_{elec}|_{f_m} = \frac{R}{8} \cdot I_{ph}^2 \quad (3.133)$$

Le photocourant est proportionnel à la puissance optique $P_{opt}|_{f_m}$ incidente à la photodiode et à sa sensibilité $S(f)$:

$$I_{ph} = S(f) \cdot P_{opt}|_{f_m} \quad (3.134)$$

Ainsi, à partir de l'expression (3.133), la sensibilité s'exprime comme :

$$S(f) = \sqrt{\frac{8 \cdot P_{elec}|_{f_m}(f)}{R \cdot P_{opt}^2|_{f_m}(f)}} \quad (3.135)$$

La mesure de la sensibilité de la photodiode en fonction de la fréquence nécessite deux analyseurs, l'un optique et l'autre électrique. Nous devons en effet nous affranchir de la bande passante du modulateur et de celle du T de polarisation, et donc connaître la puissance incidente à la photodiode, mesurée avec l'analyseur de spectre optique. Ainsi, dans

l'expression (3.135), à la fréquence de modulation $P_{\text{elec}}|_{f_m}$ est la puissance électrique en sortie de photodiode mesurée avec l'analyseur de spectre électrique, et $P_{\text{opt}}|_{f_m}$ est la puissance optique incidente à la photodiode mesurée avec l'analyseur de spectre optique.

Nous présentons sur la Figure 3.28, la variation de la sensibilité de la photodiode en fonction de la fréquence. La sensibilité de la photodiode autour de 4 GHz sera prise égale à 0.6 A/W.

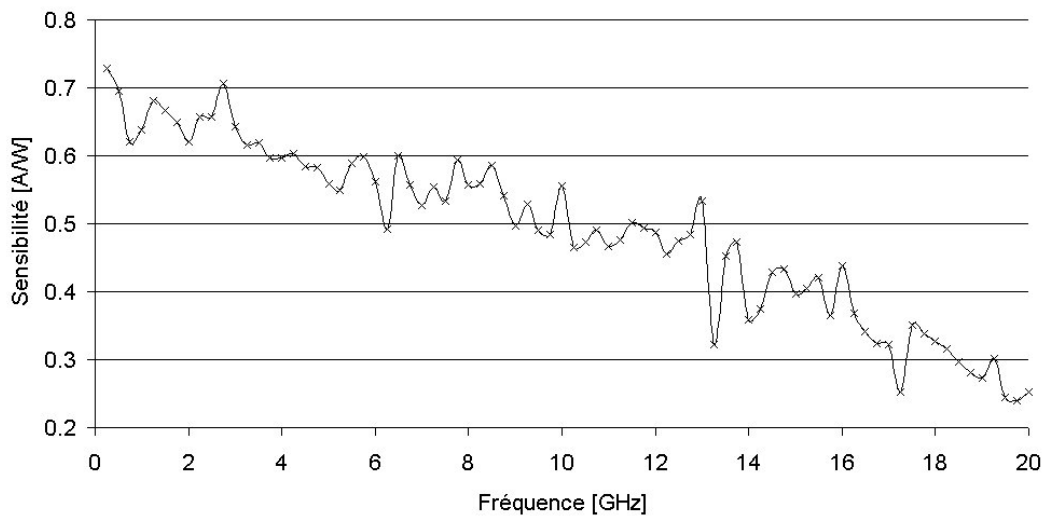


Figure 3.28 : Variation de la sensibilité de la photodiode avec la fréquence

VI-2.2. Puissance électrique modulée

Nous comparons ici l'évolution théorique de la puissance électrique modulée avec celle mesurée en sortie de la photodiode. A partir des expressions (3.133) et (3.134), la puissance électrique s'écrit :

$$P_{\text{elec}}|_{f_m}(f) = \frac{R \cdot S^2(f)}{8} \cdot P_{\text{opt}}^2|_{f_m}(f) \quad (3.136)$$

avec $P_{\text{opt}}|_{f_m}(f)$ la puissance optique modulée en sortie du modulateur déterminée par l'expression (3.126), et $S(f)$ la sensibilité déterminée dans le paragraphe précédent.

Nous comparons l'évolution de la puissance électrique ainsi calculée et celle mesurée à partir du montage présenté sur la Figure 3.26. Nous notons alors une bonne concordance entre le calcul et la mesure (Figure 3.29).

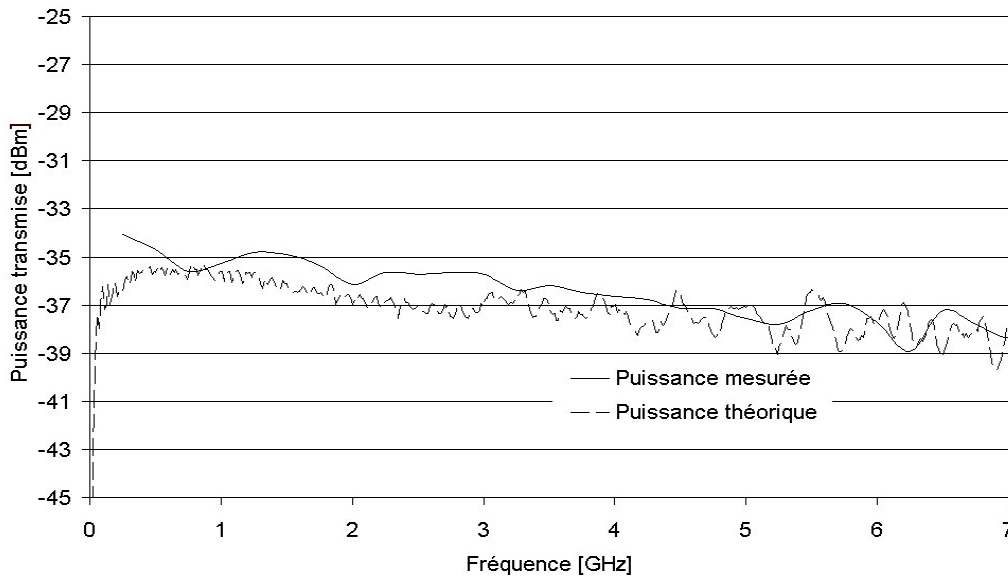


Figure 3.29 : Evolution théorique et mesurée de la puissance électrique en sortie de la photodiode

VI-2.3. Taux de modulation

Le taux de modulation à la fréquence fondamentale s'exprime comme le rapport entre la puissance à la fréquence de modulation sur la puissance continue. Pour la mesure du taux de modulation, nous avons utilisé la photodiode précédemment caractérisée, et nous visualisons le signal sur un oscilloscope. Nous présentons en annexe 8 le calcul du taux de modulation m en fonction des puissances électriques continue et à la fréquence de modulation, disponibles en sortie de la photodiode lorsque les fonctions de Bessel d'ordre supérieur à 3 sont négligées. Nous trouvons alors :

$$m = 16 \cdot \frac{S_1^2}{S_0^2} \cdot \frac{\left[J_0\left(\frac{\pi \cdot V_m}{2 \cdot V_\pi}\right) \cdot J_1\left(\frac{\pi \cdot V_m}{2 \cdot V_\pi}\right) + J_1\left(\frac{\pi \cdot V_m}{2 \cdot V_\pi}\right) \cdot J_2\left(\frac{\pi \cdot V_m}{2 \cdot V_\pi}\right) \right]^2}{\left[J_0^2\left(\frac{\pi \cdot V_m}{2 \cdot V_\pi}\right) + 2 \cdot J_1^2\left(\frac{\pi \cdot V_m}{2 \cdot V_\pi}\right) + 2 \cdot J_2^2\left(\frac{\pi \cdot V_m}{2 \cdot V_\pi}\right) \right]^2} \quad (3.137)$$

avec S_0 et S_1 la sensibilité de la photodiode aux fréquences nulle et de modulation.

Sur la Figure 3.30, nous avons représenté (courbe en pointillé) le taux de modulation théorique calculé en fonction de la puissance du signal microonde émise par la source. Pour ce calcul, nous n'avons pas tenu compte des pertes électriques induites par le T de polarisation ni des câbles et du modulateur. Nous obtenons alors un taux de modulation égal à 1 (les puissances continue et à la fréquence de modulation sont égales) pour une puissance microonde de 17.5 dBm appliquée au modulateur lorsque celui-ci est polarisé au milieu d'une zone linéaire. La tension crête correspondante du signal est dans ce cas égale à la moitié de la tension demi onde. Le signal microonde balaye alors la zone linéaire du modulateur autour du point de polarisation.

La mesure du taux de modulation a été effectuée à 250 MHz lorsque le modulateur est polarisé au milieu de la zone linéaire à $V_0 = -6.71$ V. La puissance du signal optique délivrée par une source laser est de 7 dBm. Le taux de modulation est mesuré en visualisant le signal délivré par la photodiode sur un oscilloscope chargé sur 50Ω (Figure 3.30, courbe pleine). En considérant les pertes électriques induites, le taux de modulation théorique se superpose alors à celui mesuré. Il faut alors appliquer une puissance de 19.5 dBm au modulateur par le générateur microonde pour obtenir un taux de modulation égal à l'unité.

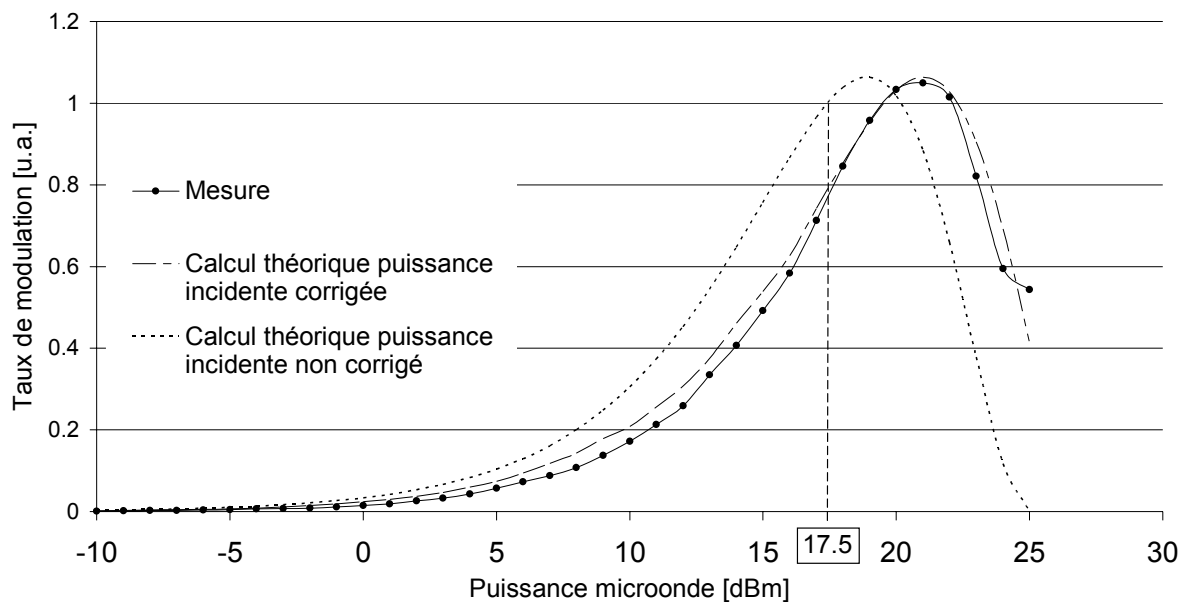


Figure 3.30 : Taux de modulation théorique et mesuré à 250 MHz

VII- Premières mesures du filtre microonde et validation du logiciel

Le banc expérimental réalisé pour la mesure du filtre microonde est illustré sur la Figure 3.31. Nous avons utilisé les différents éléments optiques qui ont été caractérisés précédemment. L'interféromètre est placé après la source optique. Le spectre cannelé résultant est ensuite modulé temporellement en intensité par le signal microonde à filtrer et transmis à la photodiode via la fibre optique dispersive de longueur 25 km. La réponse en fréquence du système est mesurée à l'aide d'un analyseur scalaire.

Le modulateur est polarisé dans la zone linéaire ZL_3 ($V_0 = -12.12$ V) pour les raisons déjà exposées précédemment. Le signal microonde, d'une puissance de 15 dBm, est généré par un synthétiseur synchronisé avec l'analyseur de spectre microonde. La photodiode est polarisée à l'aide d'une tension continue de 6 V.

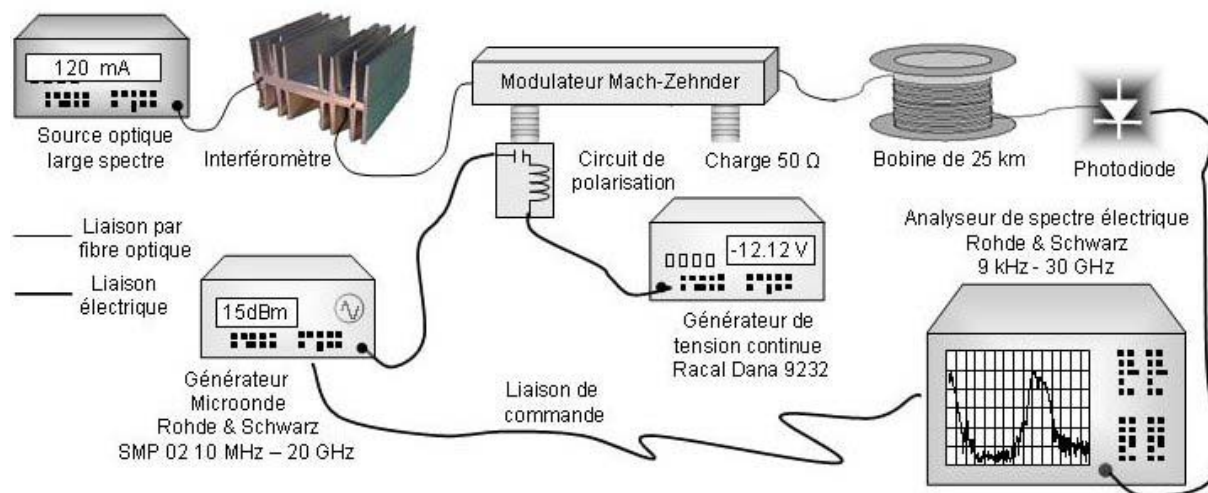


Figure 3.31 : Schéma du montage réalisé pour la mesure du filtre microonde

Nous présentons sur la Figure 3.32 les spectres cannelés obtenus en sortie de l'interféromètre, associés aux sources large spectre 2 et 3 présentées dans le paragraphe II.

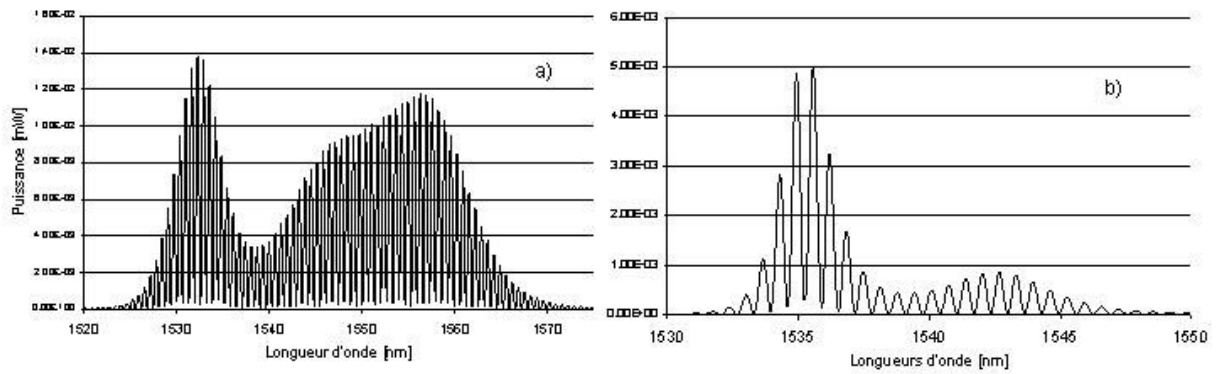


Figure 3.32 : Spectres cannelés associés aux sources optiques large spectre

a) source 2, b) source 3

Sur la Figure 3.33 et la Figure 3.34, nous présentons les réponses des filtres microondes mesurées et associées à chacune des deux sources optiques large spectre, ainsi que les résultats de simulation. Pour ces derniers, nous utilisons les données numériques des spectres cannelés de la Figure 3.32. Nous avons par ailleurs tenu compte des pertes d'insertion du modulateur électrooptique (5.1 dB), des pertes de propagation et de raccordement induites par la fibre optique SMF (6 dB), d'une dispersion chromatique variable et nous avons considéré la sensibilité de la photodiode constante et égale à 0.6 A/W.

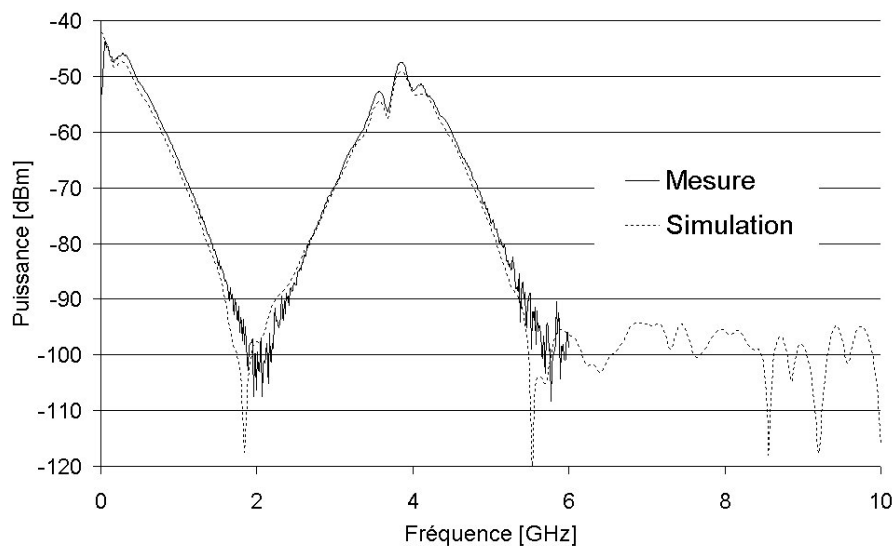


Figure 3.33 : Filtre microonde utilisant la source 3

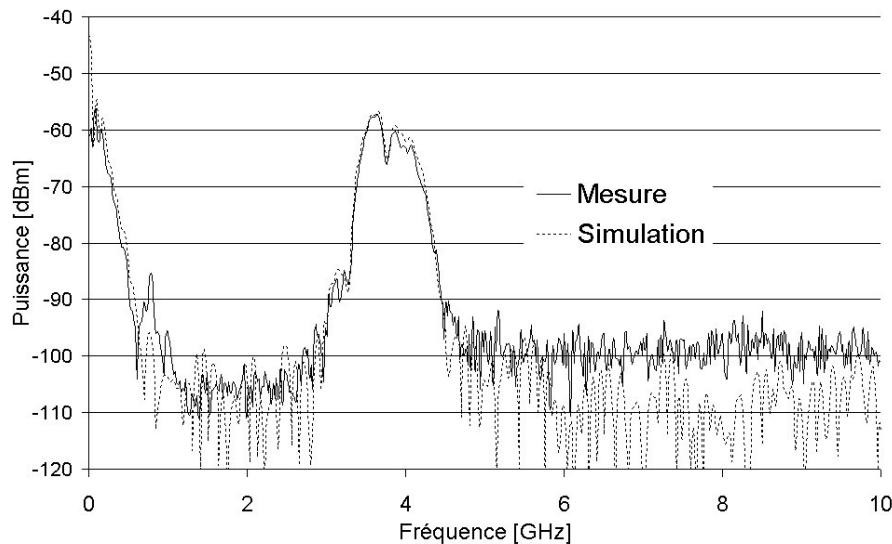


Figure 3.34 : Filtre microonde utilisant la source 2

L'observation des résultats présentés sur la Figure 3.33 et la Figure 3.34 met en évidence une très bonne concordance, aussi bien sur la forme du gabarit que sur le niveau de puissance des réponses en fréquence, mesurées et déterminées à partir de la simulation. Nous obtenons une bonne superposition des gabarits (forme et fréquence centrale) parce que nous avons tenu compte de la modulation apériodique (spectre cannelé à l'entrée du programme) et de la dispersion chromatique variable. Enfin, les niveaux en puissance concordent car nos simulations tiennent compte des pertes induites par chaque composant.

Sur la Figure 3.34, nous observons que la réponse en fréquence ne possède que deux motifs de filtrage, l'un centré autour de la fréquence nulle et le deuxième autour de la fréquence f_0 . La modulation spectrale a donc permis de supprimer les motifs de filtrages d'ordre supérieur présents lorsqu'un échantillonnage spectral au sens strict est réalisé. Nous remarquons que, d'une part, les deux motifs de filtrage obtenus ont des formes différentes, et d'autre part, que le motif de la réponse du filtre centré autour de la fréquence f_0 n'est pas symétrique (Figure 3.34). Ceci est dû par la modulation temporelle apériodique de la réponse impulsionnelle.

Les fréquences centrales des réponses des filtres mesurées et présentées sur la Figure 3.33 et Figure 3.34 sont respectivement de 3.79 GHz et 3.89 GHz. Elles sont donc proches, mais inférieures à la fréquence théorique donnée en première approximation de 4 GHz. Les filtres présentent tous les deux une atténuation relative de plus de 50 dB sur les lobes

secondaires. Dans la suite de ce manuscrit, nous appelons "Filtre 1" le filtre dont la réponse est présentée sur la Figure 3.34.

Nous avons mis en évidence, en utilisant une fibre biréfringente, la faisabilité d'un filtre quasi-transversal. La fréquence centrale de la réponse peut être ajustée par une longueur déterminée de fibre optique biréfringente, et ce pour une longueur imposée de fibre optique dispersive. Les fréquences centrales des réponses des filtres mesurés sont inférieures à celles calculées, ceci parce que nous avons considéré une dispersion constante et une modulation spectrale périodique lors du calcul de la fréquence centrale. De plus, l'allure non symétrique des réponses des filtres ne permet pas une mesure précise. Nous avons également montré une très bonne concordance entre les réponses mesurées et simulées. Ainsi, grâce à cet outil de simulation, nous allons étudier l'influence de la modulation spectrale aperiodique et de la dispersion chromatique variable sur les performances de filtrage. Nous confirmerons alors la nécessité d'utiliser une fibre compensatrice FDN de caractéristiques bien définies.

VIII- Réalisation du filtre à réponse symétrique

VIII-1. Résultats de simulation

Nous montrons dans ce paragraphe l'influence sur les performances électriques de la réponse du filtre microonde de la variation de la dispersion chromatique et de la modulation aperiodique effectuée par le filtre optique interférométrique.

Pour cela, nous effectuons tout d'abord une série de simulations en modifiant uniquement la dispersion chromatique. La longueur de la fibre, ainsi que la valeur de la dispersion chromatique à la longueur d'onde 1550 nm, sont conservées et respectivement égale à 25 km et 16.75 ps/km/nm. Le produit dispersion et longueur de fibre est donc constant à 1550 nm. La configuration du système est identique à celle de la Figure 3.31. Les données

numériques du spectre cannelé de la Figure 3.32a sont utilisées. A partir de différentes pentes de la dispersion chromatique de la fibre optique dispersive illustrée sur la Figure 3.35, nous présentons sur la Figure 3.36 les résultats de simulations obtenus.

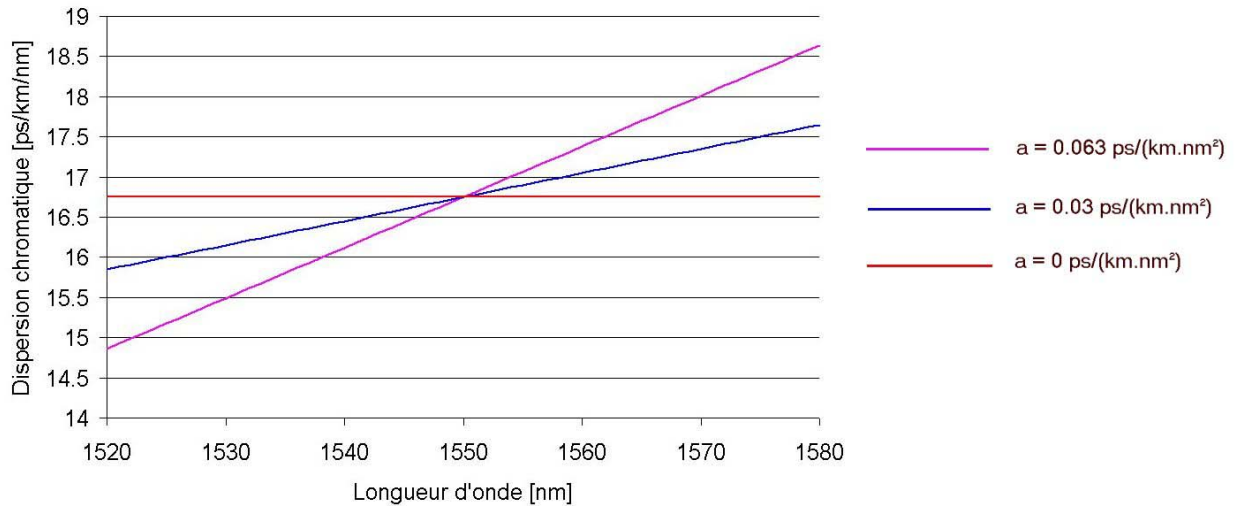


Figure 3.35 : Variations de la dispersion chromatique pour différentes pentes

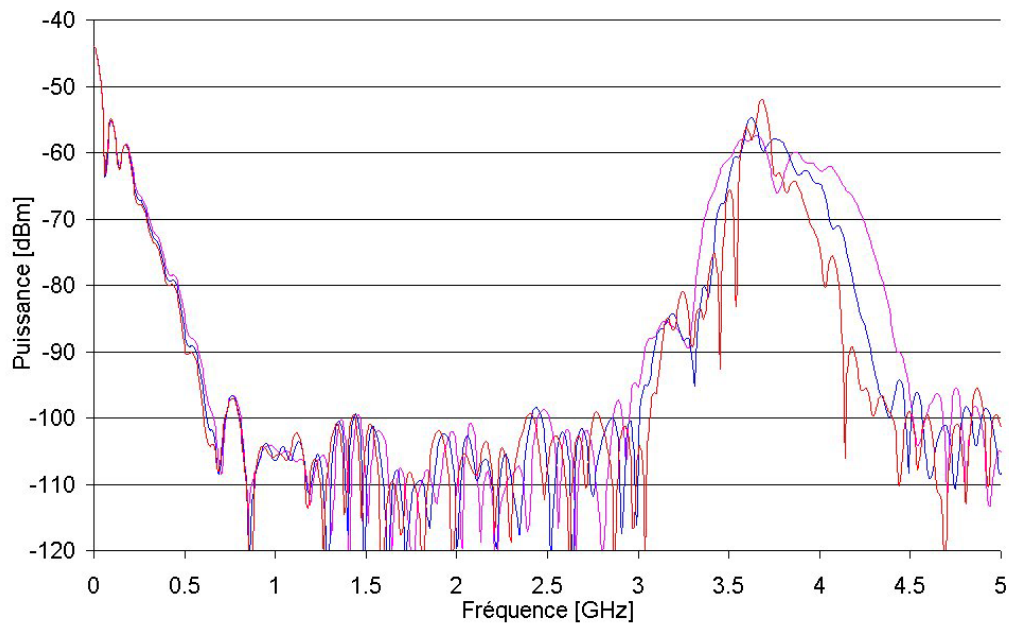


Figure 3.36 : Simulations des filtres microondes obtenus pour différentes pentes de la dispersion chromatique de la fibre optique dispersive

A partir de ces simulations, nous pouvons faire les remarques suivantes :

- ↪ la variation de la pente de la dispersion chromatique influe seulement sur le motif de filtrage centré autour de la fréquence de modulation f_0 lorsque le produit de la dispersion et la longueur de fibre est constant,
- ↪ la largeur de la bande passante est réduite et le niveau de la réponse du filtre augmente lorsque la pente de la dispersion chromatique tend vers une valeur nulle,
- ↪ une dispersion constante ne permet pas d'obtenir deux motifs de filtrages de formes identiques à $f=0$ et f_0 .

La dernière remarque met en évidence l'effet de la modulation aperiodique sur la déformation du filtre et la nécessité de sa compensation.

Pour compenser cet effet, nous réalisons une simulation d'un système identique à celui présenté sur la Figure 3.31 à partir des données numériques d'un spectre optique d'ASE. La ligne dispersive est cette fois-ci composée de la fibre optique dispersive SMF dont nous avons conservé les caractéristiques réelles (longueur et dispersion variable) à laquelle nous rajoutons un tronçon de fibre à dispersion négative. En considérant des propriétés de dispersion chromatique de cette fibre FDN (a_{FDN} , b_{FDN}), nous calculons, à partir de l'expression (2.66), la longueur de fibre nécessaire L_{FDN} permettant d'effectuer la compensation simultanée de la dispersion variable de la fibre SMF et de la modulation spectrale aperiodique. Nous avons choisi arbitrairement $a_{FDN} = -2$ ps/(km.nm²) et $D(1550) = -185$ ps/(km.nm) (soit $b_{FDN} = 2915$ ps/(km.nm)). La longueur de fibre alors nécessaire pour réaliser la compensation est alors $L_{FDN} = 0.944$ km. Pour la simulation, nous avons considéré une fibre idéale qui n'induit pas de pertes. La réponse du filtre microonde alors obtenue, lorsque cette fibre FDN est rajoutée à la fibre optique dispersive SMF, est présentée sur la Figure 3.37.

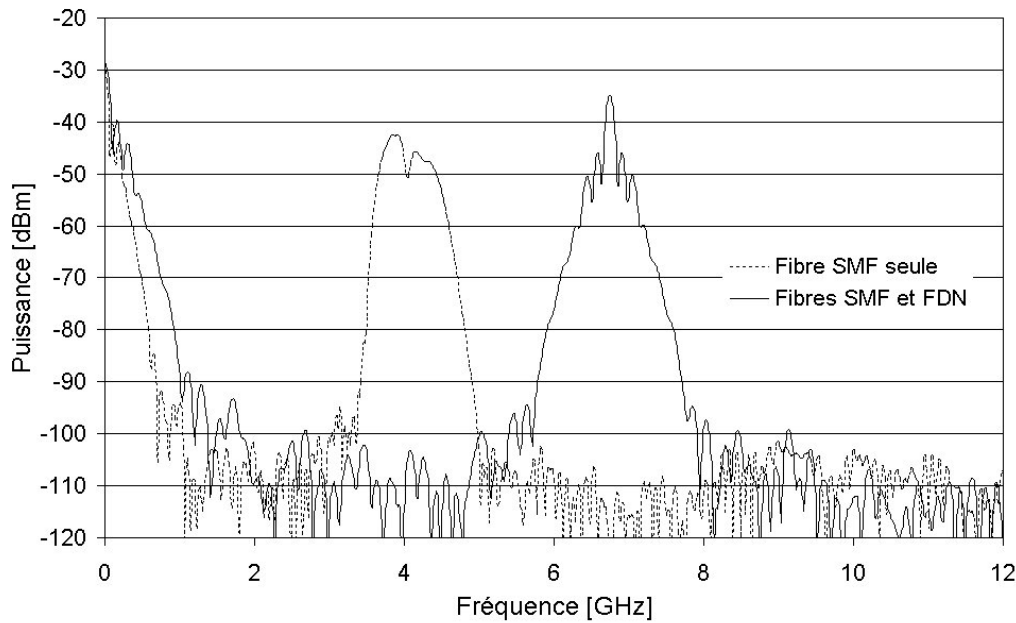


Figure 3.37 : Réponses en fréquence simulées avec et sans la présence de la fibre FDN dans la ligne dispersive

Ces simulations mettent en évidence qu'il est possible d'obtenir une réponse d'un filtre symétrique lorsque la modulation temporelle de la réponse impulsionnelle est périodique. Cela est le cas lorsque la variation de la dispersion chromatique de la fibre SMF, ainsi que la modulation aperiodique effectuée par l'interféromètre à deux ondes, sont compensées. Pour cela, une fibre optique supplémentaire, dont les propriétés de dispersion chromatique associée à celle de la fibre optique SMF sont données par l'expression (2.66), peut être utilisée. Dans ces conditions, la bande passante est réduite et le niveau de la réponse est augmenté. Nous pouvons également calculer la fréquence centrale f_0 avec beaucoup plus de précision. En effet, la fréquence de modulation s'écrit :

$$f_0 = \frac{1}{D_{\text{équi}} \cdot L_{\text{équi}} \cdot \delta\lambda} \quad (3.138)$$

avec $D_{\text{équi}}(\lambda) = a_{\text{équi}} \cdot \lambda + b_{\text{équi}}$

Dans ces conditions, le calcul de la fréquence centrale donne $f_0 = 6.729$ GHz, valeur très proche de celle mesurée sur le filtre simulé, soit 6.730 GHz.

Nous avons mis en évidence, par ces simulations et les différents calculs, que l'expression donnée en (2.66) régit la compensation de la dispersion chromatique d'une fibre optique et de la modulation spectrale aperiodique. Nous avons également montré les nettes améliorations sur la réponse du filtre que procure l'utilisation d'une telle fibre.

Nous avons donc envisagé l'utilisation d'un module de compensation de la dispersion chromatique variable et de la modulation spectrale aperiodique. Pour cela, nous nous sommes imposés un cahier des charges. En effet, l'ajout de la fibre FDN à la suite de la fibre SMF implique un décalage fréquentiel du filtre (3.138). Aussi, la réponse du filtre intégrant maintenant une longueur supplémentaire de fibre devra être centrée dans la bande passante de notre système, pour des fréquences inférieures à 10 GHz. Ainsi, si la période de modulation est conservée (même longueur de fibre biréfringente égale à 8.5 m), la fréquence limite de 10 GHz impose que le produit de la dispersion et la longueur de la fibre équivalente (association des fibres SMF et FDN) soit tel que :

$$(D_{\text{équi}} \cdot L_{\text{équi}})_{\text{limite}} > 166 \text{ ps/km} \quad (3.139)$$

VIII-2. Mesure du filtre à réponse symétrique

Le cahier des charges impose les contraintes suivantes sur la dispersion chromatique de la fibre FDN à réaliser : $a_{\text{FDN}} = -3 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm}^2)$, $D_{\text{FDN}}(1550) = -277 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ et une longueur de fibre de 0.63 km. La valeur de la dispersion chromatique à la longueur d'onde nulle correspondante vaut alors $b_{\text{FDN}} = 4373 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$. Si l'interféromètre est porté à une température de 35 °C, il permet une période de modulation spectrale de $\delta\lambda \approx 0.65 \text{ nm}$, ($B = 4.35 \cdot 10^{-4}$, $L_B = 8.5 \text{ m}$). Ainsi, à partir de ces données, nous calculons la fréquence centrale théorique du filtre à partir de l'expression donnée en (3.132), soit $f_0 = 6.51 \text{ GHz}$.

Nous présentons sur la Figure 3.38 la dispersion chromatique de la fibre optique utilisée. Nous déterminons alors, à partir de celle-ci, les coefficients de l'approximation linéaire nécessaires pour le calcul numérique de la fonction de transfert du filtre. Nous trouvons : $a_{\text{FDN}} = -1.40 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})^2$ et $b_{\text{FDN}} = 2036.5 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ pour une longueur de fibre $L_{\text{FDN}} = 1.316 \text{ km}$. La dispersion chromatique de cette fibre varie moins vite que celle prévue. Cela est compensable par une plus grande longueur de fibre.

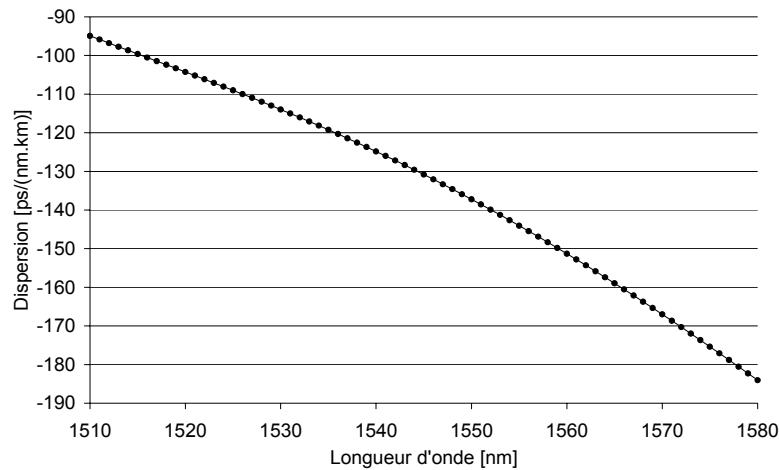


Figure 3.38 : Dispersion chromatique de la fibre FDN utilisée

Nous avons réalisé le montage de la Figure 3.31, mais où la ligne dispersive est maintenant composée de l'association de la fibre FDN et de la bobine de 25 km de fibre SMF. Le spectre cannelé reste identique à celui présenté sur la Figure 3.32a. Les mesures des réponses des filtres alors obtenues avec et sans l'utilisation de la fibre FDN sont représentées sur la Figure 3.39 lorsque la puissance de modulation incidente à l'entrée du modulateur électrooptique est de 10 dBm. L'interféromètre est déposé dans une étuve afin de contrôler avec précision la fréquence centrale du filtre. Nous fixons une température de 35 °C sur l'interféromètre durant cette étude.

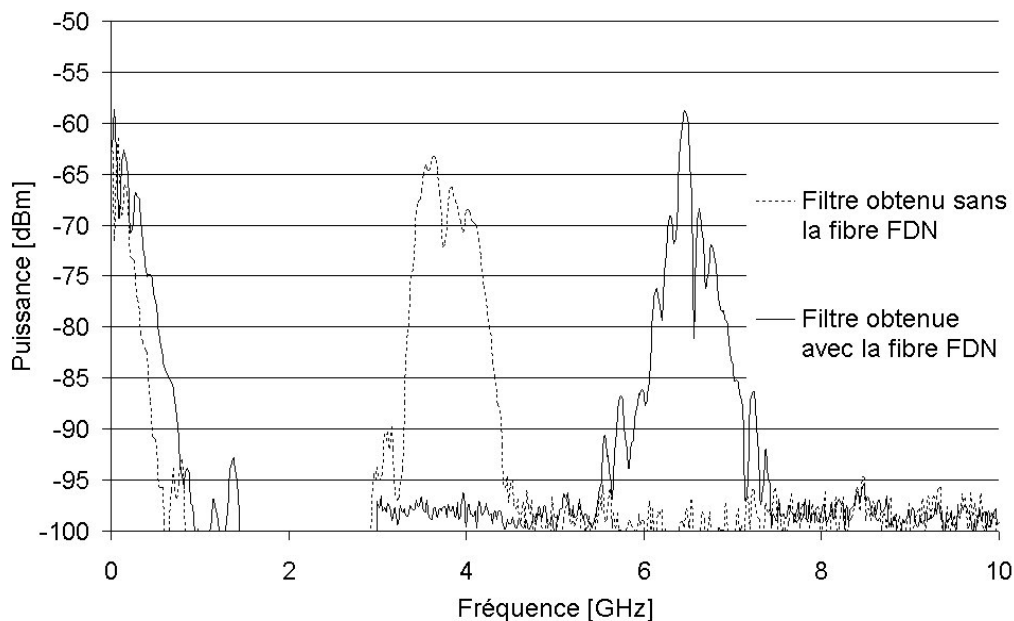


Figure 3.39 : Réponses des filtres obtenues avec et sans l'utilisation de la fibre FDN

Une nette amélioration de la réponse du filtre (que nous appelons "Filtre 2 ") centrée à 6.46 GHz est obtenue, puisque la largeur de bande passante est maintenant proche de 100 MHz. Une atténuation de 9.55 dB est imposée sur les lobes secondaires.

Bien que l'on pourrait se satisfaire des résultats obtenus, nous ne sommes pas dans la condition optimale de compensation de la dispersion chromatique et de la modulation aperiodique. En effet, la réponse du filtre obtenue est centrée sur une fréquence inférieure à 6.51 GHz et n'est pas tout à fait symétrique comme sur la Figure 3.37. Cela est confirmé par le calcul du rapport $b_{\text{équi}}/a_{\text{équi}}$ qui ne respecte pas l'expression donnée en (2.65) et provient d'une compensation insuffisante apportée par la fibre FDN. Il faut donc, soit raccourcir la fibre optique SMF, ou utiliser plus de fibre FDN. Nous avons opté bien évidemment pour la première alternative et nous avons mesuré la réponse du filtre obtenue lorsqu'une longueur de fibre SMF $L_{\text{SMF}} = 24.65$ km est utilisée, permettant alors théoriquement l'obtention d'une réponse de filtre symétrique.

La réponse du filtre alors obtenue est présentée sur la Figure 3.40. Nous appelons "Filtre 3" le filtre correspondant. Toutefois, la réponse du filtre n'est toujours pas symétrique. L'atténuation sur les lobes secondaires est maintenant de 8.9 dB. En réduisant la longueur de la fibre SMF nous permettant théoriquement d'obtenir le filtre symétrique, nous avons donc intensifié le déséquilibre.

Nous avons alors modifié le logiciel et remplacé l'approximation linéaire de la dispersion par une équation polynomiale de degré 4, ceci afin de mieux suivre l'évolution de la dispersion chromatique de la fibre FDN. Une bonne concordance est obtenue entre la mesure et simulation. La variation non linéaire de la dispersion chromatique de la fibre FDN se révèle donc être responsable du déséquilibre de la réponse du filtre.

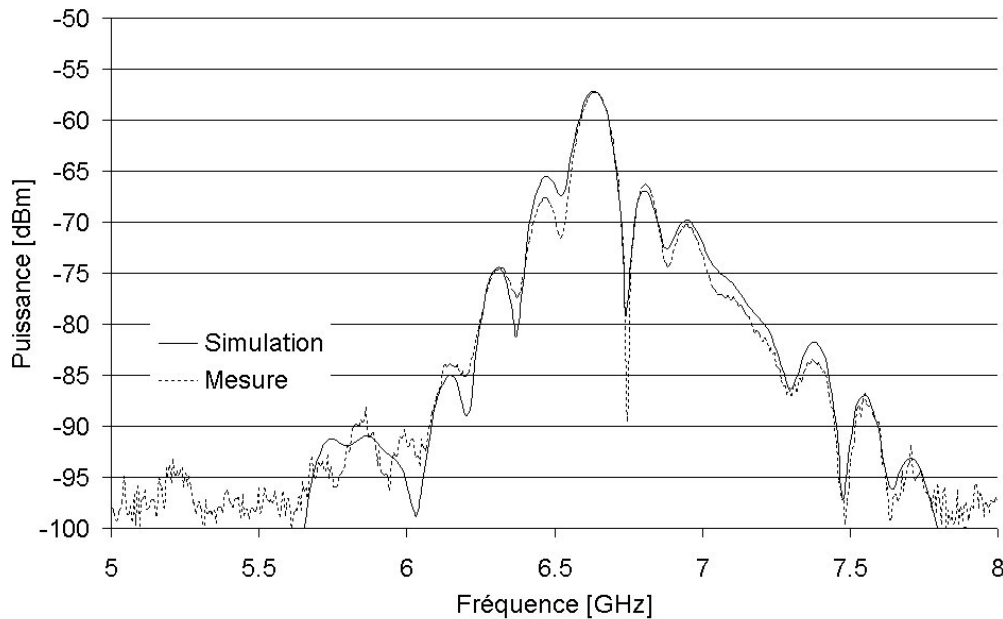


Figure 3.40 : Réponses mesurées et simulées pour une fibre FDN associée à une fibre SMF de longueur réduite à 24.65 km

Nous avons donc montré dans ce paragraphe qu'il est possible de réaliser théoriquement un filtre à réponse symétrique. Cela nécessite d'intégrer au système présenté sur la Figure 3.31, une fibre à dispersion négative, pour compenser à la fois la variation croissante de la dispersion chromatique de la fibre SMF et la modulation aperiodique spectrale. Lorsque la compensation est parfaitement effectuée, la période temporelle de la réponse impulsionnelle est périodique et la réponse du filtre microonde symétrique. Les résultats expérimentaux, bien que très encourageants, n'ont pourtant pas permis d'obtenir la réponse d'un filtre parfaitement symétrique. La non-linéarité de la décroissance de la dispersion chromatique de la fibre FDN en est responsable. En réduisant la longueur de la fibre SMF, nous avons intensifié le déséquilibre de la réponse du filtre. Nous décidons donc maintenant de nous replacer dans la configuration initiale, c'est-à-dire lorsque la longueur de la fibre SMF est de 25 km

Cette étape indispensable pour l'amélioration des performances de filtrage n'est néanmoins pas suffisante. En effet, c'est aussi la forme de la source optique large spectre qui régit la réponse du filtre, fixant alors du même coup les performances de filtrage.

IX- Mise en forme du gabarit de la réponse du filtre

La mise en forme du gabarit de la réponse du filtre est réalisée via celle de la source optique. Nous avons opté pour l'utilisation d'un DGE pour "Egaliseur de Gain Dynamique" dont les spécifications sont données en annexe 9. Ce composant est initialement destiné à une intégration dans des technologies WDM et DWDM. Dans ces systèmes, l'utilisation d'un amplificateur optique est devenue indispensable pour la compensation des pertes induites par la propagation du signal dans la fibre optique. Néanmoins, l'utilisation de l'amplificateur présente l'inconvénient d'une amplification inégale des différentes longueurs d'onde due à la non-platitude spectrale de la courbe de gain. Le DGE intervient alors et réalise une égalisation des niveaux des différentes longueurs d'onde du spectre incident dans la bande C (1530 nm – 1570 nm).

Aussi, son intégration dans notre système semble particulièrement adapté dans la perspective d'une mise en forme du spectre optique. Afin de compenser les pertes optiques induites par l'utilisation de ce nouveau composant, un amplificateur optique sera utilisé. Aussi, le bloc "source optique" est désormais constitué de la source optique large spectre suivi d'un amplificateur optique et du DGE.

Nous faisons tout d'abord une présentation succincte du DGE que nous avons utilisé et qui est la propriété de la société OPTOGONE. Le lecteur pourra s'il le désire, trouver de plus amples explications en se référant aux articles [3.9] et [3.10].

IX-1. Présentation de l'Egaliseur de Gain Dynamique (DGE)

Le DGE fait intervenir un montage de double diffraction en réflexion dont le principe est illustré sur la Figure 3.41.

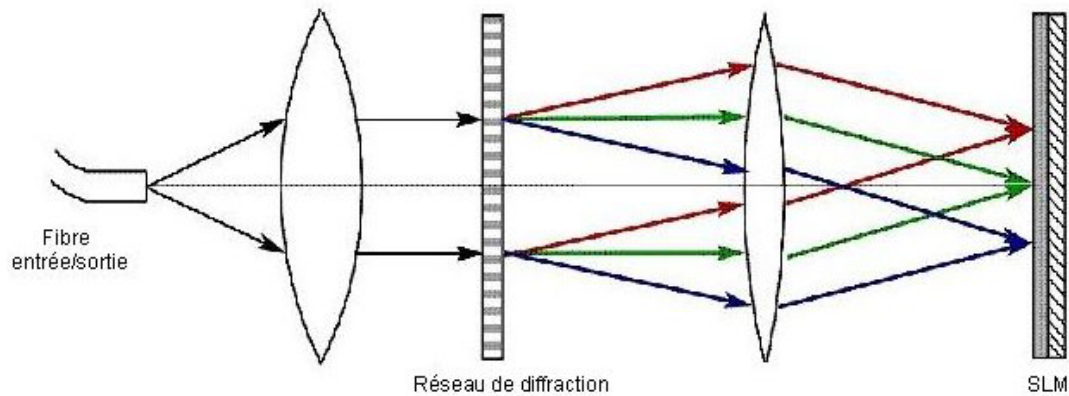


Figure 3.41 : Schéma optique principal d'un DGE

Le DGE utilise les réseaux de diffraction pour les fonctions de démultiplexage du signal incident et de multiplexage du signal transmit. Après l'étape de démultiplexage, le signal peut être atténué par un modulateur spatial de lumière (SLM) qui utilise la propriété de diffusion commandable électriquement des matériaux Composites Polymères Cristal Liquide (PDLC). Les faisceaux diffractés sont focalisés à l'aide d'une lentille sur la surface du SLM pixélisée en réflexion (128 pixels ou électrodes). C'est la pixellisation du SLM qui permet de moduler spatialement la transparence du matériau. En contrôlant la différence entre les indices de réfraction des gouttelettes de cristaux liquides et du polymère environnant par l'application d'une tension, l'état du PDLC peut varier de l'état diffusant à l'état transparent (Figure 3.42).

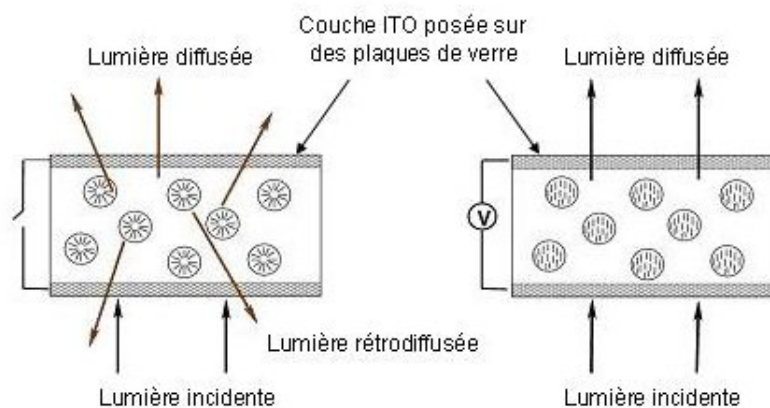


Figure 3.42 : Schéma du PDLC

IX-2. Réalisation d'une source optique à spectre gaussien

Le montage réalisé pour la mesure du filtre microonde est présenté sur la Figure 3.43. Le bloc source optique est constitué d'une source optique large spectre amplifiée par un amplificateur optique dopé Erbium. La reconfiguration spectrale du signal est réalisée par le DGE. Les spectres optiques avant et après traitement par le DGE sont présentés sur la Figure 3.44a. Un spectre d'allure gaussienne a alors pu être obtenu.

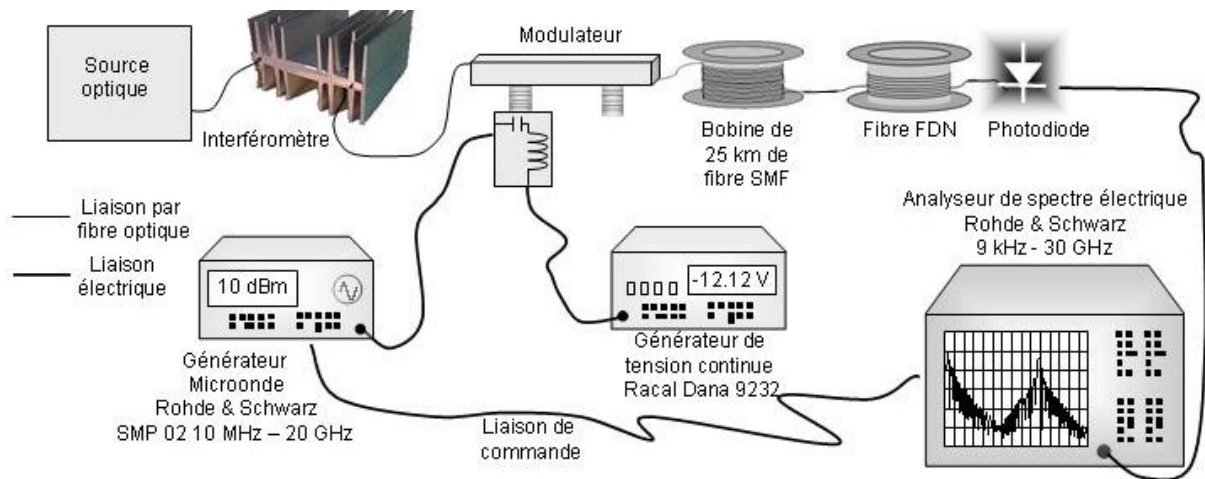


Figure 3.43 : Montage expérimental

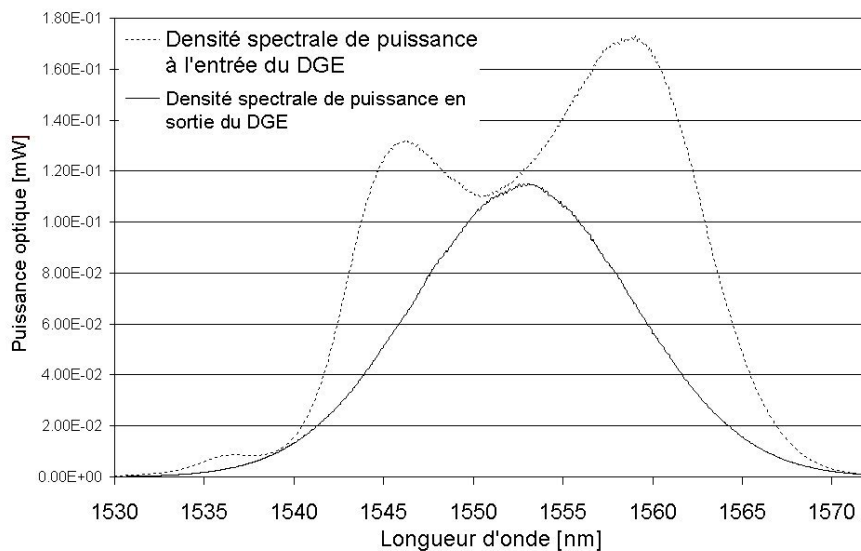


Figure 3.44 : Spectres optiques initial et gaussien obtenus en sortie du DGE

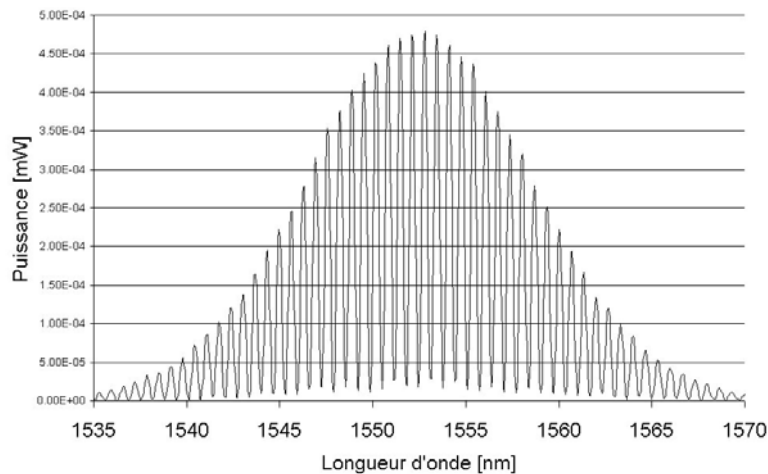


Figure 3.45 : Spectre optique gaussien cannelé

Le signal est ensuite modulé spectralement par l'interféromètre à deux ondes déposé dans une étuve afin de contrôler avec précision la fréquence centrale du filtre. Nous fixons arbitrairement une température de 35 °C dans l'étuve. La période de modulation spectrale vaut alors $\delta\lambda \approx 0.65$ nm. La ligne dispersive, constituée de l'association des fibres FDN et SMF, permet d'obtenir une réponse impulsionnelle d'allure gaussienne et de modulation temporelle périodique. La réponse du filtre mesurée et obtenue en sortie de la photodiode lorsqu'une puissance microonde de 10 dBm est appliquée au modulateur électrooptique (Figure 3.46). A partir des données numériques du spectre cannelé présenté sur la Figure 3.45, nous avons également simulé la réponse en fréquence.

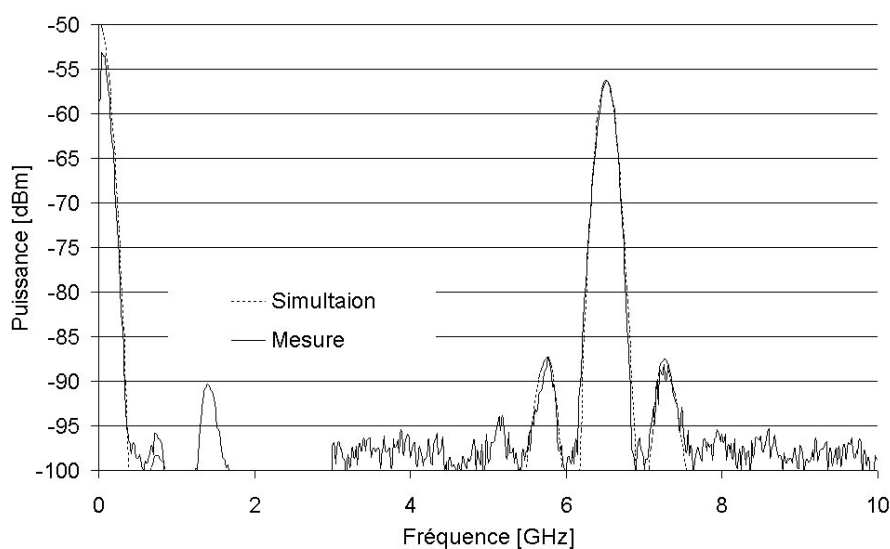


Figure 3.46 : "Filtre gaussien"

Nous observons une très bonne concordance entre les deux réponses des filtres mesurée et simulée. Les performances électriques du filtre obtenu sont : une fréquence centrale égale à 6.53 GHz, une largeur de bande passante de 198 MHz et une atténuation de 31 dB sur les lobes secondaires.

A partir de l'expression (3.138), nous pouvons déterminer facilement la fréquence centrale théorique du filtre. Ainsi lorsque $L_{\text{équi}} = 26.316$ km, $D_{\text{équi}}(1550) = 8.958$ ps/(km.nm), nous trouvons $f_0 = 6.51$ GHz.

La bande passante théorique du filtre gaussien en fonction de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ de la source optique correspondant à la demi largeur à 1/e du maximum est (annexe 3) :

$$B_p = \frac{\sqrt{2 \cdot \ln 2}}{\pi \cdot D_{\text{équi}} \cdot L_{\text{équi}} \cdot \Delta\lambda} \quad (3.140)$$

Nous mesurons $\Delta\lambda = 8.457$ nm. L'application numérique nous permet d'obtenir $B_p = 188$ MHz.

La très bonne concordance entre les calculs théoriques et les résultats expérimentaux montrent qu'il est possible d'accéder très rapidement aux performances électriques du filtre microonde, ceci à condition que l'on soit en présence d'une réponse de filtre symétrique, c'est-à-dire lorsque la modulation temporelle de la réponse impulsionnelle est périodique. L'erreur commise sur ces calculs provient certainement de la non-linéarité de la dispersion chromatique de la fibre optique FDN, de sorte que le produit $D_{\text{équi}}(1550) \cdot L_{\text{équi}}$ n'est pas une constante.

Afin d'améliorer les performances électriques du filtre, nous avons utilisé une photodiode dans laquelle est intégré un amplificateur électrique. Elle possède une bande passante de 10 GHz et un gain d'environ 27 dB.

La réponse du filtre alors obtenue est présentée sur la Figure 3.47 lorsque la puissance de modulation appliquée au modulateur électrooptique est de 10 dBm. Les performances de filtrage sont conservées et le filtre présente des pertes de 40 dB à la fréquence centrale f_0 .

Nous superposons à la réponse mesurée, la réponse d'un filtre d'allure gaussien idéal. Celle-ci est réalisée grâce à la simulation d'un spectre cannelé obtenu à partir d'un spectre

optique gaussien de même largeur spectrale et d'une modulation spectrale. Nous obtenons alors deux réponses de filtres qui se superposent mais qui diffèrent par leur atténuation hors bande. Cette atténuation est donc créée par les éléments optiques utilisés : source large spectre, interféromètre et DGE.

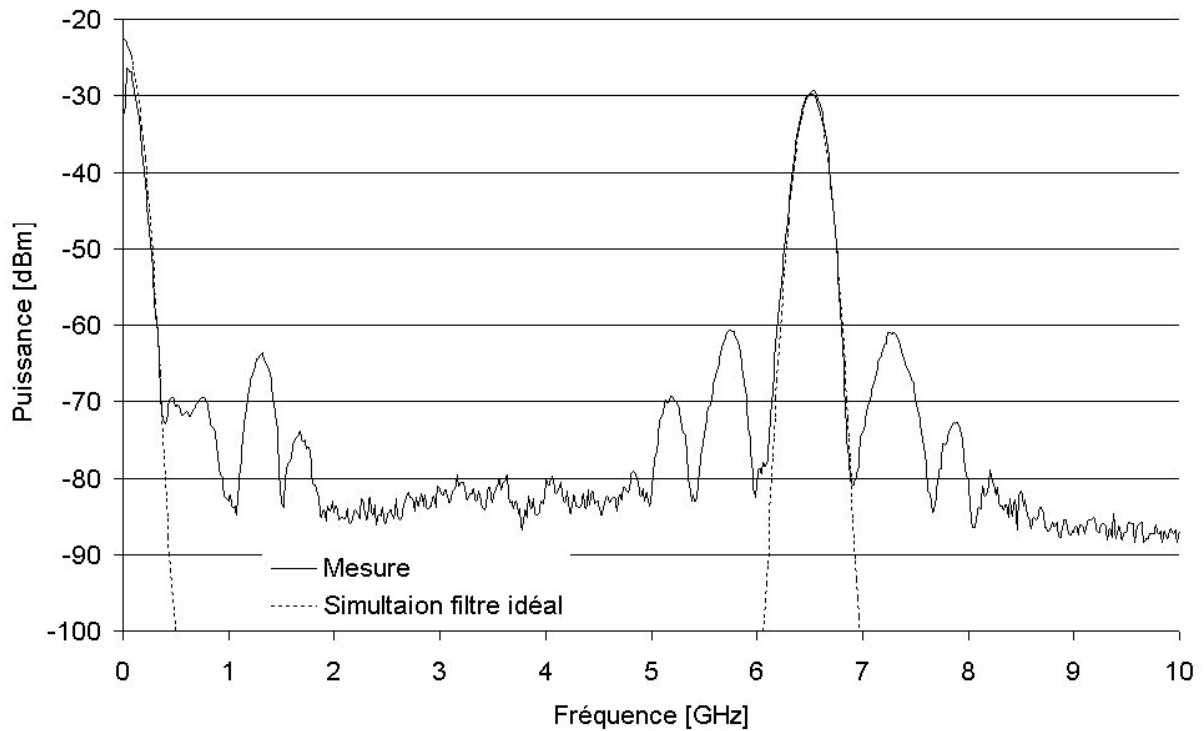


Figure 3.47 : Réponse gaussienne obtenue avec une photodiode amplifiée

Nous observons, de part et d'autre de la réponse du filtre gaussien, deux lobes secondaires, contre un seul pour le premier filtre gaussien obtenu et présenté sur la Figure 3.46. Lors de la mesure des deux filtres gaussiens, seul la configuration du DGE a été modifiée. Les lobes secondaires proviennent *a priori* d'une modulation spectrale parasite qui se superpose à celle réalisée par l'interféromètre. Elle semble être créée par le DGE.

IX-3. Réalisation d'une source optique à spectre en rectangle

Nous avons pu également réaliser des spectres optiques de forme rectangulaire. Plusieurs réponses de filtre en sinus cardinal ont ainsi été obtenues suivant la découpe spectrale effectuée par le DGE dans le spectre optique initial. La densité spectrale de

puissance du spectre optique initial, ainsi que des spectres résultant d'un découpage spectral réalisé par le DGE, sont présentés sur la Figure 3.48. La première découpe a permis de minimiser les pertes, alors que la deuxième a plutôt favorisé un élargissement de la bande spectrale du signal.

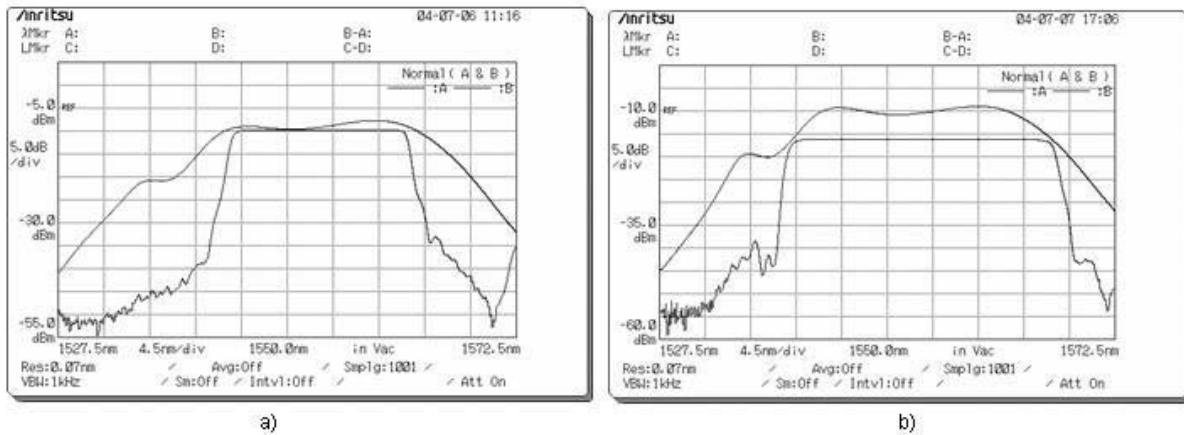


Figure 3.48 : Spectres rectangulaires obtenus après découpage dans le spectre initial

Les réponses des filtres mesurées issues des deux spectres rectangulaires ont été obtenues à partir du montage présenté sur la Figure 3.43. La photodiode amplifiée a été conservée et une puissance de modulation de 10 dBm est appliquée au modulateur électrooptique.

Nous présentons sur la Figure 3.49, la réponse du filtre mesuré et simulé que nous appelons "Filtre sinc 1". Nous obtenons alors un sinus cardinal quasiment symétrique, centrée à 6.524 GHz, avec 220 MHz de largeur de bande passante, imposant une atténuation de 13 dB sur les lobes secondaires, et avec 38 dB de pertes électriques à la fréquence f_0 .

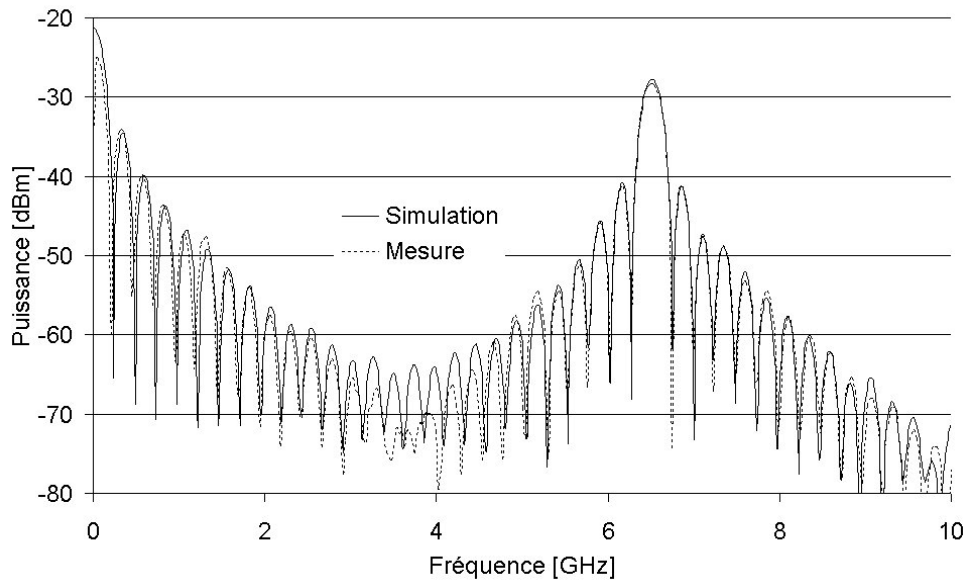


Figure 3.49 : Réponse du filtre microonde obtenue à partir du spectre optique rectangulaire présenté sur la Figure 3.48

Nous présentons maintenant le filtre mesuré à partir du spectre optique rectangulaire de la Figure 3.48b), que nous appelons "Filtre sinc 2". Nous obtenons alors un sinus cardinal centré à 6.52 GHz, avec 160 MHz de largeur de bande passante, imposant une atténuation de 11.8 dB sur les lobes secondaires, et avec 47 dB de pertes électriques à la fréquence f_0 .

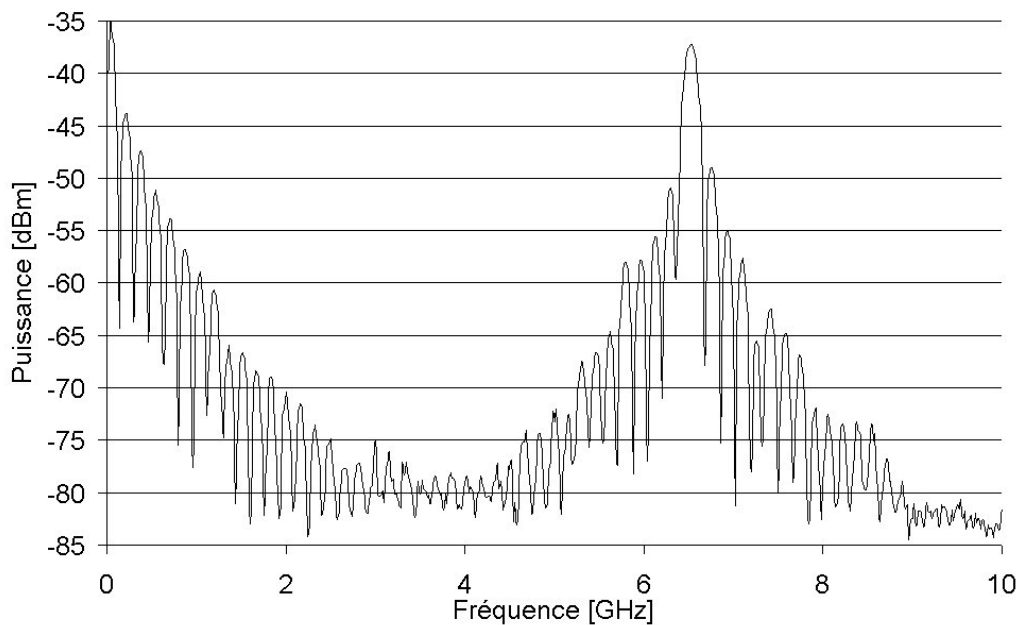


Figure 3.50 : Réponse du filtre microonde obtenu à partir du spectre optique rectangulaire présenté sur la Figure 3.48b

Ces réponses centrées sur la même fréquence montrent qu'il est possible, à partir d'une même source optique, d'obtenir des performances de filtrage différentes ceci en modifiant la découpe réalisée par le DGE. Aussi, nous avons pu réduire la largeur de la bande passante du filtre de 60 MHz, ceci néanmoins au détriment d'une perte importante de puissance électrique. Autrement dit, pour un spectre initial imposé par la source optique, il y a donc un compromis à trouver, entre les performances de filtrage et les pertes électriques tolérées.

Enfin, le filtre microonde plus sélectif découle d'un spectre optique plus large. Il en résulte que l'allure de la réponse du filtre microonde est dégradée par la non-linéarité de la décroissance de la dispersion chromatique de la fibre FDN. L'atténuation théorique de 13 dB des lobes secondaires du sinus cardinal n'est alors pas atteinte.

X- Accordabilité fréquentielle du filtre

X-1. Analyse théorique

Deux possibilités peuvent être envisagées pour effectuer l'accordabilité fréquentielle de la réponse du filtre. La fréquence centrale du filtre est en effet fonction de la longueur L de la fibre optique dispersive, et également de la période spectrale de modulation $\delta\lambda$.

L'étalement temporel de la réponse impulsionnelle est fonction des caractéristiques de la fibre optique utilisée qui fixent alors, avec la largeur spectrale de la source optique, la bande passante du filtre. Ainsi, un changement des caractéristiques de la fibre dispersive (dispersion ou longueur) s'accompagne inévitablement d'une modification simultanée de la fréquence centrale du filtre et de sa bande passante.

La période spectrale de modulation $\delta\lambda$ n'intervient pas dans l'expression du motif élémentaire de filtrage $H_0(f)$ (2.54). Aussi, il est donc possible d'accorder la réponse du filtre

en conservant sa largeur de bande passante. A partir de l'équation de la fréquence centrale du filtre, nous pouvons déterminer la variation de f_0 en fonction de celle de la période spectrale :

$$\frac{\partial f_0}{f_0} = - \frac{\partial \delta \lambda}{\delta \lambda} \quad (3.141)$$

La période spectrale dépend simultanément de la longueur et de la biréfringence de la fibre biréfringente. L'accordabilité fréquentielle de la réponse du filtre peut alors être réalisée en modifiant la longueur de la fibre par étirement. Néanmoins, les inhomogénéités et les défauts de la fibre peuvent sérieusement réduire son élongation, et du même coup augmenter sa fragilité. Pour cette raison, une modification de la biréfringence par contrainte thermique a été préférée.

La fibre "Panda" a une biréfringence de contrainte créée par deux régions asymétriques qui diffèrent de par leur coefficient de dilatation thermique. La température appliquée à la fibre rentre donc en jeu dans l'expression des contraintes appliquées et modifie alors la biréfringence de la fibre. Plus précisément, une élévation de la température "ramollit" les contraintes exercées et diminue alors la biréfringence de la fibre. Une modification de la période de modulation est donc envisageable par une variation de la température appliquée.

A partir de l'équation (3.125), nous déterminons l'influence de la température sur la période de modulation spectrale :

$$\frac{\partial(\delta \lambda)}{\partial T} = \frac{\lambda^2}{B} \frac{\partial(1/L_B)}{\partial T} + \frac{\lambda^2}{L_B} \frac{\partial(1/B)}{\partial T} \quad (3.142)$$

Soit en effectuant les dérivées :

$$\frac{\Delta(\delta \lambda)}{\Delta T} = -\delta \lambda \cdot \left(\frac{1}{L_B} \cdot \frac{\partial L_B}{\partial T} + \frac{1}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial T} \right) \quad (3.143)$$

Une élévation de la température modifie la longueur de la fibre (dilatation) et la biréfringence, premier et second terme respectivement de l'équation (3.143). Néanmoins, parce que le coefficient d'expansion thermique de la silice est faible, l'élongation de la fibre pourra être négligée [3.11].

Finalement, en utilisant les équations (3.141) et (3.143), la variation relative de la fréquence centrale du filtre est donnée par le produit de la sensibilité de la biréfringence de la fibre aux variations de la température :

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \left(\frac{\partial B}{B \cdot \partial T} \right) \cdot \Delta T \quad (3.144)$$

avec $\Delta T = T_a - T_c$ la différence entre température ambiante et température appliquée.

X-2. Mesure de l'accordabilité fréquentielle du filtre opto-microonde

Pour mettre en évidence l'accordabilité du filtre, nous avons réalisé le même montage que celui illustré sur la Figure 3.43 et nous avons placé l'interféromètre dans une étuve. Nous avons alors mesuré la réponse du filtre pour différentes températures appliquées dans l'étuve. Nous présentons sur la Figure 3.51 quatre réponses fréquentielles du filtres obtenues.

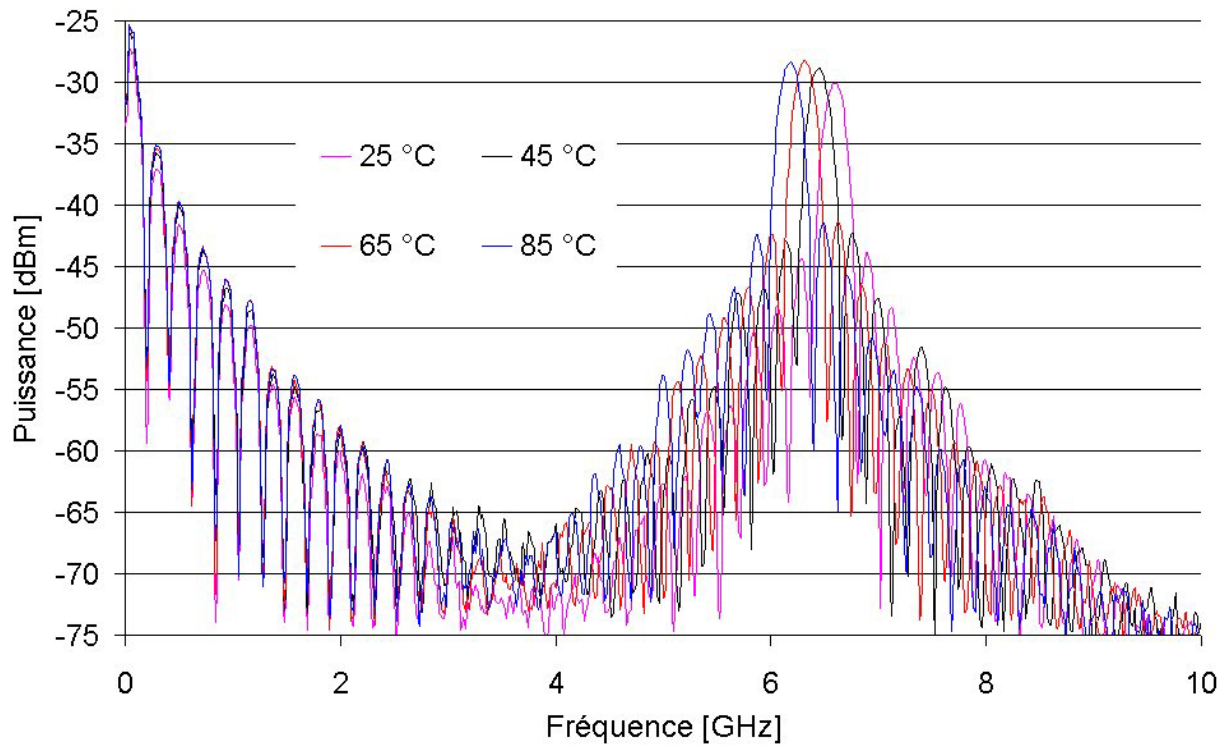


Figure 3.51 : Accordabilité fréquentielle de la réponse du filtre pour différentes températures

Nous remarquons tout d'abord qu'effectivement, lorsque la température augmente, la fréquence centrale du filtre diminue. Une accordabilité d'environ 420 MHz pour une différence de température appliquée de 60 °C a été mesurée. La superposition des différentes réponses du filtre recentrées sur une fréquence normalisée montre que la forme de la réponse du filtre est conservée (Figure 3.52).

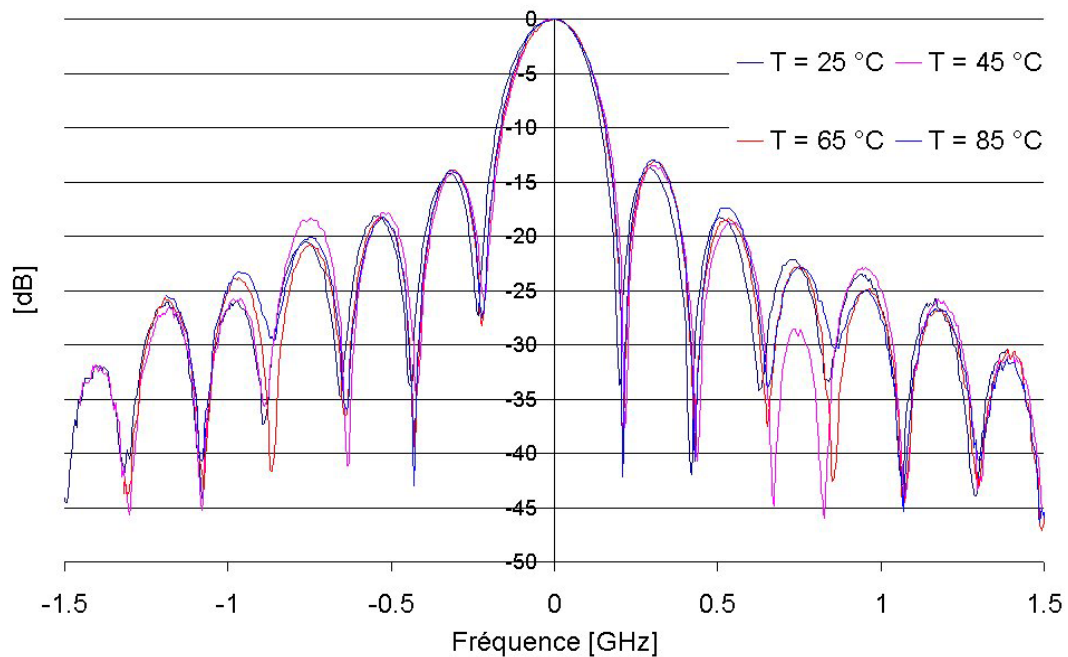


Figure 3.52 : Superposition des différents filtres sur la fréquence nulle

Ce résultat prouve que l'ajustement de la fréquence centrale du filtre (par la période de la modulation spectrale) est indépendant des performances de filtrage (fixées par la largeur spectrale de la source optique large spectre utilisée) en terme de bande passante. Autrement dit, les performances obtenues pour différentes formes de sources optiques (gaussienne et en sinus cardinal) sont transposables à des fréquences microondes supérieures, ceci en augmentant simplement la longueur de la fibre optique biréfringente.

Enfin, la sensibilité de la biréfringence à la température dans le cas d'une fibre "Panda" vaut $\left(\frac{\partial B}{B \cdot \partial T}\right) = -10^{-3} / ^\circ\text{C}$, [3.12]. Les tracés du décalage fréquentiel de la réponse du filtre centrée à f_0 envisagée par (3.144) et mesurée sont présentés sur la Figure 3.53 lorsque la référence est prise pour une température de 25°C. Nous notons alors une très bonne concordance entre la mesure et la théorie.

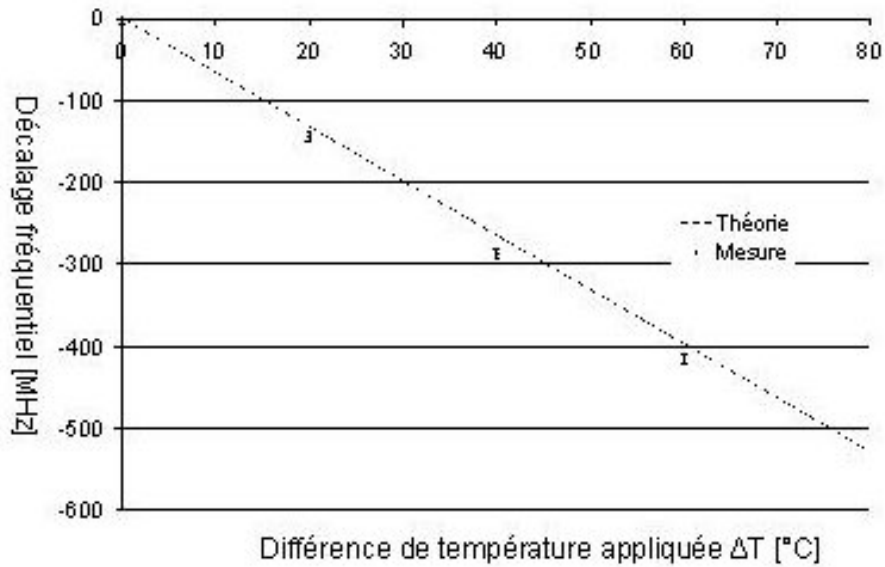


Figure 3.53 : Accordabilité fréquentielle du filtre

XI- Intégration du filtre opto-microonde dans une liaison de transmission

Nous avons modifié l'ordre des différents éléments optiques qui composent la chaîne du montage expérimental jusque là réalisé. Un amplificateur optique précède maintenant l'interféromètre placé avant la photodétection, comme l'illustre la Figure 3.54.

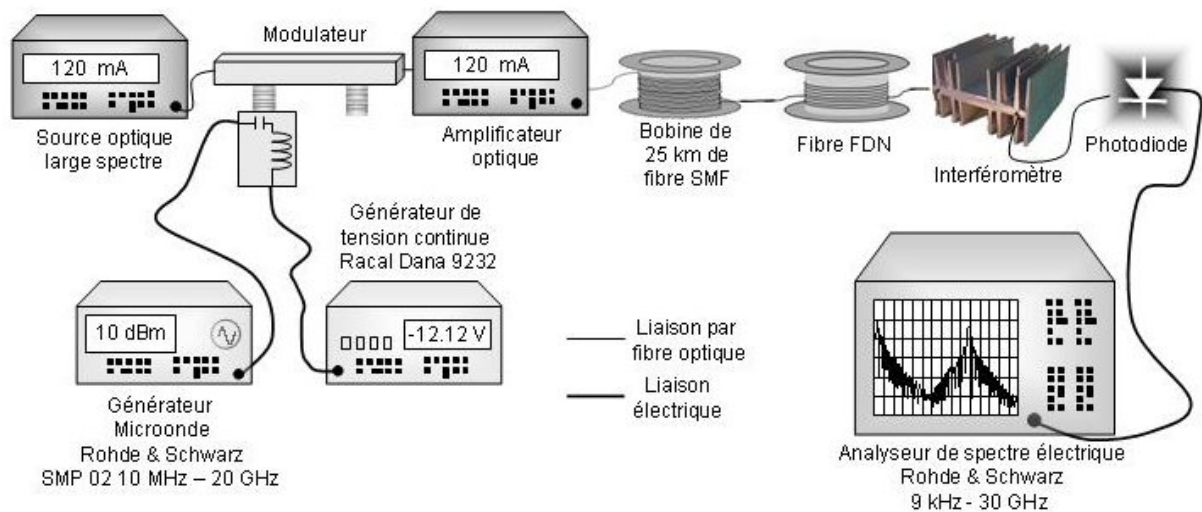


Figure 3.54 : Interféromètre en fin de chaîne

La mesure du filtre à partir du montage présenté, prouve que l'interféromètre peut être placé après la ligne dispersive (formé des fibres SMF et FDN) (Figure 3.55). Pour cette mesure, nous n'avons pas utilisé le DGE. Le gabarit du filtre est alors imposé par la forme spectrale de la source optique constituée de la source optique large spectre amplifiée. Néanmoins, les filtres gaussiens et en sinus cardinal précédemment exposés pourraient être mesurés.

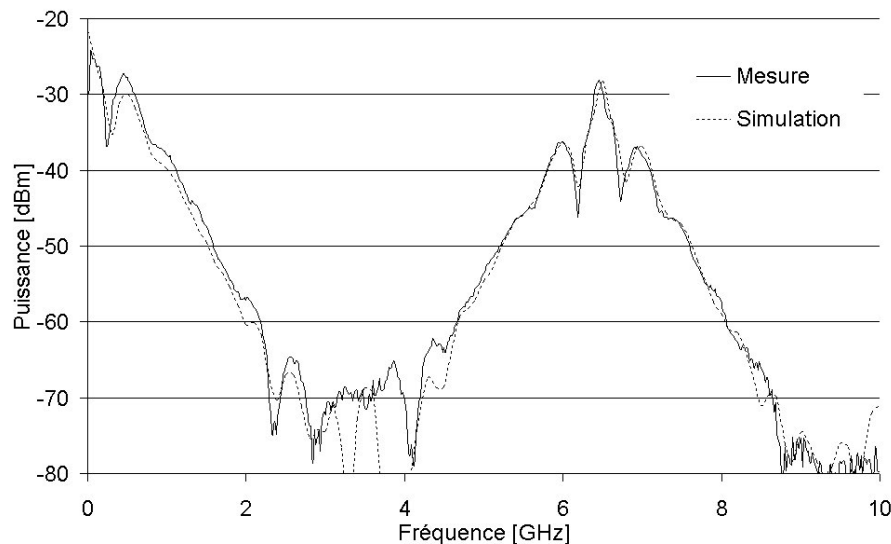


Figure 3.55 : Réponses mesurée et simulée avec l'interféromètre en fin de chaîne

Cette mesure permet d'envisager une intégration du filtre opto-microonde dans une chaîne de transmission RF à laquelle nous pouvons alors rajouter la propriété de filtrage. Nous pouvons imaginer par exemple un démultiplexage de canaux centrés sur différentes fréquences intermédiaires (Figure 3.56). La sélection d'un canal est alors effectuée par l'ajustement de la longueur de la fibre biréfringente. Afin d'obtenir la réponse d'un filtre de gabarit donné, le DGE ainsi qu'un tronçon de fibre FDN devront être utilisés. Les propriétés de cette fibre (dispersion et longueur) devront être ajustées afin d'obtenir une réponse d'un filtre symétrique. Le DGE associé à la source optique permettra d'ajuster la forme de la réponse respectant un cahier des charges imposé.

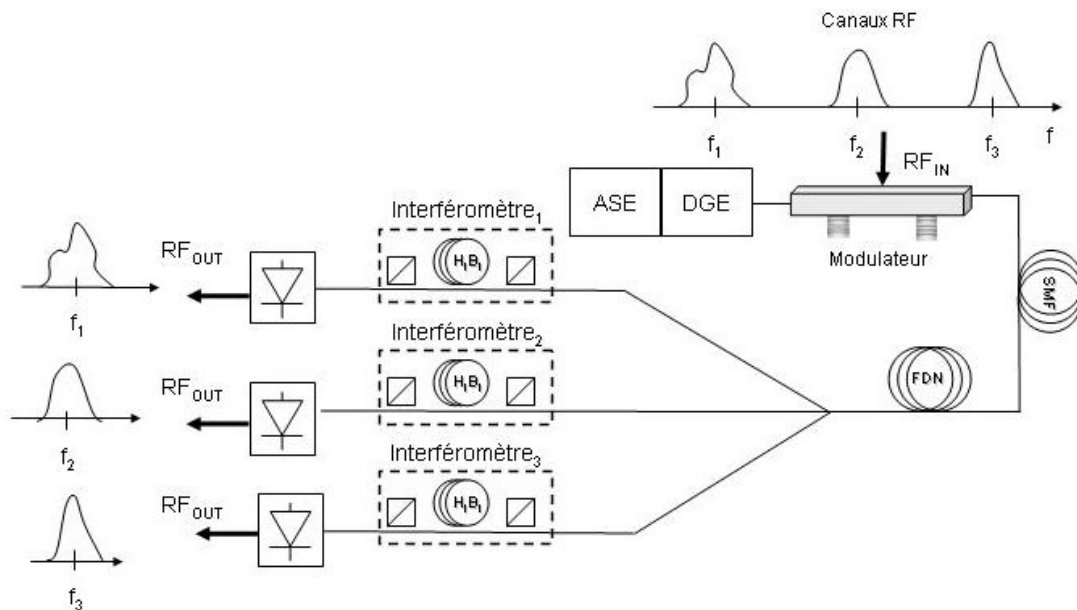


Figure 3.56 : Principe du démultiplexage fréquentiel

Une deuxième intégration proposée concerne le principe de la sélection de canaux (Figure 3.57). Le filtrage d'un canal serait réalisé par le décalage en fréquence de la réponse du filtre microonde. Pour cela, un contrôle en température de l'interféromètre est nécessaire permettant la sélection d'un canal. L'utilisation d'un DGE ainsi que d'un tronçon de fibre FDN est encore nécessaire dans l'objectif de synthèse d'un filtre sélective.

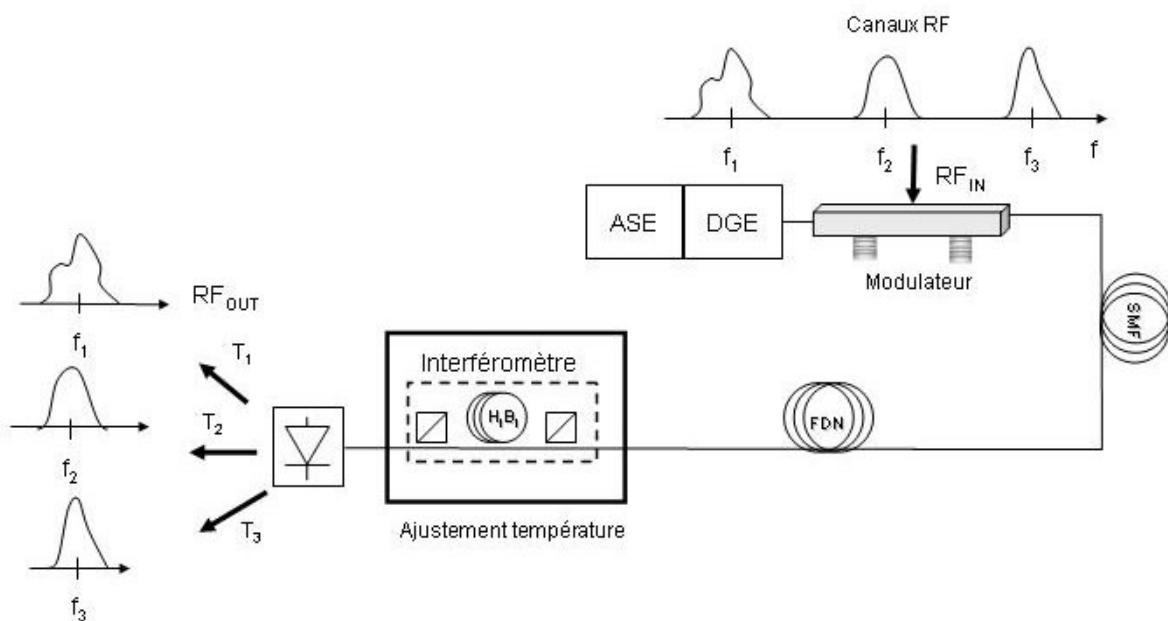


Figure 3.57 : Principe de la sélection de canaux

XII- Conclusion

Une première partie importante de ce chapitre a été dédiée à la caractérisation de chacun des éléments qui compose notre système réalisant la fonction de filtrage opto-microonde. Ceci nous a permis de définir la bande passante dans laquelle nous pouvions mettre en évidence la faisabilité du filtre opto-microonde. De plus, en intégrant les fonctions de transfert de chaque composant dans notre outil logiciel, nous avons pu obtenir des réponses des filtres simulées très proches de celles mesurées, en termes de niveau et de forme du gabarit.

Nous présentons alors sur le Tableau 3.3 une synthèse des performances des réponses des différents filtres opto-microondes obtenus à l'aide de la même source optique et dont le spectre optique cannelé est présenté sur la Figure 3.32a. A l'aide des mesures des réponses des filtres présentées, nous avons pu dégager, à partir d'un déploiement de fibres optiques SMF déjà existant, la possibilité de réaliser la synthèse de filtres microondes :

- ↳ de fréquences centrales facilement ajustables par la longueur de la fibre optique biréfringente, nécessitant alors l'utilisation d'une fibre FDN,
- ↳ sélectifs,
- ↳ de performances de filtrage (bande passante, atténuation des lobes secondaires) ajustables par une reconfiguration de la source optique large spectre (utilisation du DGE et de la fibre FDN),
- ↳ accordables en fréquence par l'action de la température, sans modification du gabarit.

Filtre 1 Dispersion et modulation spectrale non compensée	Filtre 2 Dispersion et modulation spectrale compensée	Filtre 3 Dispersion et modulation spectrale compensée	Filtre gaussien	Filtre 1 en sinc	Filtre 2 en sinc
$L_{SMF} = 25 \text{ km}$ $L_{FDN} = 0 \text{ km}$ $\delta\lambda = 0.65 \text{ nm}$	$L_{SMF} = 25 \text{ km}$ $L_{FDN} = 1.316 \text{ km}$ $\delta\lambda = 0.65 \text{ nm}$	$L_{SMF} = 24.65 \text{ km}$ $L_{FDN} = 1.316 \text{ km}$ $\delta\lambda = 0.65 \text{ nm}$	$L_{SMF} = 25 \text{ km}$ $L_{FDN} = 1.316 \text{ km}$ $\delta\lambda = 0.65 \text{ nm}$ DGE	$L_{SMF} = 25 \text{ km}$ $L_{FDN} = 1.316 \text{ km}$ $\delta\lambda = 0.65 \text{ nm}$ DGE	$L_{SMF} = 25 \text{ km}$ $L_{FDN} = 1.316 \text{ km}$ $\delta\lambda = 0.65 \text{ nm}$ DGE
$f_0^{théo} = 4 \text{ GHz}$ $f_0^{mes} = 3.79 \text{ GHz}$ $\Delta f = 210 \text{ MHz}$	$f_0^{théo} = 6.51 \text{ GHz}$ $f_0^{mes} = 6.46 \text{ GHz}$ $\Delta f = 50 \text{ MHz}$	$f_0^{théo} = 6.68 \text{ GHz}$ $f_0^{mes} = 6.644 \text{ GHz}$ $\Delta f = 36 \text{ MHz}$	$f_0^{théo} = 6.51 \text{ GHz}$ $f_0^{mes} = 6.52 \text{ GHz}$ $\Delta f = 10 \text{ MHz}$	$f_0^{théo} = 6.51 \text{ GHz}$ $f_0^{mes} = 6.52 \text{ GHz}$ $\Delta f = 10 \text{ MHz}$	$f_0^{théo} = 6.51 \text{ GHz}$ $f_0^{mes} = 6.52 \text{ GHz}$ $\Delta f = 10 \text{ MHz}$
$\Delta f = 400 \text{ MHz}$	$\Delta f = 100 \text{ MHz}$	$\Delta f = 102 \text{ MHz}$	$\Delta f = 198 \text{ MHz}$	$\Delta f = 220 \text{ MHz}$	$\Delta f = 160 \text{ MHz}$
	SLSR = 9.5 dB	SLSR = 8.9 dB	SLSR = 31 dB	SLSR = 13 dB	SLSR = 11.8 dB

(SLSR : Side Lobe Suppression Ratio)

Tableau 3.3 : Récapitulatif des performances des réponses des différents filtres obtenus

Nous avons alors mis en évidence comment on pouvait tirer parti de la dispersion chromatique des fibres optiques SMF. Les expériences ici développées nous ont alors permis de proposer deux applications potentielles d'intégration du filtre opto-microonde, comme démultiplexeur fréquentiel et pour la sélection de canaux lorsqu'une accordabilité fréquentielle du filtre est envisagée.

Références bibliographie du chapitre 3

- [3.1] **P. Palai, K. Thyagarajan, B. P. Pal**, "Erbium-doped dispersion compensating fiber for simultaneous compensation of loss and dispersion", *Optical Fiber Technology*, N° 3, 1997
- [3.2] **K. Thyagarajan, R. K. Varshney, P. Palai, A. K. Ghatak, I. C. Goyal**, "A novel design of a dispersion compensating fiber", *Optical IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, N° 11, 1996
- [3.3] **J. L. Auguste**, "Conception, réalisation et caractérisation d'une fibre à forte dispersion chromatique négative", *These de l'Université de Limoges*, 2001
- [3.4] **F. Gérôme, J. L. Auguste, S. Février, J. Maury, J. M. Blondy, L. Gasca, L. Provost**, "Dispersion compensating module in the C-band based on a dual concentric core fibre", *ECOC We3.3.2*, 2004
- [3.5] **F. Gérôme, J. L. Auguste, S. Février, J. Maury, J. M. Blondy, L. Gasca, L. Provost**, "Dispersion compensating module in the C-band based on a dual concentric core fibre", *ECOC We3.3.2*, 2004
- [3.6] **G. P. Agrawal**, "Nonlinear fiber optic", *Academic press*
- [3.7] **J. Marti, F. Ramos, R. I. Laming**, "Photonic microwave filter employing multimode optical sources and wideband chirped fibre gratings", *Electronics Letters*, Vol. 34, N° 18, 1998
- [3.8] **D. Pastor, J. Capmany, B. Ortega**, "Experimental demonstration of parallel fiber-optic-based RF filtering using WDM techniques", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, N° 1, 2000
- [3.9] www.optogone.com, OPTOGONE S.A., 305 Rue Claude E. Shannon, Technopôle Brest-Iroise, 29280 PLOUZANE

- [3.10] **T. Loukina, R. Chevallier, J. L. de Bougrenet de la Tocnaye, M. Barge**, "Dynamic spectral equalizer using free-space dispersive optics combined with a polymer-dispersed liquid-crystal spatial light attenuator", *Journal Of Lightwave Technology*, Vol. 21, N° 9, 2003
- [3.11] **N. Lagakos, J. A. Bucaro, J. Jarzynski**, "Temperature induced optical phase shifts in fibers", *Applied Optics*, Vol. 20, N° 13, 1981
- [3.12] **P. Ferdinand**, "Capteurs à fibres optiques et réseaux associés", *Edition Technique et Documentation, Lavoisier*, 1992

Conclusion

Générale

Conclusion générale

Ce travail de thèse a été consacré à l'étude et à la réalisation de réponses de filtres microondes passe-bande à l'aide de systèmes optiques.

Dans un premier temps, une étude bibliographique nous a permis d'identifier et d'analyser les différentes architectures de filtres microondes et opto-microondes. Cela nous a permis de dégager d'une part les objectifs électriques d'un filtre passe-bande, et d'autre part l'architecture du filtre opto-microonde la mieux adaptée pour y répondre. Notre choix s'est alors porté sur l'échantillonnage par un interféromètre à deux ondes d'une source optique large spectre. Nous avons envisagé alors, la synthèse d'un filtre dont les performances de filtrage peuvent être ajustées avec précision (par l'intermédiaire de la période spectrale d'échantillonnage), et dont la réponse est accordable en fréquence.

Nous avons ensuite développé les fonctions de transfert de transmission sur fibre optique d'un signal optique modulé. Nous avons alors mis en évidence que la bande passante de transmission dépend du spectre de la source optique utilisée. Dans le cas d'une source optique échantillonnée dans le domaine spectral optique (de manière discrète ou continue), la fonction de transfert réalisée correspond à celle de la réponse d'un filtre opto-microonde transversal. De plus, lorsqu'une modulation spectrale interférométrique est effectuée, la fonction de transfert se limite en seulement deux motifs de filtrage. Nous avons alors montré que, dans l'objectif d'une synthèse de la réponse d'un filtre, dont les performances sont contrôlées, la variation de la dispersion chromatique de la fibre optique et la modulation interférométrique a périodique doivent être pris en compte pour être compensées.

Le système permettant la réalisation de la réponse du filtre opto-microonde se compose exclusivement de composants fibrés (source en fibre dopée Erbium fonctionnant en émission spontanée amplifiée, DGE, fibre FDN compensatrice, interféromètre à deux ondes), autorisant une meilleure intégration. Une étape importante de caractérisation de ces différents éléments a donc été nécessaire afin d'envisager au mieux la réalisation du filtre opto-microonde.

Cette étape a été suivie de la mise en œuvre du filtre opto-microonde. Nous avons alors montré expérimentalement, l'efficacité de la compensation simultanée de l'effet de la dispersion chromatique variable de la fibre de ligne et de la modulation spectrale aperiodique interférométrique sur la réponse du filtre opto-microonde. L'utilisation de la fibre FDN a permis d'aboutir à une réponse de filtrage optimale symétrique. La mise en forme de l'allure spectrale de la source optique par l'utilisation d'un DGE a prouvé son efficacité pour la synthèse, à partir d'une même source optique, de réponses de filtres de gabarits différents, assurant ainsi la reconfigurabilité de la réponse du filtre. Des réponses de filtres gaussiens (de 198 MHz de bande passante à 6.52 GHz) et en sinus cardinal (de 160 MHz et 220 MHz de bande passante à la même fréquence) ont été mesurées.

Le choix de la fibre optique biréfringente utilisée dans l'interféromètre à deux ondes et la dépendance de ses propriétés intrinsèques avec la température, nous ont permis de réaliser l'accordabilité fréquentielle de la réponse du filtre par une un contrôle en température. Une accordabilité fréquentielle de la réponse du filtre sur 420 MHz a alors été mesurée. Cette étude a également montré l'indépendance entre la fréquence centrale du filtre et la largeur de bande passante. Les performances des réponses des filtres obtenues sont donc transposables à des fréquences microondes supérieures, ceci en ajustant simplement une plus grande longueur de fibre biréfringente de l'interféromètre.

Enfin, nous avons substituer les sources lasers généralement utilisées dans les systèmes de transmission du signal microonde sur fibre optique par une source optique large spectre. Associée à l'intégration de nouveaux composants fibrés (fibre FDN, interféromètre, DGE), la nouvelle structure offre alors une fonctionnalité supplémentaire de filtrage reconfigurable et accordable indépendamment. La possibilité de placer l'interféromètre en bout de ligne, nous a alors permis d'envisager deux applications d'intégration de la fonction de filtrage, pour la sélection de canaux et le démultiplexage spectral.

Les résultats obtenus lors de ce travail de thèse sont encourageants et présentent des perspectives intéressantes. L'amélioration des performances de filtrage serait rendue possible par l'utilisation d'une source optique plus large spectre. L'utilisation de sources optiques C&L (bande spectrale 1500 nm – 1600 nm) permettrait alors d'augmenter la sélectivité de la réponse du filtre microonde. L'augmentation de la plage d'accordabilité fréquentielle du filtre

est envisageable avec un interféromètre à deux ondes réalisé en optique libre, grâce à une plus grande plage de variation de la différence de marche.

Une autre perspective consisterait à synthétiser la réponse d'un filtre passe-bande dont la réponse impulsionnelle contiendrait des porteuses de poids négatifs par le biais d'une détection différentielle. L'obtention d'un filtre à fonction de transfert d'allure carré serait alors l'objectif. De plus, cette détection différentielle laisse entrevoir la possibilité de la suppression du motif de filtrage centré autour de la fréquence nulle, ce qui permettrait d'obtenir une fonction de transfert ne comportant que le motif de filtrage passe-bande utile.

Annexes

Annexes

Annexe 1 : Définition du paramètre de chirp du modulateur

Le paramètre de chirp d'un modulateur s'écrit en fonction de la variation de phase introduite sur les bras de l'interféromètre par l'intermédiaire d'une tension appliquée :

$$\nu = \frac{\tilde{\varphi}_1 + \tilde{\varphi}_2}{\tilde{\varphi}_2 - \tilde{\varphi}_1} \quad (\text{A1.1})$$

avec $\tilde{\varphi}_i = \frac{d\varphi_i}{dV}$ le taux d'évolution du déphasage supplémentaire φ introduit par l'effet électro-optique dans le bras i de l'interféromètre par suite d'une tension V appliquée aux électrodes relatives à ce bras.

Le déphasage supplémentaire dû à l'effet électro-optique pour des électrodes de longueur identique L et d'un écartement G , a pour expression :

$$\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_e (\pm r \frac{n_e^3}{2}) \Gamma_i \frac{V}{G} L \quad (\text{A1.2})$$

Dans cette expression λ est la longueur d'onde

n_e est l'indice effectif du mode,

r est le coefficient électro-optique utilisé (r_{33} en général),

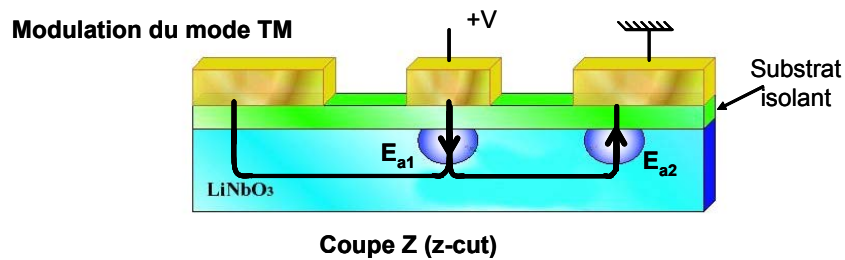
L et G la longueur et l'écartement des électrodes.

Dans l'expression précédente, la phase sera négative si la composante du champ électrique appliquée est orientée dans le même sens que le champ optique, et positive dans le cas contraire.

Le facteur de recouvrement Γ_i est propre à chacun des deux bras de l'interféromètre. Il correspond au recouvrement entre les champs électriques appliqués E_a et celui associé à l'onde optique ϵ :

$$\Gamma_i = \frac{G}{V} \cdot \frac{\iint |\varepsilon|^2 E_a \cdot dS}{\iint |\varepsilon|^2 dS} \quad (\text{A1.3})$$

Le numérateur de l'expression précédente traduit le recouvrement entre les deux champs électriques, celui appliqué et celui associé à l'onde optique. Les recouvrements diffèrent pour les deux guides optiques si la configuration du modulateur est asymétrique. C'est le cas de notre modulateur qui est suivant la configuration z-cut.



Coupe transversale d'un modulateur en coupe Z. Lignes de champs appliquées

Cela implique, que l'électrode de masse est plus large que l'électrode centrale. Ainsi le guide optique sous l'électrode de masse sera moins soumis au champ électrique appliqué. De plus, les directions des lignes de champs appliquées sur les électrodes n'auront pas toutes une direction parallèle à celle du champ optique. Par conséquent, une partie seulement du champ électrique appliqué produira l'effet électro-optique.

Si nous considérons une longueur des électrodes identique et, dans la mesure où les indices effectifs des deux guides sont les mêmes, la définition du chirp (A1.1) et l'expression du facteur de recouvrement (A1.3) conduisent à une nouvelle expression du paramètre de chirp :

$$\nu = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{\Gamma_2 - \Gamma_1} \quad (\text{A1.4})$$

avec Γ_i dans le bras i de l'interféromètre.

Annexe 2 : Relation entre le paramètre de chirp et α_{MZ}

Pour quantifier l'effet parasite de la modulation de phase, nous introduisons le paramètre α défini comme le rapport entre la modulation de phase et d'amplitude en champ ou en puissance :

$$\alpha_{MZ} = \frac{1}{E_s} \cdot \left(\frac{d\phi}{dt} \right) / \left(\frac{dE_s}{dt} \right) \quad (A2.1)$$

Connaissant l'expression en amplitude et phase du champ électrique de l'onde optique en sortie du modulateur, nous pouvons alors déterminer la relation liant le paramètre de chirp v et le paramètre α_{MZ} :

$$\begin{cases} \frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{v \cdot \pi}{2 \cdot V_\pi} \cdot \frac{\partial V(t)}{\partial t} \\ \frac{\partial E_s}{\partial t} = E_0 \cdot \frac{\pi}{\sqrt{2} \cdot V_\pi} \cdot \frac{\partial V(t)}{\partial t} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot V(t)}{2 \cdot V_\pi}\right) \end{cases} \quad (A2.2)$$

On obtient donc, en simplifiant, l'expression liant le paramètre de chirp et le paramètre α_{MZ} du modulateur électro-optique :

$$\begin{cases} \alpha_{MZ} = -v \cdot \cotan\left(\frac{\pi \cdot V(t)}{2 \cdot V_\pi}\right) \\ \alpha_{MZ} = -v \cdot \cotan(\Delta\phi) \end{cases} \quad (A2.3)$$

Annexe 3 : Calcul de la bande passante du filtre microonde gaussien

La densité spectrale de puissance de la source est considérée d'allure gaussienne :

$$g_{\Delta\lambda}(\lambda) = A.e^{-\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)^2} \quad (\text{A3.1})$$

avec $\Delta\lambda$ la demi-largeur à 1/e du maximum A.

Après propagation dans la ligne dispersive dont nous considérons la **dispersion constante**, un étalement temporel de la densité spectrale de puissance est réalisé. Nous obtenons alors la réponse impulsionnelle du système, dont l'expression, proportionnellement aux pertes introduites, s'écrit :

$$h(t) \propto A.e^{-\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2} \quad (\text{A3.2})$$

avec Δt la demi-largeur à 1/e de A de l'enveloppe du signal dans le domaine temporel.

Si nous considérons la dispersion constante, la largeur temporelle à 1/e de la réponse impulsionnelle est proportionnelle au produit de la longueur et de la dispersion de la fibre avec la largeur spectrale à 1/e de la source :

$$\Delta t = D.L.\Delta\lambda \quad (\text{A3.3})$$

La fonction de transfert du système est calculée en effectuant une transformée de Fourier de la réponse temporelle $h(t)$:

$$H(f) \propto A.e^{-\left(\frac{f}{\Delta f}\right)^2} \quad (\text{A3.4})$$

avec Δf la demi-largeur à 1/e du maximum de la gaussienne dans le domaine fréquentiel :

$$\begin{cases} \Delta f = \frac{1}{\pi.\Delta t} \\ \Delta f = \frac{1}{\pi.D.L.\Delta\lambda} \end{cases} \quad (\text{A3.5})$$

La fonction de transfert en puissance se calcule à partir du module au carré de la fonction $H(f)$:

$$H^2(f) \propto e^{-\left(\frac{f}{\Delta f'}\right)^2} \quad (\text{A3.6})$$

La demi-largeur à 1/e de la réponse du filtre gaussien $\Delta f'$ obtenue est proportionnelle à Δf :

$$\Delta f' = \Delta f / \sqrt{2} \quad (\text{A3.7})$$

La demi bande passante $B_p^{1/2}$ du filtre gaussien se déduit de l'expression précédente :

$$B_p^{1/2} = \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} \frac{1}{\pi \cdot \text{D.L.} \cdot \Delta \lambda} \quad (\text{A3.8})$$

La bande passante B_p du filtre gaussien est égale à $2 \cdot B_p^{1/2}$, soit :

$$B_p = \frac{\sqrt{2 \cdot \ln 2}}{\pi \cdot \text{D.L.} \cdot \Delta \lambda} \quad (\text{A3.9})$$

avec $\Delta \lambda$ la demi-largeur à 1/e du spectre de la source optique.

Annexe 4 : Influence de l'asymétrie géométrique entre les deux bras de l'interféromètre

Nous étudions l'influence d'une asymétrie de longueur des deux bras de l'interféromètre sur $\Delta\varphi$. Ce déphasage peut être décomposé en une partie constante et une partie variable en fonction du temps. Nous nous intéressons uniquement à la partie constante, notée ici $\Delta\bar{\varphi}$. Elle peut être évaluée en tenant compte uniquement de la différence entre les facteurs de recouvrement Γ_1 et Γ_2 , c'est-à-dire sans asymétrie géométrique. Elle est alors due uniquement à la partie constante V_0 de la tension de polarisation appliquée :

$$\Delta\bar{\varphi} = \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(r_{33} \frac{n_e^3}{2} \right) \cdot \frac{V(t)}{G} L \cdot (\Gamma_1 + \Gamma_2) \right] \quad (\text{A4.1})$$

Si nous désirons maintenant tenir compte de l'asymétrie géométrique, il faut envisager *a priori* non seulement une longueur différente des électrodes $L_1 \neq L_2$, mais aussi des valeurs différentes des déphasages dues à la seule propagation $\varphi'_1 \neq \varphi'_2$. L'expression précédente se transforme alors :

$$\begin{aligned} \Delta\bar{\varphi} = & \frac{\varphi'_2 - \varphi'_1}{2} + \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(r_{33} \frac{n_e^3}{2} \right) \cdot \frac{V_0}{G} L_{\text{moy}} \cdot (\Gamma_1 + \Gamma_2) \right] \\ & + \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(r_{33} \frac{n_e^3}{2} \right) \cdot \frac{V_0}{G} \cdot \left(\frac{L_2 - L_1}{2} \right) L_{\text{moy}} \cdot (\Gamma_2 - \Gamma_1) \right] \end{aligned} \quad (\text{A4.2})$$

avec $L_{\text{moy}} = \frac{L_2 + L_1}{2}$, L_{moy} représentant la longueur moyenne des bras de l'interféromètre.

Ce calcul montre que la différence de longueurs des électrodes $L_1 \neq L_2$ n'intervient que si les facteurs de recouvrement sont différents $\Gamma_1 \neq \Gamma_2$. Nous ferons l'approximation que le dernier terme est du second ordre et pourra alors être négligé. Le terme constant du déphasage se met alors sous la forme approchée :

$$\Delta\bar{\varphi} \approx \frac{\varphi'_2 - \varphi'_1}{2} + \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(r_{33} \frac{n_e^3}{2} \right) \cdot \frac{V_0}{G} L_{\text{moy}} \cdot (\Gamma_1 + \Gamma_2) \right] \quad (\text{A4.3})$$

Le terme supplémentaire ne provient alors que de l'asymétrie des propagations. Une tension d'offset permet de représenter ce terme en écrivant la partie constante du déphasage sous la forme :

$$\Delta\bar{\varphi} \approx \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(r_{33} \frac{n_e^3}{2} \right) \cdot \frac{(V_0 - V_{\text{offset}})}{G} \cdot L_{\text{moy}} \cdot (\Gamma_2 + \Gamma_1) \right] \quad (\text{A4.4})$$

avec, par identification, la tension d'offset égale à :

$$V_{\text{offset}} = - \frac{\varphi'_2 - \varphi'_1}{2 \cdot \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(r_{33} \frac{n_e^3}{2} \right) \cdot \frac{V_0}{G} \cdot L_{\text{moy}} \cdot (\Gamma_1 + \Gamma_2) \right]} \quad (\text{A4.5})$$

Annexe 5 : Expression du champ électrique en sortie du modulateur

A partir de l'expression (2.107), nous effectuons un développement trigonométrique. Nous présentons dans cette annexe les étapes intermédiaires de ce calcul.

$$E_s = E_0 \cdot e^{j\varphi} \cdot e^{j\omega_0 t} \cdot \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \cos\left(\frac{V \cdot \pi}{2} \cdot \cos(\omega_m t)\right) \\ - \sin\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \sin\left(\frac{V \cdot \pi}{2} \cdot \cos(\omega_m t)\right) \end{bmatrix} \quad (\text{A5.1})$$

Nous faisons apparaître les fonctions de Bessel :

$$\begin{cases} \cos\left(\frac{V \cdot \pi}{2} \cdot \cos(\omega_m t)\right) = J_0\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \cdot J_{2k}\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cos(2k \cdot \omega_m t) \\ \sin\left(\frac{V \cdot \pi}{2} \cdot \cos(\omega_m t)\right) = 2 \cdot \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cdot J_{2k+1}\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cos((2k+1) \cdot \omega_m t) \end{cases} \quad (\text{A5.2})$$

Le champ électrique s'écrit alors :

$$E_s = E_0 \cdot e^{j\varphi} \cdot \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \cdot J_0\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot \cos(\omega_0 t) \\ - 2 \cdot \sin\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \cdot J_1\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot \cos(\omega_m t) \cdot \cos(\omega_0 t) \\ - 2 \cdot \cos\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \cdot J_2\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot \cos(2 \cdot \omega_m t) \cdot \cos(\omega_0 t) \\ + 2 \cdot \sin\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \cdot J_3\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot \cos(\omega_m t) \cdot \cos(\omega_0 t) \\ + \dots \end{bmatrix} \quad (\text{A5.3})$$

$$E_s = E_0 \cdot e^{j\phi} \cdot \left[\begin{array}{l} \cos\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \cdot J_0\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot \cos(\omega_0 t) \\ - \sin\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \cdot J_1\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot [\cos((\omega_0 - \omega_m)t) + \cos((\omega_0 + \omega_m)t)] \\ - \cos\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \cdot J_2\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot [\cos((\omega_0 - 2\omega_m)t) + \cos((\omega_0 + 2\omega_m)t)] \\ + \sin\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right) \cdot J_3\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot [\cos((\omega_0 - 3\omega_m)t) + \cos((\omega_0 + 3\omega_m)t)] \end{array} \right] \quad (\text{A5.4})$$

On pose alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_0 = E_0 \cdot J_0\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{U_{\text{pol}} \cdot \pi}{2}\right), \\ L_1 = - E_0 \cdot J_1\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot U_{\text{pol}}}{2}\right), \\ L_2 = - E_0 \cdot J_2\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot U_{\text{pol}}}{2}\right), \\ L_3 = - E_0 \cdot J_3\left(\frac{\pi \cdot V}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot U_{\text{pol}}}{2}\right), \dots \end{array} \right. \quad (\text{A5.5})$$

Annexe 6 : Détermination de l'expression de l'intensité transmise à travers un système interférentiel

Nous présentons ici le calcul permettant la détermination de l'expression de l'intensité transmise en sortie d'un système interférentiel. Pour cela, nous utilisons le formalisme de Jones.

Vecteur de Jones

Le vecteur de Jones est un vecteur à deux dimensions qui décrit directement l'état de polarisation d'une onde en coordonnées cartésiennes. Il représente les coordonnées dans le plan transversal du champ électrique \vec{E} associé à l'onde optique de pulsation ω :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{J}(x, y, z, t) \cdot e^{j\omega t} \quad (\text{A6.1})$$

$$\vec{J}(x, y, z, t) = \begin{bmatrix} |E_x| \cdot e^{j\phi_x} \\ |E_y| \cdot e^{j\phi_y} \end{bmatrix} \quad (\text{A6.2})$$

Cette notation condensée ne prend en compte que les quantités réelles observables. L'intensité lumineuse I_0 du champ électrique associé à l'onde optique s'exprime par le produit hermitien :

$$\vec{J} \cdot \vec{J}^* = E_0^2 = I_0 \quad (\text{A6.3})$$

Intensité transmise à travers un système interférentiel

Le repère fixe O_{xy} sera constitué des axes propres du milieu biréfringent. La direction autorisée de l'onde électromagnétique du premier polariseur fait un angle α avec l'axe O_x du repère fixe. Celle de l'analyseur fait un angle β avec ce même axe.

Si un faisceau de lumière non polarisée d'intensité I_0 , est incident sur le premier polariseur, il en émerge une lumière polarisée rectilignement selon la direction autorisée du polariseur. Le dispositif biréfringent, éclairé par un état de polarisation rectiligne, non parallèle à un de ses axes propres, décompose l'état incident en deux états rectilignes

orthogonaux et orientés suivant ses axes propres. Dans le repère fixe du milieu biréfringent, le vecteur d'onde incident est tel que :

$$\bar{J}_1 = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix} \quad (\text{A6.4})$$

Les états de polarisation se propagent à des vitesses différentes dans le milieu biréfringent, et se déphasent d'une quantité φ au cours de leur propagation. La matrice de Jones s'exprime alors par :

$$\bar{J}_2 = \begin{bmatrix} e^{j\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\varphi/2} \end{bmatrix} \quad (\text{A6.5})$$

Le rôle de l'analyseur est important. En effet, l'état de polarisation émergent est elliptique ou circulaire suivant la position du premier polariseur par rapport aux axes neutres du milieu biréfringent. Sans analyseur, la mesure de l'intensité transmise ne dépend alors pas du déphasage φ . Le rôle de celui-ci, placé en sortie du milieu biréfringent, est de sommer chacune des deux contributions déphasées et de les faire interférer. L'intensité transmise dépend alors du déphasage φ entre les deux états de polarisation.

Si la direction de passage de l'onde électromagnétique se fait suivant la direction de l'analyseur $O_{x'}$, la matrice de Jones dans le repère du polariseur s'écrit :

$$P_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A6.6})$$

Dans le repère fixe O_{xy} formé par les axes propres du milieu biréfringent, la matrice P_β d'un polariseur dont la direction de passage fait un angle β avec l'axe x s'obtient par la relation :

$$P_\beta = R(-\beta)P_x R(\beta) \quad (\text{A6.7})$$

avec $R(\beta)$ la matrice de changement de base entre le repère fixe et le repère de l'analyseur $O_{x'y'}$, et $R(-\beta)$ la matrice de changement de base entre le repère $O_{x'y'}$ de l'analyseur et le repère fixe, tels que :

$$\begin{aligned} R(-\beta) &= \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \\ R(\beta) &= \begin{bmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A6.8})$$

Après un développement, il vient que :

$$P_{\beta} = \begin{bmatrix} \cos^2 \beta & \cos \beta \sin \beta \\ \cos \beta \sin \beta & \sin^2 \beta \end{bmatrix} \quad (\text{A6.9})$$

Compte tenu des relations données en (A6.4), (A6.5) et (A6.9), l'état émergent de l'analyseur est donné par le vecteur de Jones \vec{J}' tel que :

$$\vec{J}' = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \beta & \cos \beta \sin \beta \\ \cos \beta \sin \beta & \sin^2 \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\varphi/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix} \quad (\text{A6.10})$$

En développant le produit matriciel :

$$\vec{J}' = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \beta \cdot \cos \alpha \cdot e^{j\varphi/2} + \cos \beta \sin \beta \cdot \sin \alpha \cdot e^{-j\varphi/2} \\ \cos \beta \sin \beta \cdot \cos \alpha \cdot e^{j\varphi/2} + \sin^2 \beta \cdot \sin \alpha \cdot e^{-j\varphi/2} \end{bmatrix} \quad (\text{A6.11})$$

L'intensité I transmise par le dispositif est obtenue en effectuant le produit scalaire hermitien. Le calcul conduit alors à l'expression du courant en fonction du déphasage φ entre les deux états de polarisations et des angles α et β du polariseur et de l'analyseur par rapport au repère fixe O_{xy} formé par les axes neutres du milieu biréfringent :

$$\begin{cases} I = A^2 + B^2 + 2AB \cdot \cos \varphi \\ A = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta \\ B = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta \end{cases} \quad (\text{A6.12})$$

Une autre expression de l'intensité fait apparaître le facteur de visibilité V du système interférométrique :

$$\begin{cases} I = I_0' \cdot (1 + V \cdot \cos \varphi) \\ I_0' = \frac{I_0}{2} \cdot (\cos^2 \alpha \cdot \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \beta) \end{cases} \quad (\text{A6.13})$$

On définit le facteur de visibilité donné classiquement par le rapport :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2A \cdot B}{A^2 + B^2} \quad (\text{A6.14})$$

où I_{\max} et I_{\min} sont les intensités maximale et minimale du signal interférométrique. Le facteur de visibilité est maximal ($V = 1$) si les amplitudes des ondes qui interfèrent sont égales, c'est-à-dire si $A = B$. à partir de (A6.12) :

$$|\cos \alpha \cdot \cos \beta| = |\sin \alpha \cdot \sin \beta| \quad (\text{A6.15})$$

Cette condition impose des conditions entre les angles α et β :

$$\begin{cases} \alpha + \beta = \pm \frac{\pi}{2} \\ \alpha - \beta = \pm \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (\text{A6.16})$$

Si l'une de ces conditions est satisfaite, le facteur de visibilité est maximal et l'intensité maximale vaut $(I_0/2)\sin^2(\alpha)$. De plus, il est également souhaitable que l'intensité maximale soit la plus grande possible. Ceci impose alors que l'angle α soit égal en valeur absolue à $\pi/4$.

Annexe 7 : Détermination de dispersion modale de polarisation en fonction de la biréfringence

La PMD ("Dispersion modale de polarisation") correspond au retard de groupe entre les deux états de polarisation. Dans une fibre biréfringente, deux indices effectifs existent suivant deux axes principaux O_x et O_y orthogonaux, n_e^x et n_e^y . La PMD par unité de longueur dans une fibre biréfringente s'exprime alors par :

$$\frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{L} \cdot (\tau_g^x - \tau_g^y) \quad (A7.1)$$

avec τ_g^x et τ_g^y les temps de propagation de groupe des états de polarisation.

Connaissant les relations liant les temps de groupe avec l'indice de groupe N_g , nous montrons facilement que :

$$\frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{c} \cdot (N_g^x - N_g^y) \quad (A7.2)$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide.

Les indices de groupes suivant les axes principaux O_x et O_y s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_g^x = n_e^x - \lambda \cdot \frac{dn_e^x}{d\lambda} \\ N_g^y = n_e^y - \lambda \cdot \frac{dn_e^y}{d\lambda} \end{array} \right. \text{ ou bien si } \omega = c/\lambda, \left\{ \begin{array}{l} N_g^x = n_e^x + \omega \cdot \frac{dn_e^x}{d\omega} \\ N_g^y = n_e^y - \omega \cdot \frac{dn_e^y}{d\omega} \end{array} \right. \quad (A7.3)$$

Nous en déduisons alors, l'expression de la PMD dans une fibre biréfringente :

$$\frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} = (n_e^x - n_e^y) + \omega \cdot \frac{d}{d\omega} (n_e^x - n_e^y) \quad (A7.4)$$

$$\frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} = B + \omega \cdot \frac{dB(\omega)}{d\omega} \quad (A7.5)$$

Annexe 8 : Calcul du taux de modulation

La puissance optique en sortie du modulateur s'écrit en fonction de la puissance optique incidente P_0 , et comme la somme d'une puissance continue \bar{P} et d'une puissance à la fréquence de modulation \tilde{P}_{opt} :

$$\begin{cases} \bar{P}_{\text{opt}} = P_0 \left[J_0^2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi U}{2 V_\pi} \right) + 2 J_1^2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi U}{2 V_\pi} \right) + 2 J_2^2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi U}{2 V_\pi} \right) \right] \\ \tilde{P}_{\text{opt}} = 4 P_0 \cdot \left(\cos \left(\frac{\pi U}{2 V_\pi} \right) \cdot \sin \left(\frac{\pi U}{2 V_\pi} \right) \right) \cdot \left[J_0 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \cdot J_1 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) + J_1 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \cdot J_2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \right] \end{cases} \quad (\text{A8.1})$$

Lorsque le modulateur est polarisé au milieu d'une de ses zones linéaires $U = V_\pi/2$, ces expressions se simplifient de sorte que :

$$\begin{cases} \bar{P}_{\text{opt}} = \frac{P_0}{2} \cdot \left[J_0^2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) + 2 J_1^2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) + 2 J_2^2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \right] \\ \tilde{P}_{\text{opt}} = 2 P_0 \cdot \left[J_0 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \cdot J_1 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) + J_1 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \cdot J_2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \right] \end{cases} \quad (\text{A8.2})$$

Le photocourant disponible à la sortie de la photodiode s'écrit en fonction des sensibilités aux fréquences nulle et de modulation, respectivement S_0 et S_1 , et de la puissance optique qui lui est incidente. La puissance électrique disponible sur un appareil de mesure chargé sur 50Ω s'écrit alors :

$$\bar{P}_{\text{RF}} = \frac{1}{8} R \cdot (S_0 \cdot \bar{P}_{\text{opt}})^2 \quad \text{et} \quad \tilde{P}_{\text{RF}} = \frac{1}{8} R \cdot (S_1 \cdot \tilde{P}_{\text{opt}})^2 \quad (\text{A8.3})$$

Le taux de modulation s'écrit comme le rapport entre la puissance électrique à la fréquence de modulation sur la puissance électrique continue :

$$m = 16 \cdot \frac{S_1^2}{S_0^2} \cdot \frac{\left[J_0 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \cdot J_1 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) + J_1 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \cdot J_2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \right]^2}{\left[J_0^2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) + 2 J_1^2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) + 2 J_2^2 \left(\frac{\pi V_m}{2 V_\pi} \right) \right]^2} \quad (\text{A8.4})$$

Annexe 9 : Spécifications techniques de l'égaliseur de gain dynamique



Optics package 160x110x26 (mm³)

Key features:

- Easily scalable
- Highly reliable mature technology
- High attenuation slope
- Extended L or S bands capability
- Small footprint

Applications:

- Flattening of EDFA gain profiles
- Control gain shape changes caused by Add Drops
- Power control in dynamic EDFAs
- Power equalization in long haul transmission systems.

PARAMETER	SPECIFICATION
Wavelength range (band)	C
Attenuation range (dB)	> 10
Insertion loss (dB) max	< 4.5
PDL (dB) @ 0dB @ max att.	< 0.2 < 0.35
PMD (ps)	< 0.3
Ripple(dB)	+/- 0.1
Return loss (dB)	40
Programmable spectral spacing (nm)	< 0.7
Attenuation slope (dB/nm)	4
Equal. Accuracy (dB)	+/-0.2
Power consumption (W)	<10
Response time (msec)	15
Operating temperature (°C)	-10 to 70 °C

OPTOGONE S.A., 305 Rue Claude E. Shannon, Technopôle Brest-Iroise, 29280 PLOUZANE

www.optogone.com

Publications personnelles

Congrès internationaux :

H. Gouraud, P. Di Bin, L. Billonnet, P. Faugeras, B. Jarry

"Photonic microwave filter using a broadband source sliced by birefringent optical-based interferometer"

IEEE MTT-S Digest, Vol. 2, pp. 769-772, Philadelphia (USA) , June 2003.

H. Gouraud, P. Di Bin, L. Billonnet, P. Faugeras, B. Jarry

"Fibre optics microwave filter frequency tuneability using a temperature controlled in-fibre interferometer"

Mediterranean Microwave Symposium, Marseille (France), June 1-3 2004.

H. Gouraud, P. Di Bin, L. Billonnet, P. Faugeras, B. Jarry

"Fibre optics microwave filter frequency tuneability using a temperature controlled all-fibre interferometer"

European Microwave Conference (EMC), Amsterdam (NL), 11-15 Octobre 2004.

Congrès nationaux :

H. Gouraud, P. Di Bin, L. Billonnet, P. Faugeras, B. Jarry

"Fonction microonde de filtrage utilisant des systèmes optiques"

13eme Journées Nationales Micro-ondes (JNM), 5A-5, Lille, Mai 2003.

H. Gouraud, P. Di Bin, L. Billonnet, P. Faugeras, B. Jarry

"Filtre opto-microonde par synthèse optique de réponse impulsionnelle"

Journées Nationales d'Optiques Guidées (JNOG), Paris, Octobre 2004

Ecole d'été :

H. Gouraud, P. Di Bin, L. Billonnet, P. Faugeras, B. Jarry, E. Le Croizier

"Reconfigurable and tunable photonics microwave filter"

Summer school on "Optical Architectures for RF signal, Processing and signal mixing", 27-29
septembre 2004, Panticosa (Espagne)

RESUME

Ce travail de thèse est consacré à l'étude et à la réalisation par voie optique de la réponse impulsionnelle d'un filtre passe-bande aux fréquences microondes. Un état de l'art des différents travaux concernant les filtres microondes et opto-microondes jusque là réalisés est présenté. Cette étude nous permet d'une part de dégager les objectifs des filtres microondes (électriques, encombrement, ...) et d'autre part, de définir l'architecture du système optique la mieux adaptée pour répondre à ces exigences. La synthèse de la réponse impulsionnelle d'un filtre de type transversal est réalisée par étalement temporel via une fibre optique dispersive d'un spectre optique échantillonné est alors fait. Nous présentons comment la propriété de la dispersion chromatique de la fibre optique, associée à une source optique de caractéristiques spectrales déterminées, est mis à contribution dans la synthèse de la réponse impulsionnelle du filtre opto-microonde de gabarit contrôlé. Un outil de simulation basé sur l'étude théorique précédemment présentée et sur les résultats expérimentaux, permet de valider la nécessité de compenser les effets de la dispersion chromatique variable de la fibre optique et de l'échantillonnage spectrale aperiodique (réalisé par un interféromètre à deux ondes). Des réponses de filtres opto-microondes présentant seulement deux motifs de filtrage (à la fréquence nulle et à la fréquence d'échantillonnage) reconfigurables et accordables fréquemment sont réalisées par contrôle en température de l'interféromètre à deux ondes à fibre biréfringente. Nous proposons finalement deux architectures intégrant à la fonction de transmission de signaux microondes sur fibre optique déjà existant, la fonction supplémentaire de filtrage.