HAL
open science

Filtre optique à bande latérale unique auto-accordable pour les systèmes hybrides fibre-radio

Eric Vourc'H

To cite this version:

Eric Vourc'H. Filtre optique à bande latérale unique auto-accordable pour les systèmes hybrides fibre-radio. Electronique. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2002. Français. NNT : . tel-00817878

HAL Id: tel-00817878

https://theses.hal.science/tel-00817878v1

Submitted on 25 Apr 2013

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

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

LEST UMR 6165

THESE

présentée à

l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale

Spécialité : Electronique

par

Eric VOURC'H

Filtre optique à bande latérale unique auto-accordable pour les systèmes hybrides fibre radio

Soutenue le 28 novembre 2002 devant la commission d'examen composée de :

Rapporteurs :
M. C. ÖZKUL, Professeur, Université de Rouen (Président de jury)
M. S. TEDJINI, Professeur, Institut National Polytechnique de Grenoble
Examinateurs :
M. G. BUREL, Professeur, Université de Bretagne Occidentale
M. M. NEY, Professeur, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne
M. D. HERVE, Maître de conférence, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne
M. D. LE BERRE, Maître de Conférence, Université de Bretagne Occidentale
Invités :
M. P. GELIN, Professeur, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne
M. E. VERGNOL, Ingénieur, France Télécom, Paris

Recherches effectuées au L.E.S.T. - U.M.R. C.N.R.S. 6165 - E.N.S.T.B. - U.B.O.
Laboratoire d'Electronique et des Systèmes de Télécommunications
Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne
Technopôle de Brest-Iroise - B.P. 832 - 29285 BREST CEDEX

Remerciements

J'adresse mes premiers remerciements conjointement à la Région de Bretagne et à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne pour m'avoir accordé une allocation de recherche et pour avoir, par ce biais, choisi de soutenir les travaux du Laboratoire d'Electronique et des Systèmes de Télécommunications dans le domaine de la Photonique-microonde.

Je remercie M. Philippe GELIN, Chef du Département Microondes de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne de m'avoir accueilli au sein du département. Je lui sais gré de ses encouragements et de son soutien constants et j'apprécie sincèrement qu'il ait accepté l'invitation au jury.

Je remercie MM. Gilles BUREL et Michel NEY d'avoir, avec bienveillance, co-dirigé cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude à M. Didier HERVE pour avoir supervisé ce travail avec l'ardeur indéfectible qui le caractérise. Je lui suis reconnaissant de m'avoir, au long de ces trois années, fait bénéficier de sa grande compétence scientifique, de n'avoir eu de cesse de me former aux moindres facettes du travail de chercheur et de m'avoir accordé sa confiance. Je remercie M. Denis LE BERRE dont ce travail a bénéficié de l'encadrement. Je remercie M. Daniel BOURREAU pour ses précieux conseils concernant les composants et les moyens de mesure en hyperfréquences, et pour avoir participé à la mise en œuvre des expérimentations *système*. Je remercie Mme Nicole WOLFFER de m'avoir si généreusement accordé de son temps et de son savoir, ses avis éclairants ont permis d'aboutir à la modélisation de nos composants. Je suis redevable envers M. Eric VERGNOL de France Télécom Paris des fructueuses discussions tenues au cours de ses récurrentes visites. Son expertise aussi bien sur les composants que sur les systèmes photonique-microondes fut déterminante pour l'accomplissement de ces travaux. Je le remercie vivement d'avoir accepté l'invitation au jury.

Ce travail repose sur les excellents cristaux d'InP:Fe réalisés par M. René COQUILLE de France Télécom R&D Lannion pour lesquels je tiens à le remercier. Je remercie également MM. Franck DELORME et Fabrice DEVAUX de France Telecom R&D Bagneux, sans les lasers et les modulateurs électro-absorbants qu'ils ont réalisés nous n'aurions pu envisager ce travail. Mes remerciements vont aussi à MM. Jean François CADIOU, Pierre JAFFRE et Erwan PINCEMIN de France Telecom R&D Lannion pour leur contribution à la réalisation des expérimentations.

Je veux saluer le savoir faire, le perfectionnisme et l'ingéniosité des techniciens du laboratoire : MM. Bernard DELLA, Raymond JEZEQUEL et Serge PINEL, leur contribution à ce travail fut primordiale. Je les remercie pour leur disponibilité et leur diligence quotidiennes doublées d'une bonne humeur salutaire. Je remercie également pour leur concours M. Claude LE MOING et Mme Marie Laure MOLINARD. Je remercie Mme Michèle KERLEROUX et M. Yves BOURY pour avoir pallié avec indulgence mes lacunes en matière de taches administratives.

Je suis particulièrement reconnaissant envers Mme Janet ORMROD, Mme Mary GRAVOT et M. Patrick MAC LAUGHLIN pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la production d'articles scientifiques et dans la préparation des diverses présentations orales de mes travaux.

J'exprime toute ma gratitude à M. Cafer ÔZKUL qui m'a à la fois fait l'honneur d'être rapporteur cette thèse et d'en présider le jury. Je remercie de même M. Smaïl TEDJINI de m'avoir lui aussi fait l'honneur d'accepter d'être rapporteur de ce travail.

Enfin je ne saurais terminer sans remercier mes parents à qui je fais, depuis maintenant 28 ans, endurer l'attente de savoir ce qu'ils pourront faire de moi.

Sommaire

Introductrion générale…….5

CHAPITRE I Contexte général de l'étude……...…...8

I.1 Introduction……8
I.2 Réseaux de transport et de distribution……..……..…9
I.2.1 Le réseau de transport……..…9
a) Réseau de transport optique…….……9
b) Anneau métropolitain……10
I.2.2 Le réseau de distribution……...10
I.3 Les réseaux d'accès large bande…….……..11
I.3.1 Les techniques de ligne d'abonné numérique……11
I.3.2 Les architectures FTTH et FTTB……..13
I.3.3 L'architecture HFC……13
I.3.4 L'architecture HFR……14
I.4 Les réseaux d'accès millimétriques hybrides fibre-radio…….……15
I.4.1 Introduction……...15
I.4.2 Le signal en bande de base ou signal FI sur fibre optique……16
I.4.3 Le signal radio sur fibre optique……...18
I.5 La dispersion chromatique dans les systèmes HFR…….……20
I.5.1 Les signaux à double bande latérale……20
a) Champ optique en sortie du modulateur……20
b) Constantes de propagation…….……21
c) Champ en entrée du photodétecteur……..23
d) Intensité photodétectée…….……..24
I.5.2 Les techniques non BLU……...26
a) Les signaux en bande de base ou FI sur fibre optique……...26
b) Mach-Zehnder à double électrode avec un chirp négatif……..26
c) Up conversion……28
d) Réseau de Bragg "linéairement chirpé"…….……29
e) Disposistif à diversité de phase……30
f) Conjugaison de phase optique……...31
g) Suppression de porteuse……32
I.5.3 Les signaux à bande latérale unique……32
I.5.4 Les techniques BLU……34
a) Les techniques de modulation…….……...34
b) Les techniques de filtrage……..36
I.6 Conclusion……...…37
Références……38

CHAPITRE II Filtres BLU-AALO……...……..….43

II.1 Introduction……43
II.2 Réseaux de Bragg…….……..44
II.2.1 Profil et Condition de diffraction…….44
II.2.2 Réseaux de Bragg dans les lasers…… 45
a) Lasers Fabry-Pérot…… 46
b) Lasers DFB.....47
c) Lasers DBR..... 47
II.2.3 Réseaux de Bragg inscrits dans les fibres…… 48
a) Réseaux de Bragg dans les fibres et techniques de fabrication……. 48
b) Multiplexeurs à insertion extraction…….. 50
II.3 Les réseaux de Bragg photoréfractifs……51
II.3.1 Génération d'un réseau de Bragg par effet photoréfractif……51
a) Mécanismes mis en jeu…….. 51
b) Techniques d'inscription d'un réseau……. 53
II.3.2 Diffraction de Bragg à 1,55 µm…….…55
a) Filtres photoréfractifs dans le niobate de Lithium……56
b) Filtres photoréfractifs dans le phosphure d'Indium dopé au fer……56
c) Filtres photoréfractifs dans le tellure de cadmium……56
II.4 Effet photoréfractif dans l'InP/Fe et filtrage dynamique……57
II.4.1 InP:Fe photoréfractif : premières études……57
II.4.2 Filtre dynamique dans l'InP:Fe……58
a) Principe……..58
b) Extraction d'une longueur d'onde……..60
c) Analyseur de spectre optique autour de 1,55 µm…….……..61
d) Perspectives d'intégration……..62
II.5 Filtre BLU-AALO……..62
II.6 Conclusion……..65
Références……

CHAPITRE III Modélisation des filtres BLU-AALO……..70

III.1 Introduction……...70
III.2 Réseaux de Bragg uniformes……72
III.2.1 Théorie des ondes couplées……72
a) Principe……..72
b) Calculs……...73
III.3 Réseaux de Bragg non uniformes……76
III.3.1 Introduction……76
III.3.2 Modélisation par une approche matricielle……77
III.4 Champ de charge d'espace et modulation d'indice de réfraction……..80
III.4.1 Introduction……80
III.4.2 Cristallographie du phosphure d'indium……80
a) Généralités……80
b) Le dopage au fer……80
c) L'effet électro-optique……...81
III.5 Modèle à deux bandes de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe……...84
III.5.1 Introduction……84

III.5.2 Principe du modèle à deux bandes…….84
III.5.3 Génération et piégeage de porteurs dans l'InP:Fe……..85
a) Centre profond Fe++ et absorption dans l'InP:Fe photoréfractif……...85
b) Phénomènes de génération et de piégeage optique sous illumination périodique…….86
III.5.4 Genèse du modèle à deux bandes……...87
III.5.5 Système d'équations du modèle à deux bandes……..88
a) Introduction……...88
b) Paramètres et variables du système d'équations……89
c) Système d'équations……..90
III.5.6 Expression du champ de charge d'espace……..91
III.6 Champ de charge d'espace dans un filtre BLU-AALO……94
III.6.1 Introduction……94
III.6.2 Eclairement moyen d'un filtre BLU-AALO……..95
a) Eclairement moyen associé au faisceau signal……96
b) Eclairement moyen associé aux faisceaux de commande..……..96
c) Eclairement moyen total du cristal……98
III.6.3 Expression du champ de charge d'espace……..99
III.6.4 Variation d'indice de réfraction……...101
III.7 Modèle des filtres BLU-AALO……..102
III.7.1 Application du modèle à deux bandes au calcul de Esat……..102
III.7.2 Prise en compte de la limitation spatiale des faisceaux……...103
III.7.3 Synthèse……...104
III.7.4 Simulations……..105
a) Valeurs de paramètres utilisées……..105
b) Réponse spectrale d'un filtre dynamique dans l'InP:Fe……..106
c) Filtre BLU-AALO centré à 16 GHz……107
III.7.5 Extension du modèle……110
III.8 Conclusion……..113
Références……..

CHAPITRE IV Caractérisation…….……..……116

IV.1 Introduction……116
IV.2 Montage et réglage en fréquence des filtres BLU-AALO……..117
IV.3 Injection d'un signal modulé à 16 GHz……...120
IV.3.1 Relevé de la réponse spectrale……120
IV.3.2 Caractérisation……122
a) Montage expérimental……122
b) Analyse qualitative des résultats……124
c) Analyse quantitative……124
IV.3.3 Rétro-simulations……125
IV.4 Injection d'un signal modulé à 31.5 GHZ……...128
IV.4.1 Caractérisation……128
a) Montage expérimental……...128
b) Analyse des résultats……..…130
IV.4.2 Rétro-simulations……..132
IV.5 Injection de deux canaux DBL modulés à 31,5 GHZ……..135
IV.5.1 Caractérisation……..135
a) Montage expérimental……..135

b) Analyse des résultats……..…136
IV.5.2 Rétro-simulations……...137
IV.6 Conclusion……141
Références……..

CHAPITRE V Expérimentations système……..……144

V.1 Introduction……144
V.2 Transmission radio sur fibre à 16 GHz……..145
V.2.1 Propagation d'un signal BLU……..145
V.2.2 Propagation d'un signal DBL……...146
V.2.3 Résultats des mesures……..147
V.3 Transmission radio sur fibre à 31,5 GHZ……..148
V.3.1 Propagation d'un signal BLU……..148
V.3.2 Propagation d'un signal DBL……..149
V.3.3 Résultats des mesures……..150
V.4 Transmission BLU hybride fibre-radio sur porteuse RF à 16 GHz……151
V.4.1 Introduction……151
a) Transmission de données sur fréquence porteuse……..…...151
b) Choix du format de modulation MDP2……..…152
c) Choix de la fréquence porteuse RF……154
V.4.2 Montage expérimental……..…154
a) Description de l'expérimentation système……..…154
b) Bilan des puissances……..156
c) Spectres optiques……...157
V.4.3 Etude des diagrammes de l'œil……158
V.4.4 Mesure du taux d'erreur……...159
V.5 Transmission hybride fibre-radio de deux canaux WDM-BLU de porteuse RF 16 GHz……....160
V.5.1 Introduction……..…160
V.5.2 Montage expérimental……..…160
a) Description de l'expérimentation système……..…160
b) Bilan des puissances……..162
c) Spectres optiques……...163
V.5.3 Etude des diagrammes de l'œil……164
V.5.4 Mesure de taux d'erreur……...165
V.6 Conclusion……..166
Références……167

Conclusion générale……168

Annexes……170

Annexe I Caractéristiques des cristaux d'InP:Fe utilisés……...170

Annexe II Vues photographiques, schémas et caractéristiques des dispositifs utilisés…..172

Annexe III Publications et communications ...……...176

Introduction générale

Depuis les années 1980, les réseaux de télécommunications s'appuient sur les systèmes de transmission numériques à haut débit par fibres optiques. Ce sont l'immense bande passante (plusieurs milliers de GHz) et la faible atténuation dans les fibres (0,2 dB/km à la longueur d'onde de 1,55 µm) qui, conjuguées à l'apparition des amplificateurs optiques à fibre dopée erbium, ont favorisé l'essor de ces systèmes de transmission. Cet essor a d'abord été nécessaire pour faire face à la demande en débit suscitée par l'explosion des communications téléphoniques puis à celle du trafic de données (internet etc.). L'introduction, au milieu des années 1990, du multiplexage en longueur d'onde et l'accroissement de la bande passante des composants optoélectroniques d'émission et de réception, ont permis d'atteindre des débits approchant le térabit/s sur certaines liaisons commerciales comme le système transatlantique TAT 14 mis en service en 2001.

Les progrès du *réseau de transport optique de données* ont profité à un autre domaine de recherche : celui du transport des ondes radio sur fibres optiques pour les *réseaux d'accès large bande*.

Les techniques hybrides fibre-radio (HFR) consistent à relier par fibre optique un central à de multiples stations de base, lesquelles fournissent par radio des services haut débit aux abonnés. Les réseaux locaux HFR offrent en effet une large bande passante, en particulier aux fréquences radio millimétriques. Par ailleurs, leur déploiement est à la fois rapide et flexible et d'un coût bien moindre que celui de la fibre ou du câble jusque chez le client puisque cette technique fait l'économie d'un raccordement physique de l'abonné.

En contrepartie, la mise en place des systèmes HFR nécessite de compenser la dispersion chromatique dans la fibre optique car, par le biais d'interférences destructives entre les composantes du signal optique, elle peut provoquer des évanouissements du signal hyperfréquence photodétecté.

Pour remédier à ce problème, des sources optoélectroniques à bande latérale unique (BLU) ont été proposées. Quoique efficaces et robustes, les sources BLU reposant sur un montage hybride et utilisant des techniques de modulation sont d'une mise en œuvre complexe, quant aux sources BLU intégrées, elles sont plus fragiles et présentent en outre une dépendance à la longueur d'onde. Cette même dépendance est aussi l'inconvénient des solutions reposant sur le filtrage d'un signal à double bande latérale (DBL) au moyen d'un réseau de Bragg.

L'objet de ce mémoire de thèse est de présenter les travaux portant sur un nouveau dispositif de filtrage BLU possédant la propriété d'être auto-accordable en longueur d'onde (AALO).

Le **chapitre I** expose le contexte d'utilisation des filtres BLU-AALO : à savoir les réseaux d'accès large bande HFR ainsi que les problèmes dus à la dispersion chromatique.

Le **chapitre II** présente le principe des réseaux de Bragg dynamiques générés par effet photoréfractif dans un cristal de phosphure d'indium dopé au fer. Ensuite nous introduisons le concept des dispositifs BLU-AALO qui est basé sur l'utilisation de ce principe.

La modélisation et la simulation des filtres BLU-AALO font l'objet du **chapitre III**. Le calcul de la réponse spectrale de ces filtres, pour lequel nous considérons que les réseaux de Bragg générés dans le cristal d'InP :Fe sont non uniformes, repose sur la théorie des ondes couplées alliée à une approche matricielle ainsi que sur un modèle de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe.

La mise en œuvre et la caractérisation de filtres BLU-AALO qui ont été menées à des fréquences centimétriques et millimétriques sont présentées au **chapitre IV**. Les résultats de la caractérisation sont par ailleurs comparés à des rétro-simulations basées sur le modèle proposé au **chapitre III**.

Au **chapitre V** nous traitons des expérimentations systèmes. Celles-ci comportent tout d'abord la compensation des effets de la dispersion chromatique, puis des transmission de données hybrides fibre-radio. Une première transmission d'un flux de données à 140 Mbit/s est réalisée avec un signal optique BLU issu du filtrage par un dispositif BLU-AALO d'un

signal DBL modulé à 16 GHz. Une seconde expérimentation réalise la transmission fibre-radio des mêmes données, toujours sur une porteuse hyperfréquence à 16 GHz, mais cette fois sur deux canaux WDM-BLU.

Chapitre I

Contexte général de l'étude

I.1 Introduction

Les réseaux de télécommunications s'appuient aujourd'hui sur des transmissions longues distances par fibre optique dont la capacité en débit numérique peut approcher le Tbit/s sur certaines liaisons transatlantiques **[I.1]**. A l'extrémité de ce réseau, l'accès aux abonnés, confronté à la popularisation de l'Internet et à l'avènement prochain des services multimédia large bande, va devoir procurer plusieurs Mbit/s au particulier, tandis que les abonnés industriels réclameront un débit plus élevé d'un ou deux ordres de grandeur. Or, à l'heure actuelle les réseaux d'accès ne sont pas en mesure de subvenir à ce besoin en bande passante. Pour y remédier, plusieurs possibilités s'offrent aux opérateurs, parmi lesquelles l'usage des lignes d'abonné numériques (xDSL) ou l'architecture hybride fibre-radio (HFR).

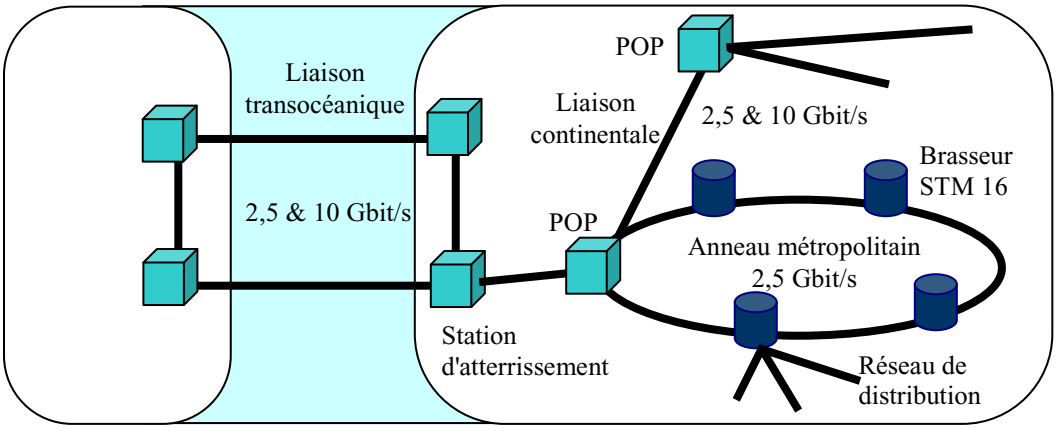
Le dispositif qui fait l'objet du présent mémoire de thèse est destiné à affranchir les réseaux d'accès millimétriques HFR des pénalités liées à la dispersion chromatique dans les fibres. Avant d'en venir à ce problème, ce chapitre d'introduction commence par rappeler la structure d'un réseau de télécommunications. Ensuite les différentes solutions pour un réseau d'accès large bande sont exposées. Finalement, après une comparaison des architectures millimétriques HFR, nous analysons les techniques de compensation des effets de la dispersion chromatique dont l'usage s'impose pour la propagation radio sur fibre. Cette analyse constitue le préalable à notre propre proposition : un filtre à bande latérale unique auto-accordable en longueur d'onde, dont le concept fait l'objet du second chapitre.

I.2 Réseaux de transport et de distribution

I.2.1 Le réseau de transport

a) Réseau de transport optique

Ce sont les propriétés de base de la fibre optique qui ont imposé son introduction au milieu des années 80 dans les liaisons longues distances des systèmes de télécommunications. La fibre optique bénéficie en effet à la fois d'une faible atténuation linéique (aujourd'hui réduite à 0,2 dB/km pour la fibre monomode standard G652 à la longueur d'onde de 1,55 µm) qui permet la propagation du signal optique sur des distances élevées et d'une bande passante de plusieurs milliers de GHz qui offre des capacités de transmissions en terme de débit numérique sans aucun rapport avec celles des câbles précédemment employés. Ces propriétés intrinsèques de la fibre optique, associées aux technologies d'amplification à fibre dopée, aux techniques de multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing : WDM) apparues en 1995, ont conduit à des capacités de débit supérieures au Térabit/s **[I.2]** pour les liaisons optiques longue distance. Parmi ces dernières il faut distinguer deux catégories : les liaisons transocéaniques comme le réseau TAT-14 (Cable Trans-Atlantic n°14 construit en 2000, d'une longueur totale de 15000 km et d'une capacité de 640 Gbit/s grâce à 4 paires de fibres avec 16 longueurs d'onde par fibre et 10 Gbit/s par longueur d'onde) et les liaisons longues distances terrestres telles que le réseau dorsal européen qui relie les Points de Présence des Opérateurs (POP) situés dans les métropoles (80 Gbit/s).



POP : point de présence d'un opérateur

Figure I.1 : Réseau de transport optique.

b) Anneau métropolitain

S'appuyant sur les réseaux longues distances terrestres, on trouve les réseaux dorsaux nationaux et régionaux **[I.3]** désignés par l'appellation ″Backbone Métropolitain″. Ces derniers réseaux optiques véhiculent des débits de 2,5 ou 10 Gbit/s. Ils consistent en des anneaux d'environ 200 km de diamètre interconnectant différents nœuds. Un nœud assure le routage du trafic, soit par une technique de routage électrique : le multiplex optique à 2,5 Gbit/s est alors démultiplexé en 16 trains électriques à 155 Mbit/s et réacheminé, soit par commutation optique au niveau de la longueur d'onde. Cette dernière technologie repose sur des multiplexeurs à insertion extraction optiques **[I.3] [I.4]** (Optical Add Drop Multiplexing : OADM), elle permet au niveau d'un nœud de n'insérer et de n'extraire dans un multiplex que le seul canal optique destiné à ce nœud. Ce moyen permet de ne traiter électriquement dans le nœud que les trains STM16 qui en sont originaires ou qui lui sont destinés.

I.2.2 Le réseau de distribution

Connectés aux brasseurs de l'anneau métropolitain, les réseaux de distribution relient l'usager. Dans le réseau de distribution **[I.5]** la fibre peut encore être présente depuis le brasseur jusqu'à des TNRO (Terminaux Numériques de Réseau Optique), à partir de ces points, le raccordement avec l'abonné se fait le plus souvent par paire torsadée de cuivre. A chaque étage de l'infrastructure entre le brasseur et le TNRO le débit numérique est divisé **(figure I.2)**, celui transmis à l'étage précédant le TNRO, appelé TLO (Terminal de Liaison Optique) doit pouvoir atteindre 622 Mbit/s. Enfin, ce sont les services que l'usager souhaite recevoir qui vont déterminer les débits que le réseau devra être en mesure de supporter dans le dernier kilomètre. Pour un particulier, on estime entre 25 et 50 Mbit/s le débit nécessaire à la délivrance de services « vidéo à la demande », « télévision haute définition » et « internet haut débit ». Pour les entreprises le besoin peut s'avérer beaucoup plus important. Naturellement, le débit constitue le critère déterminant dans les choix du support (fibre, cable, cuivre, radio) et de la technique de raccordement d'un client employée par un opérateur.

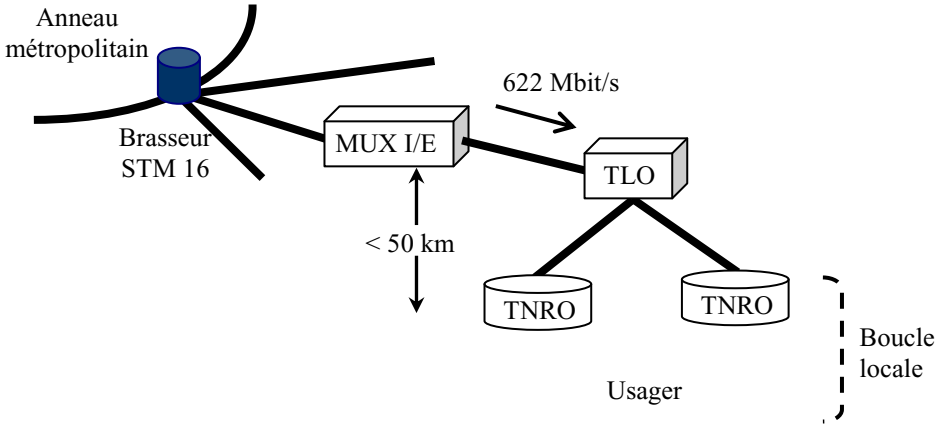


Figure I.2 : Réseau de distribution.

Avant toute chose il est nécessaire de faire la distinction entre les deux acceptions de l'expression « haut débit ». Lorsque l'on s'intéresse au réseau de transport de données, le haut débit numérique désigne (en 2002) un ordre de grandeur compris entre 2,5 Gbit/s et 1,2 Tbit/s. Par contre, dans le contexte du réseau d'accès, le haut débit par abonné recouvre des capacités allant de 2 Mbit/s à 50 Mbit/s. Ce débit est considéré comme haut relativement au flux maximum de 56 kbit/s théoriquement atteint sur la paire de cuivre téléphonique au moyen des modems V90.

I.3 Les réseaux d'accès large bande

I.3.1 Les techniques de ligne d'abonné numérique

Les techniques xDSL **[I.6]** (Digital Subscriber Loop, x représentant la variante) ou lignes d'abonné numériques, qui reposent sur l'utilisation de modulations multiporteuses, permettent d'exploiter la totalité de la bande passante d'une paire de cuivre. Les transmissions de données à des débits allant de 2 à 50 Mbit/s sont ainsi rendues possibles sur des lignes téléphoniques. Néanmoins, les performances des techniques xDSL sont fortement tributaires de la distance ainsi que de l'état de la ligne. La variante ADSL (Asymetric Digital Subscriber Loop) par exemple, propose une liaison bidirectionnelle asymétrique d'une portée de 2500 m autorisant, en plus du service téléphonique, des transmissions de données pouvant atteindre

8 Mbit/s sur la voie descendante et 768 kbit/s sur la voie montante. De toutes les variantes xDSL, c'est certainement l'ADSL qui sera à l'avenir la plus répandue, en effet, de par son débit elle se prête parfaitement aux services tels que l'accès rapide à Internet, la vidéo conférence, l'enseignement à distance ou le télétravail ; de plus, la longueur d'une ligne d'abonné est en moyenne de 2500 m **[I.7]**.

Puisque les solutions xDSL permettent de tirer parti du Réseau Téléphonique Commuté (RTC) déjà existant, elles sont du plus grand intérêt pour l'opérateur historique qui en est propriétaire, et dans une moindre mesure elles intéressent aussi les opérateurs alternatifs à qui le dégroupage rend le RTC accessible par location des lignes. Pour autant, les solutions xDSL, même pour un opérateur historique, ne constituent pas une réponse à tous les problèmes de haut débit chez l'abonné. En effet, pour satisfaire aux besoins résidentiels on estime que des débits allant jusqu'à 25 Mbit/s **[I.7]** peuvent être nécessaires (à elle seule la télévision numérique haute définition demande 8 Mbit/s), mais en raison des contraintes de distance auxquelles elles sont soumises les techniques xDSL ne sont pas en mesure de fournir ces capacités à tous les clients. De ce fait, Il est indispensable d'envisager d'autres techniques dans la boucle locale. Cela s'avère d'autant plus vital pour les opérateurs nouveaux entrants qui, soucieux de garantir leur indépendance vis à vis de l'opérateur historique, cherchent à déployer leurs propres réseaux d'accès. Or, le coût des travaux de génie civil pouvant atteindre 150 euros par mètre, il n'est pas envisageable de déployer de nouveaux réseaux d'accès qui soient tout optiques ni même filaires ou câblés.

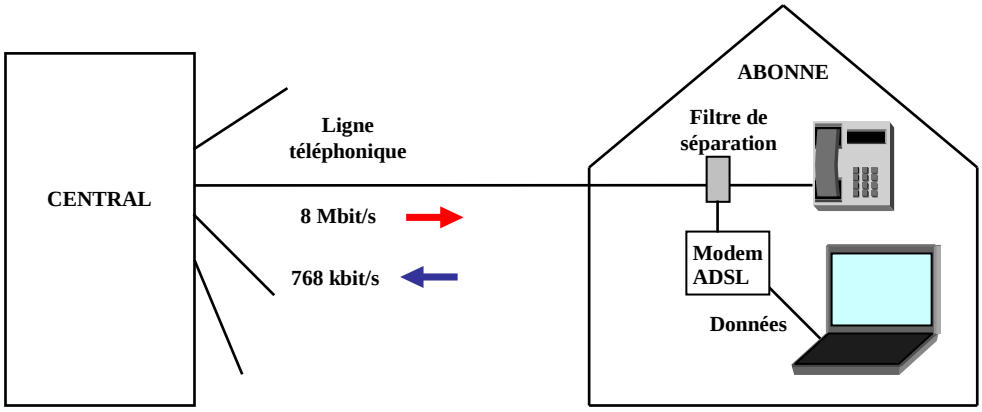


Figure I.3 : Technologie ADSL.

I.3.2 Les architectures FTTH et FTTB

Le support de transmission le plus performant en terme de débit est sans conteste la fibre optique puisque sa bande utile est supérieure à 10000 GHz. Néanmoins, son déploiement jusque chez tous les abonnés (FTTH : Fiber To The Home) et notamment les particuliers, reste hors de question en raison d'une part des problèmes de coût déjà soulevés (§ I.2.1), et d'autre part à cause du temps que prendrait un tel déploiement. Par contre, pour les gros consommateurs de débit tels que les PME/PMI, les grandes entreprises ainsi que les immeubles d'affaires, la pose de la fibre (FTTB : Fiber To The Building) paraît la solution la plus appropriée.

I.3.3 L'architecture HFC

Du point de vue de la bande passante, le câble coaxial est un support plus performant que la paire torsadée de cuivre, aussi le réseau câblé concurrence-t-il actuellement le satellite dans la diffusion de programmes télévisuels. L'architecture de ces réseaux est hybride : le signal à diffuser est d'abord transporté par fibre optique jusqu'à un Nœud d'Accès de Distribution (NAD) où il est converti en un signal électrique qui est ensuite transmis par câble. Il faut cependant signaler le nombre important d'amplificateurs exigé par cette technique de raccordement.

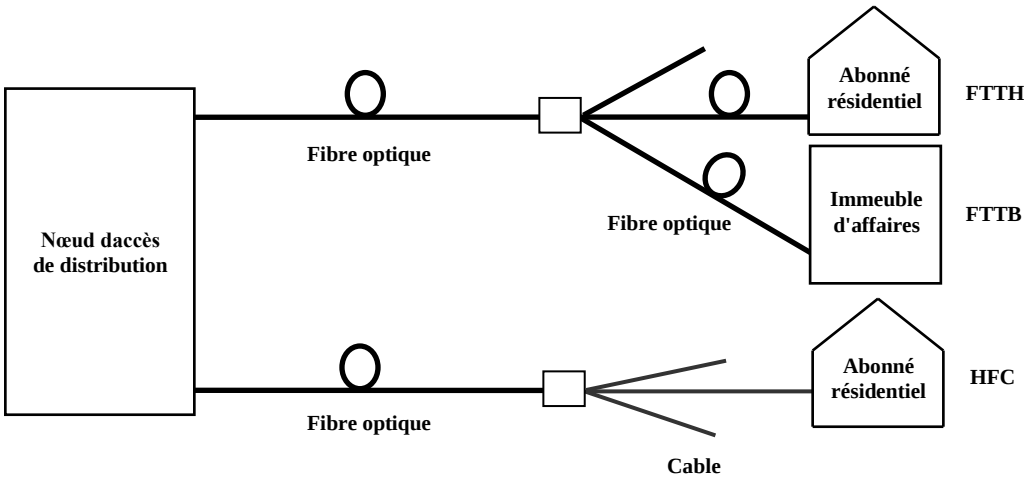


Figure I.4 :Techniques FTTH, FTTB et HFC.

I.3.4 L'architecture HFR

L'architecture hybride fibre-radio (HFR) **[I.8]** est la seule alternative qui dans les derniers mètres du réseau, dispense la boucle locale des travaux de génie civil inhérents au déploiement des techniques précédemment citées. Dans un système HFR, une station centrale génère les signaux de la voie descendante ; ces derniers sont 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.

D'un point de vue stratégique, la boucle locale radio (BLR) permet le déploiement rapide et progressif des nouveaux réseaux, et ce à un coût supportable. Quant aux performances de la liaison, si le débit est dépendant de la capacité maximale de la bande de fréquences, celles-ci dépassent dans tous les cas nettement celles de l'ADSL.

Bénéficiant d'une part des progrès réalisés dans le domaine hyperfréquence à la faveur du développement des systèmes radio-mobiles et d'autre part des efforts consacrés aux transmissions optiques pour les réseaux de transport de données, les systèmes HFR ont donné lieu à de nombreux travaux de recherche au cours de la décennie écoulée **[I.9]**. Nous distinguerons ceux réalisés aux fréquences centimétriques (3-30 GHz) et ceux portant sur les fréquences millimétriques (30-70 GHz). En effet, comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre, ce sont ces derniers que notre dispositif concerne en premier lieu.

Dans le domaine centimétrique, les bandes de fréquences 3,5 GHz et 26 GHz ont été libérées en France en 2000 par l'ART (autorité de régulation des télécommunications). Des licences d'exploitation nationales ainsi que des licences régionales ont été attribuées à des opérateurs concurrents de l'opérateur historique (France Télécom), pour la plupart nouveaux entrants sur le marché **[I.10]**. La bande de 3,5 GHz a pour vocation le raccordement des zones à faible densité de population et permet d'envisager des débits de 28 Mbit/s à partager entre tous les abonnés sur des cellules de 15 km^2. La bande des 26 GHz est quant à elle adaptée aux zones à moyenne densité de population avec des cellules d'environ 5 km^2 et des débits à partager de 112 Mbit/s.

Toujours en France, citons une expérimentation menée en limite de la bande centimétrique : le projet FRANS de France Télécom (Fibre Radio ATM Network and Services). Pour cette expérimentation mixte optique/radio bidirectionnelle **[I.11]** la voie descendante était à 28 GHz avec un débit de 615 Mbit/s dont 25 Mbit/s destinés à chaque usager. La voie montante quant à elle, empruntait la fréquence 29 GHz à un débit de 40 Mbit/s dont 2 Mbit/s par abonné. D'autre part, le diamètre d'une cellule radio, déterminé par l'atténuation en espace libre à ces fréquences, était limité à 1 km.

I.4 Les réseaux d'accès millimétriques hybrides fibre-radio

I.4.1 Introduction

La transmission radio aux fréquences millimétriques **[I.12]** présente l'avantage d'un spectre encore largement inoccupé dont les larges bandes de transmission permettent d'envisager des débits encore supérieurs à celui des bandes centimétriques. De plus, l'absorption atmosphérique qui limite la taille des cellules radio permet la réutilisation de ces fréquences.

A titre d'exemple, les Etats Unis ont attribué la bande 40,5 - 42,5 GHz pour des applications dites MVDS (Multipoint Video Distribution Systems). Celles-ci seraient bidirectionnelles et serviraient, dans des cellules urbaines ne dépassant pas 2,5 km de diamètre, aussi bien à la diffusion de canaux vidéo, de services vocaux que de données **[I.13]**. Les débits envisagés pour la voie descendante vont de 25 à 50 Mbit/s pour un débit remontant de 2 Mbit/s.

D'autre part la bande des 60 GHz suscite de nombreux travaux de recherche puisqu'elle se prête particulièrement aux applications « Indoor » **[I.14] [I.15]**. En effet, de par l'atténuation en espace libre, la dimension des cellules n'excède pas quelques m^2, ainsi, la même fréquence peut être réutilisée pour émettre dans chaque pièce d'un même bâtiment.

Par ailleurs, quelle que soit la fréquence millimétrique envisagée, plusieurs options sont ouvertes quant à l'architecture des systèmes HFR. En effet, on peut choisir de transporter directement sur la fibre optique le signal radio contenant les données ou bien préférer le transport sur la fibre d'un signal soit en bande de base soit à une fréquence intermédiaire. Bien que le problème lié aux effets de la dispersion chromatique se pose surtout dans le cas du transport radio sur fibre, ce dernier semble le plus prometteur car il permet de centraliser la génération des signaux. Ceci explique les nombreux travaux de recherche sur ce sujet **[I.16] [I.17]**.

Aux paragraphes suivants nous allons présenter ces diverses architectures et en comparer les mérites.

I.4.2 Le signal en bande de base et le signal FI sur fibre optique

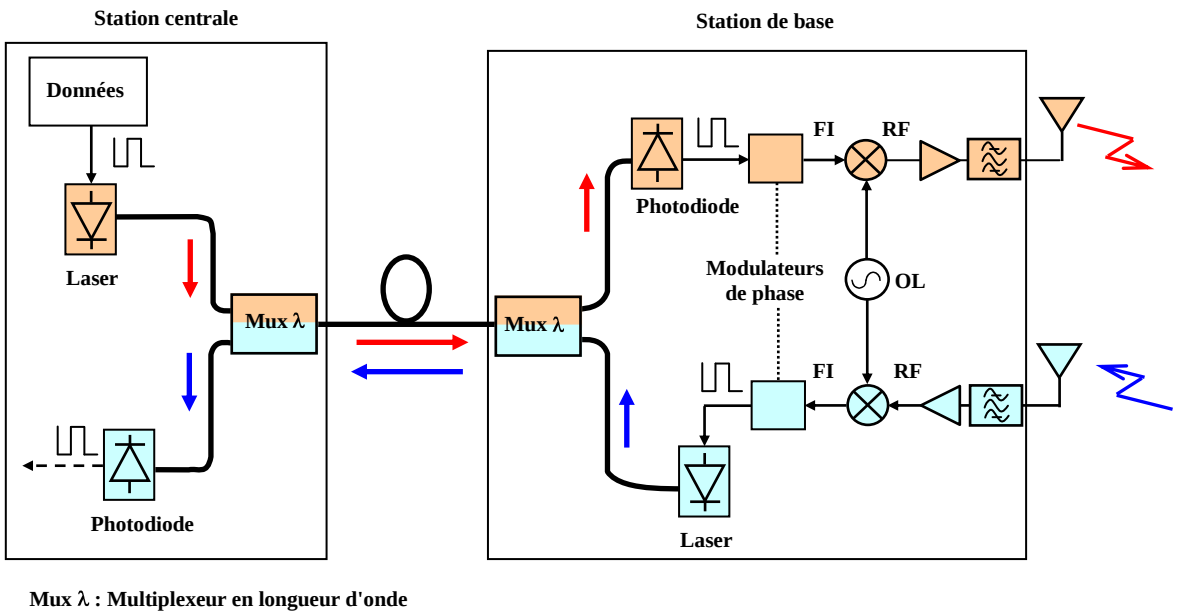


Figure I.5 : Architecture HFR avec transport en bande de base sur fibre optique.

Une première architecture des systèmes HFR **(figure I.5)** consiste à moduler directement des laser par avec un signal électrique en bande de base et à acheminer ensuite le signal optique résultant ("signal optique en bande de base") par fibre depuis la station centrale jusqu'à la station de base **[I.18]**. Dès lors, l'émission radio ne peut se faire qu'après transposition du signal électrique à la fréquence souhaitée. Symétriquement le signal radio

montant peut être transposé en bande de base dès la station de base et ainsi venir moduler directement un laser pour la transmission optique vers la station centrale.

Le transport optique en bande de base présente l'intérêt de ne réclamer que des composants optoélectroniques (lasers, photorécepteurs) de faible bande passante, minimisant ainsi le coût de ces équipements, d'autant que l'usage modulateurs externes peut être évité. Par contre, avec de tels systèmes, la dépense se reporte sur l'équipement RF des stations de base : oscillateurs Locaux (OL) et mélangeurs RF et FI. Ceci est d'autant plus pénalisant que l'équipement RF doit être multiplié par le nombre de déports hertziens du réseau. En outre, la complexité des stations de base rend difficile la reconfiguration du systèmes par l'ajout de canaux RF par exemple.

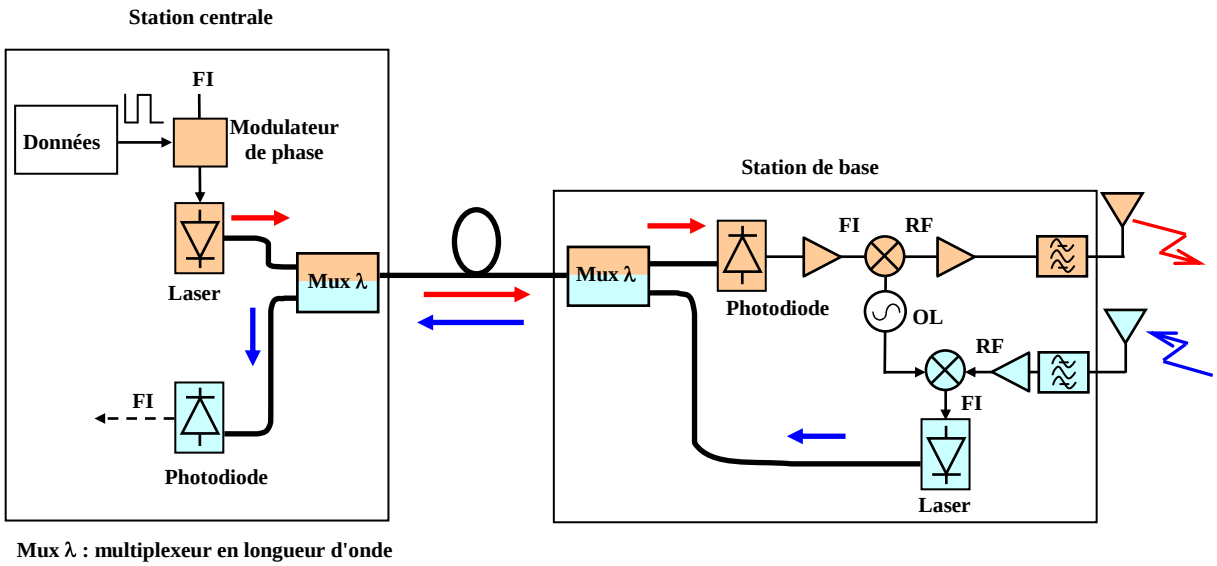


Figure I.6 : Architecture HFR avec transport FI sur fibre optique.

La seconde architecture générique des systèmes HFR repose sur le transport des données sur un signal optique modulé à une fréquence intermédiaire (FI) suivi, dans les stations de base, d'une conversion à la fréquence radio **[I.18] [I.19]**. Si cette architecture dispense les déports hertziens des mélangeurs FI et des équipements numériques de multiplexage et démultiplexage (non représentés sur les figures par souci de clarté), les composants RF, parmi lesquels l'OL, demeurent nécessaires. Ainsi, les défauts majeurs du "transport optique en bande de base" à savoir la multiplicité des équipements RF et la difficile reconfigurabilité du système persistent avec le transport FI sur fibre.

I.4.3 Le signal radio sur fibre optique

La solution "radio sur fibre" consiste à transporter directement sur fibre une porteuse optique modulée par un signal radiofréquence contenant les données. La station de base réalise alors uniquement les fonctions de conversion optique/électrique, d'amplification et d'émission hertzienne, évitant le recours à une quelconque conversion montante ou descendante. Une telle configuration présente l'avantage en centralisant la génération des signaux, d'une architecture simple des stations de base. Cette architecture centralisée permet de ne pas multiplier les équipements RF ce qui limite le coût du réseau et autorise de surcroît son évolution.

En contrepartie, les système "radio sur fibre" exigent des composants optoélectroniques d'émission et de réception qui fonctionnent en hyperfréquences.

A l'émission, la limitation à quelques GHz de la modulation directe des lasers, impose l'usage de modulateurs optiques externes. Des modulateurs interférométriques de type Mach-Zehnder (MZM) ont été réalisés en technologie $LiNbO_3$ **[I.20]**ou GaAs **[I.21]**avec des bandes passantes à –3dB supérieures à 40 GHz. Les modulateurs électro-absorbants (MEA) présentent à la fois l'avantage de pouvoir être intégrés **[I.22]** avec une source laser et de nécessiter de plus faibles puissances de commande électrique que les MZM. La bande passante des MEA à multi-puits-quantiques peut dépasser les 40 GHz **[I.23]**.

Quant aux performances des photorécepteurs rapides elles peuvent aller au delà de 60 GHz pour les jonctions PIN **[I.24]**. Par ailleurs, récemment une nouvelle structure de photodiode dite "uni-traveling-carrier photodiode" (UTC-PD) a été proposée ; certains de ces composants offrent des bandes passantes supérieure à 300 GHz **[I.25]** et génèrent une puissance de plus de 8 dBm **[I.26]**.

Le second point critique des systèmes radio sur fibre aux fréquences millimétriques tient à la dispersion chromatique dans la fibre optique monomode standard (G652). Ce phénomène engendre des temps de propagation différents pour les composantes du signal optique et peut provoquer des évanouissements du signal photodétecté.

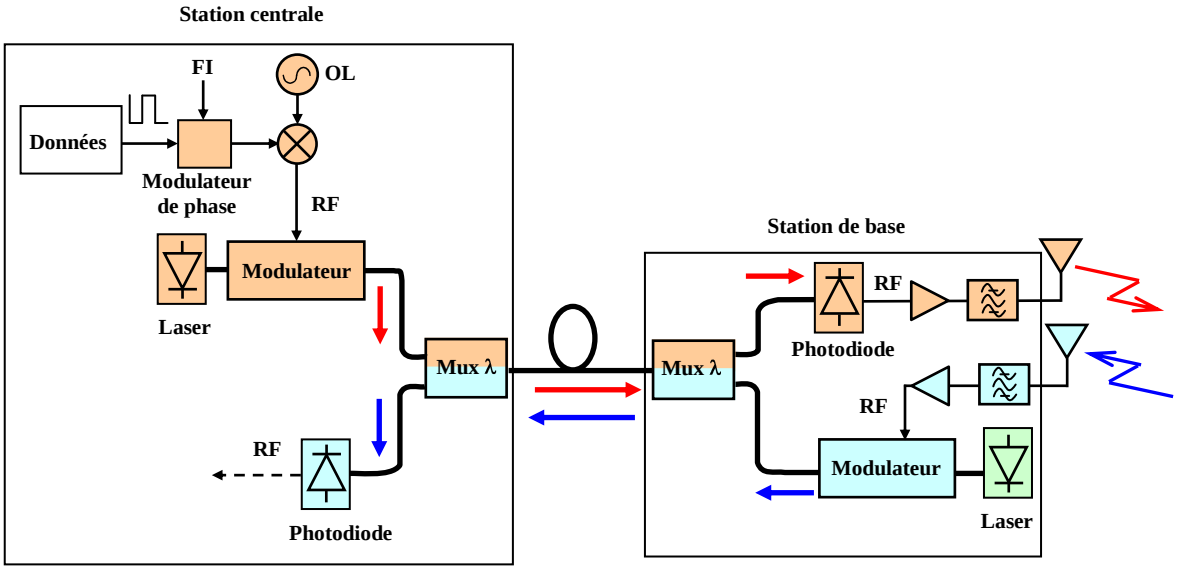


Figure I.7 : Architecture HFR avec transport radio sur fibre optique.

En effet, la modulation en amplitude d'une porteuse optique à une fréquence radio génère un signal constitué d'une porteuse et de deux bandes latérales qui, en raison de la dispersion dans la fibre (17 ps/(nm.km) dans la fibre G652) se propagent à des vitesse différentes. Par conséquent, à l'arrivée à la station de base les trois raies sont déphasées. Or, la puissance RF photodétectée est proportionnelle au carré du champ incident. Cette détection quadratique correspond à un battement entre les bandes latérales et la porteuse qui lorsque les bandes latérales sont en opposition de phase annule le signal détecté. Ce dernier est donc une fonction périodique du déphasage subi par les bandes latérales au cours de la propagation. Pour une fréquence RF fixée, des évanouissement se produisent périodiquement le long de la fibre optique séparant la station centrale de la station de base. Plus la fréquence est élevée, plus les évanouissements sont rapprochés. A titre d'exemples à 30 et 40 GHz, le signal s'annule respectivement tous les 8,2 et 2 km. D'autre part, si la périodicité est connue, l'emplacement du premier évanouissement varie d'un système à l'autre en raison du phénomène de "chirp" lié au modulateur optique de la station centrale. On peut donc difficilement prévoir la longueur de fibre correspondant à un maximum de transmission.

Au paragraphe suivant, nous rappelons les calculs de la puissance RF photodétectée dans le cas du transport d'un signal à double bandes latérales sur une fibre optique monomode

standard. Ensuite nous rappelons les techniques les plus marquantes utilisées pour pallier aux effets de la dispersion chromatique.

I.5 La dispersion chromatique dans les systèmes HFR

I.5.1 Les signaux à double bande latérale

Les trois composantes spectrales du signal DBL issu de la modulation en amplitude de la porteuse optique d'un laser subissent une dispersion chromatique de 17 ps/nm/km dans une fibre optique monomode standard. Ce phénomène de dispersion se traduit par une constante de propagation $\beta(\omega)$ qui n'est pas linéaire en fonction de la pulsation **(I-4)**. Chaque raie du spectre possède donc une constante de propagation différente. Dans un système HFR qui utilise le transport radio sur fibre, la dispersion chromatique affecte la puissance du signal photodétecté dans la station de base. Après le calcul des constantes de propagation puis celui du champ en entrée du photorécepteur, nous calculerons l'intensité détectée I(t).

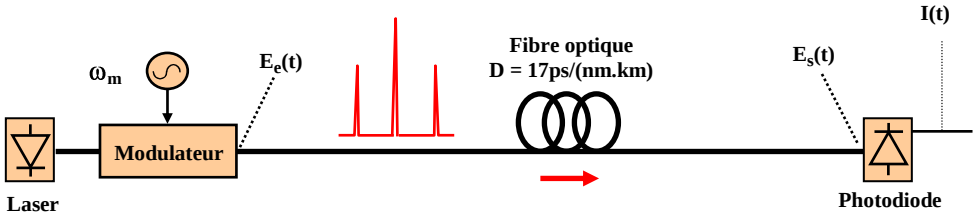


Figure I.8 : Transmission d'un signal DBL sur fibre optique.

a) Champ optique en sortie du modulateur

La génération d'un signal radio sur fibre se fait en général au moyen d'un modulateur externe. En sortie du modulateur le champ du signal optique modulé $E_e(t)$ (l'indice e est choisi car ce signal est injecté en entrée de la fibre) en amplitude est donné par la relation **(I-1)** :

$$E_e(t) = E_p\, e^{j\omega_p t}\sqrt{1 + m\cos\omega_m t} \qquad \textbf{(I-1)}$$

où E_p désigne l'amplitude du champ, m l'indice de modulation, ω_p la pulsation de la porteuse et ω_m la pulsation de modulation. En développant la relation **(I-1)** au 1er ordre on a :

$$Ee(t) \approx E_p\, e^{j\omega_p t}\left(1 + \frac{m}{2}\cos\omega_m t\right) \qquad \textbf{(I-2)}$$

sous forme exponentielle :

$$E_e(t) = A_p\, e^{j\omega_p t} + A_s e^{j(\omega_p - \omega_m)t} + A_i\, e^{j(\omega_p + \omega_m)t} \qquad \textbf{(I-3)}$$

avec $A_s = A_i = \frac{m}{4}A_p$. La relation **(I-3)** fait apparaître les trois composantes spectrales du signal DBL. Les grandeurs A_i, A_p et A_s représentent respectivement les amplitudes de la bande inférieure, de la porteuse et de la bande supérieure. Dans la suite nous simplifierons les calculs en faisant abstraction du facteur $e^{j\omega_p t}$ apparaissant dans l'expression du champ.

b) Constantes de propagation

La **figure I.9** représente le spectre DBL qui se propage dans la fibre optique. Conformément à cette figure nous désignons par β_i, β_p et β_s les constantes de propagation des trois raies, les indices utilisés sont les mêmes que pour les amplitudes. Il est à noter que par convention nous désignons par **bande inférieure** la raie de **longueur d'onde inférieure** et par **bande supérieure** la raie de **longueur d'onde supérieure**. Selon cette convention, comme indiqué sur la **figure I.9**, les fréquences associées aux bandes inférieure et supérieure sont respectivement : $\omega_i = \omega_p + \omega_m$ et $\omega_s = \omega_p - \omega_m$.

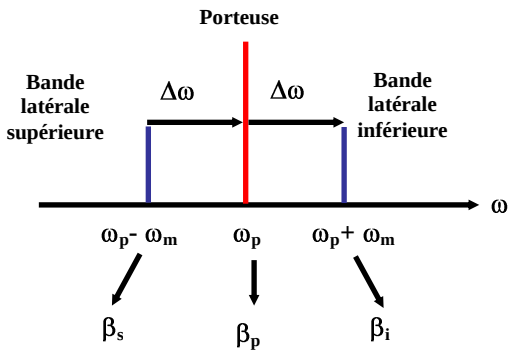


Figure I.9 : Spectre du signal DBL se propageant dans la fibre optique.

La relation **(I.4)** donne le développement au second ordre de la constante de propagation :

$$\beta(\omega) \approx \beta 0 \pm \beta_1 \Delta\omega - \beta_2 (\Delta\omega)^2 \qquad \textbf{(I-4)}$$

La composante β_0 représente la constante de propagation de la porteuse non modulée et vaut :

$$\beta_0 = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \qquad \textbf{(I-5)}$$

La composante β_1 est liée à la vitesse de groupe et vaut :

$$\beta_1 = \frac{\partial\beta}{\partial\omega} = \frac{1}{v_g} \qquad \textbf{(I-6)}$$

Enfin la dérivée au second ordre β_2 correspond à la dispersion chromatique à laquelle elle est liée par le terme de dispersion D (D=17 ps/(nm.km)) :

$$\beta_2 = \frac{\lambda^2 D}{4\pi c} \qquad \textbf{(I-7)}$$

Dans les relation précédentes c représente la vitesse de la lumière dans le vide, n_{eff} est l'indice effectif de la fibre et λ la longueur d'onde de la porteuse optique.

En remplaçant dans la relation **(I-4)** β_0, β_1 et β_2 par leurs expressions, le développement à l'ordre deux d'une constante de propagation s'écrit :

$$\beta(\omega) \approx \beta_0 + \frac{\Delta\omega}{v_g} - \frac{\lambda^2 D(\Delta\omega)^2}{4\pi c} \qquad \textbf{(I-8)}$$

Pour les trois composantes spectrales d'un signal DBL, les écarts de pulsation $\Delta\omega$ par rapport ω_p et les constantes de propagation des trois raies sont :

Porteuse : $\Delta\omega = 0$ **(I-9)** $\Rightarrow \beta_p = \beta_0$ **(I-10)**

Bande latérale supérieure : $\Delta\omega = -\omega_m$ **(I-11)** $\Rightarrow \beta_s = \beta_0 - \frac{\omega_m}{v_g} - \frac{\lambda^2 D \omega_m^2}{4\pi c}$ **(I-12)**

Bande latérale inférieure : $\Delta\omega = \omega_m$ **(I-13)** $\Rightarrow \beta_i = \beta_0 + \frac{\omega_m}{v_g} - \frac{\lambda^2 D \omega_m^2}{4\pi c}$ **(I-14)**

c) Champ en entrée du photodétecteur

Après propagation le long de la fibre de longueur L, le champ électrique $E_s(t)$ vaut :

$$E_s(t) = A_p\, e^{-j\beta_p L} + A_i\, e^{j\omega_m t} e^{-j\beta_i L} + A_s\, e^{-j\omega_m t} e^{-j\beta_s L} \qquad \textbf{(I-15)}$$

En posant d'une part $\Phi = -\frac{\lambda^2 D \omega_m^2}{4\pi c} L$ **(I-16)** et d'autre part $A_{lat} = A_i = A_s$ **(I-17)**

l'équation **(I-15)** devient :

$$E_s(t) = A_p\, e^{-j\beta_0 L} + A_{lat} e^{j\omega_m t} e^{-j\beta_0 L} e^{-j\frac{\omega_m}{v_g} L} e^{-j\Phi} + A_{lat}\, e^{-j\omega_m t} e^{-j\beta_0 L} e^{j\frac{\omega_m}{v_g} L} e^{-j\Phi} \qquad \textbf{(I-18)}$$

Le terme de phase $e^{-j\beta_0 L}$ 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 l'omettrons dans les calculs qui suivent. Dans la relation **(I-18)** en mettant le terme $A_{lat}\, e^{-j\Phi}$ en facteur il vient :

$$E_s(t) = A_p + A_{lat}\, e^{-j\Phi}\left(e^{-j\omega_m\left(t-\frac{L}{v_g}\right)} + e^{j\omega_m\left(t-\frac{L}{v_g}\right)} \right) \qquad \textbf{(I-19)}$$

Soit, en posant : $X = \omega_m\left(t - \frac{L}{v_g}\right)$ **(I-20)** $E_s(t) = A_p + A_{lat}\, e^{-j\Phi}\left(e^{-jX} + e^{jX}\right)$ **(I-21)**

d) Intensité photodétectée

Le photorécepteur étant quadratique, c'est à dire sensible au carré du champ, l'intensité I(t) détectée vérifie :

$$I(t) = E_s(t)E_s^*(t) = \left[A_p + A_{lat}e^{-j\Phi}\left(e^{-jX} + e^{jX}\right)\right]\left[A_p + A_{lat}e^{j\Phi}\left(e^{-jX} + e^{jX}\right)\right] \qquad \textbf{(I-22)}$$

soit $$I(t) = A_p^2 + 2A_{lat}^2 + A_pA_{lat}\left(e^{-jX} + e^{jX}\right)\left(e^{-j\Phi} + e^{j\Phi}\right) + A_{lat}^2\left(e^{-j2X} + e^{j2X}\right) \qquad \textbf{(I-23)}$$

soit aussi

$$I(t) = A_p^2 + 2A_{lat}^2 + 4A_pA_{lat}\cos\left(\omega_m(t-\frac{L}{v_g})\right)\cos\left(\frac{\lambda^2 D\,\omega_m^2}{4\pi c}L\right) + 2A_{lat}^2\cos\left(2\omega_m(t-\frac{L}{v_g})\right) \qquad \textbf{(I-24)}$$

Finalement, d'après **(I-24)**, en négligeant les termes en $2\omega_m\left(t - \frac{L}{v_g}\right)$ qui correspondent à l'harmonique 2 et dont l'intensité est faible, l'intensité détectée comporte :

une composante continue : $$A_p^2 + 2A_{lat}^2 \quad \textbf{(I-25)}$$

et une composante à la pulsation ω_m : $$4A_pA_{lat}\cos\left(\omega_m(t-\frac{L}{v_g})\right)\cos\left(\frac{\lambda^2 D\omega_m^2}{4\pi c}L\right) \quad \textbf{(I-26)}$$

D'après **(I-26),** le signal à la pulsation ω_m accuse un retard de $\frac{L}{v_g}$ et sa puissance varie en fonction du carré ω_m^2 de la pulsation et de la longueur L de fibre. La relation **(I-27)** donne la puissance en dB détectée à la pulsation ω_m et normalisée par rapport à la valeur en L = 0 :

$$I_{dB} \propto 10\mathrm{Log}\left(\left|\cos\left(\frac{\lambda^2 D\omega_m^2}{4\pi c}L\right)\right|\right) \quad \textbf{(I-27)}$$

Les **figures I.10** et **I.11** 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 évanouissements peuvent être observés à une fréquence donnée par photodétection le long de la fibre **(figure I.10)** ou bien en faisant varier la fréquence pour une longueur de fibre donnée **(figure. I.11)**. Plus la fréquence de modulation est élevée plus la période des évanouissements est courte.

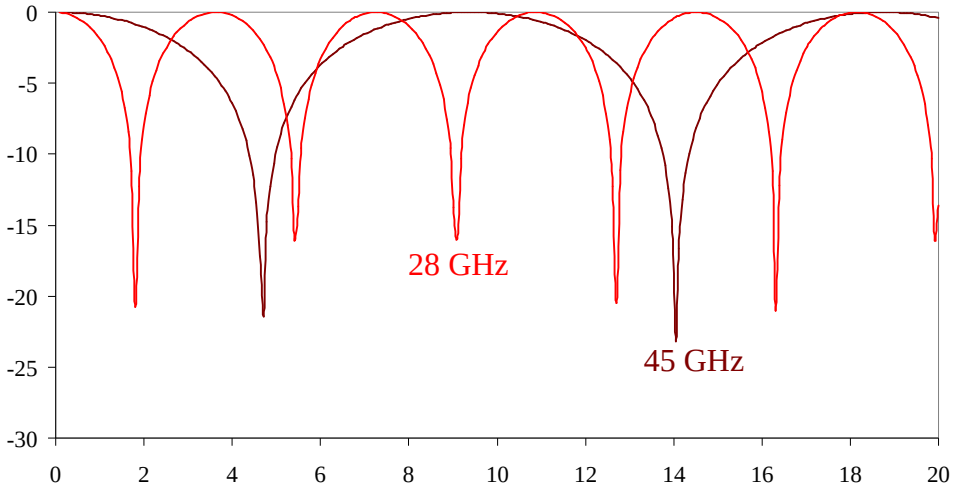


Figure I.10 : Courant photodétecté en fonction de la longueur de fibre pour des signaux DBL de fréquence de modulation 28 GHz et 45 GHz.

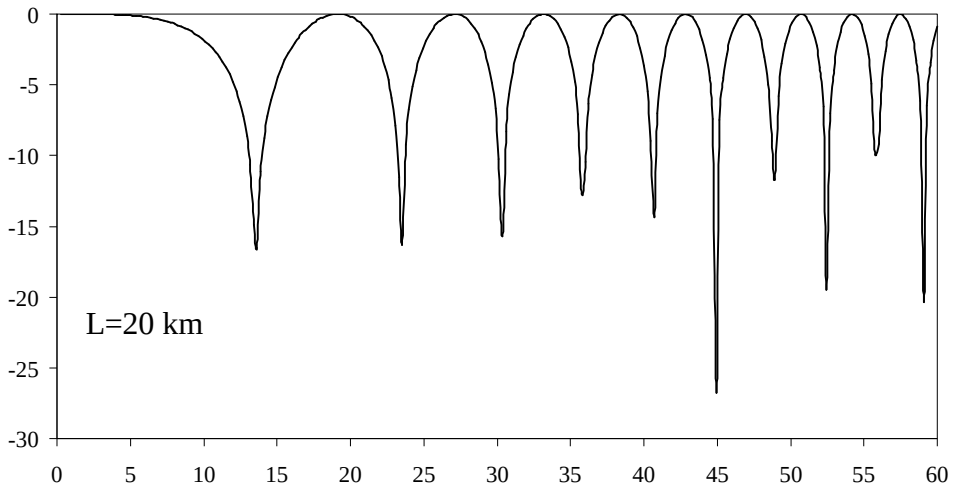


Figure I.11 :Courant photodétecté en fonction de la fréquence de modulation d'un signal DBL après propagation sur une longueur de fibre de 20 km.

I.5.2 Les techniques non BLU

a) Les signaux en bande de base ou FI sur fibre optique

Les systèmes HFR qui emploient le transport sur fibre de signaux en bande de base ou bien de signaux à une fréquence intermédiaire (FI) de la fréquence RF émise à la station de base, sont relativement peu affectés par les effets de la dispersion chromatique. En effet pour une fréquence de 10 GHz, le premier évanouissement n'a lieu qu'au bout de 36,5 km.

b) Mach-Zehnder à double électrode avec un chirp négatif

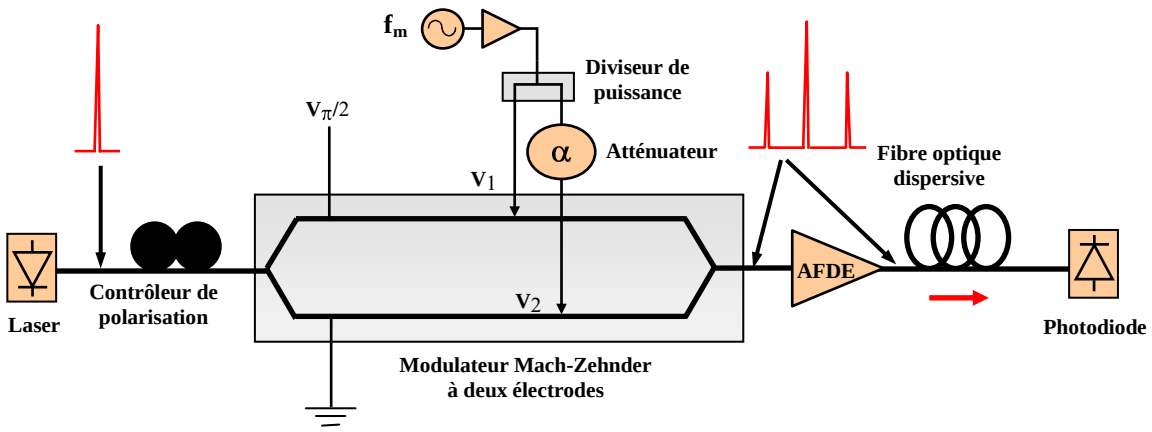
Il est possible de réduire les effets de la dispersion chromatique en utilisant un modulateur optique de type Mach-Zehnder (MZM) à deux électrodes et en lui appliquant un chirp négatif **[I.27]**. Le terme de chirp ν est lié au rapport de la phase sur l'intensité en sortie du modulateur. Par conséquent, puisque le chirp affecte la phase des composantes spectrales en sortie du modulateur, il affecte aussi la longueur de fibre pour laquelle le déphasage entre les bandes latérales sera de π, donc la période des évanouissements. Sur un MZM à deux électrodes, ν est lié aux amplitudes relatives et aux signes des signaux de commande RF V_1 et

V_2 appliqués à chaque électrode **(I-28) [I.28] (figure I.12)**. D'autre part, la relation **(I-29) [I.29]** exprime la puissance RF photodétectée dans la cas d'un MZM à double électrode et prend en compte le chirp :

$$\nu = \frac{V_1 + V_2}{V_1 - V_2} \qquad \textbf{(I-28)} \qquad P \propto \cos\left(\frac{D\lambda^2 \omega_m^2 L}{4\pi c\left(1 - \frac{2}{\pi}\arctan(-\nu)\right)}\right) \qquad \textbf{(I-29)}$$

La relation **(I-29)** suppose que le modulateur est polarisé en quadrature, c'est à dire à $V_\pi/2$ moitié de la tension d'extinction du signal. Ce point de polarisation minimise la génération d'harmoniques et permet de fortes puissances de commande. La relation **(I-29)** montre qu'en appliquant des valeurs de chirp négatives on augmente la distance entre les évanouissements. Ainsi, alors que pour un signal DBL de fréquence de modulation 28 GHz généré par un MZM sans chirp appliqué, le premier évanouissement se produit à 4,5 km, avec un chirp ν = -3, la dégradation après 5 km est réduite à -3dB **[I.27]**.

Cette technique permet donc d'augmenter la portée des transmissions radio sur fibre, cependant elle ne paraît pas indiquée dès lors que les fréquences radio dépassent 30 GHz **[I.27]**. La **figure I.12** illustre cette solution qui requière un MZM à deux électrodes, un diviseur de puissance et des atténuateurs pour contrôler l'intensité des signaux de commande.



AFDE : Amplificateur optique à fibre dopée erbium
V_π : Tension d'extinction du signal

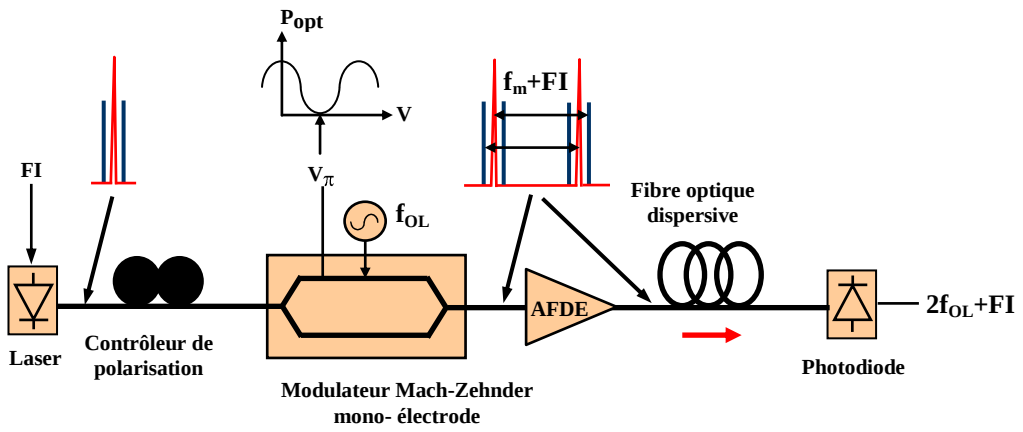
Figure I.12 : Extension de la longueur de transmission d'un signal BLU sur fibre optique utilisant un MZM avec un chirp négatif.

c) Up conversion

Un autre schéma, appelé *up-conversion* permet aussi d'accroître la longueur de transmission sans évanouissement. Dans ce schéma (**figure I.13**), un signal à une fréquence intermédiaire (FI) module directement une source optique, l'*up-conversion* est alors réalisée par un modulateur Mach-Zehnder polarisé au point de transmission minimum et commandé par un oscillateur local (OL) à la fréquence f_{OL}. Finalement, après propagation dans la fibre dispersive, le photodétecteur détecte un courant RF à la fréquence $2f_{OL}$+FI, harmonique d'ordre 2 de l'OL. On démontre **[I.30] [I.31]** qu'avec une architecture de ce type, la période des évanouissements du signal RF est donnée par la relation **(I-30)**.

$$L=\frac{c}{D\lambda^2 FI(FI+f_{OL})} \qquad \textbf{(I-30)}$$

Ainsi si l'on reprend pour f_m la valeur 28 GHz, le premier évanouissement qui pour d'un signal DBL se produit à 4,5 km, se produit à 24,4 km dans le cas d'une *up-conversion* avec une FI à 100 MHz et un OL à 14,95 GHz (on prend toujours D=17ps/(nm.km)).



AFDE : Amplificateur optique à fibre dopée erbium
V_π : Tension d'extinction du signal

Figure I.13 : Schéma de principe de la technique d'*up-conversion.*

Comme on le voit sur l'exemple qui vient d'être donné, l'*up-conversion* permet la propagation sur des longueurs de fibres supérieures à celles permises par la technique

précédente. Néanmoins, le fait que l'information soit portée par l'harmonique du signal issu du laser diminue considérablement le niveau du signal utile par rapport aux techniques DBL.

d) Réseau de Bragg "linéairement chirpé"

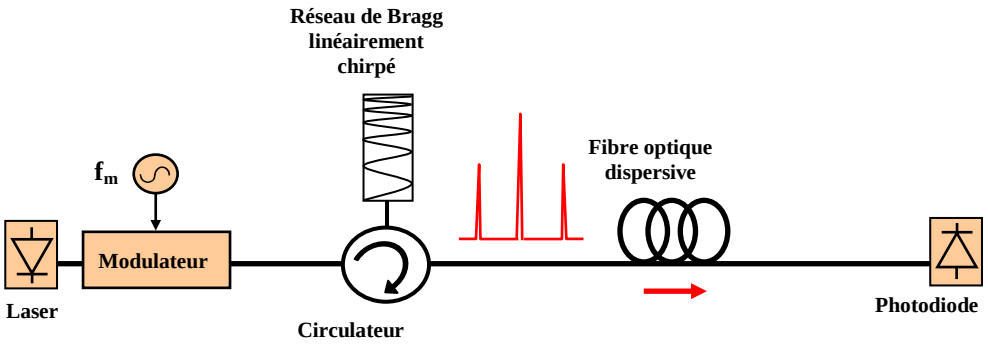


Figure I.14 : Compensation des effets de la dispersion chromatique utilisant un filtre de Bragg linéairement "chirpé".

Pour une longueur de fibre donnée, les effets de la dispersion chromatique peuvent être compensés en utilisant un réseau de Bragg linéairement "chirpé" **[I.32] [I.33]**. Comme le montre la **figure I.14**, le filtre de Bragg utilisé diffracte les trois raies du signal DBL. Le filtre fonctionnant en réflexion, il doit être associé à un circulateur. Le réseau est conçu avec une période non uniforme **(figure I.15.a)** de façon à égaliser les retards de propagation des deux bandes latérales entre l'émission et la réception du signal optique. Ainsi, pour chacune des trois composantes spectrales, les sommes des retards subis dans la fibre et dans le réseau sont égales **(I-31)**.

$$\tau_i^f + \tau_i^r = \tau_p^f + \tau_p^r = \tau_s^f + \tau_s^r \qquad \textbf{(I-31)}$$

La **figure I.15.b [I.34]** qui illustre la courbe du retard de groupe de la fibre monomode dispersive et celle du réseau de Bragg non uniforme en fonction de la longueur d'onde (ou pulsation) montre que les pentes des deux courbes doivent être égales mais de signes opposés.

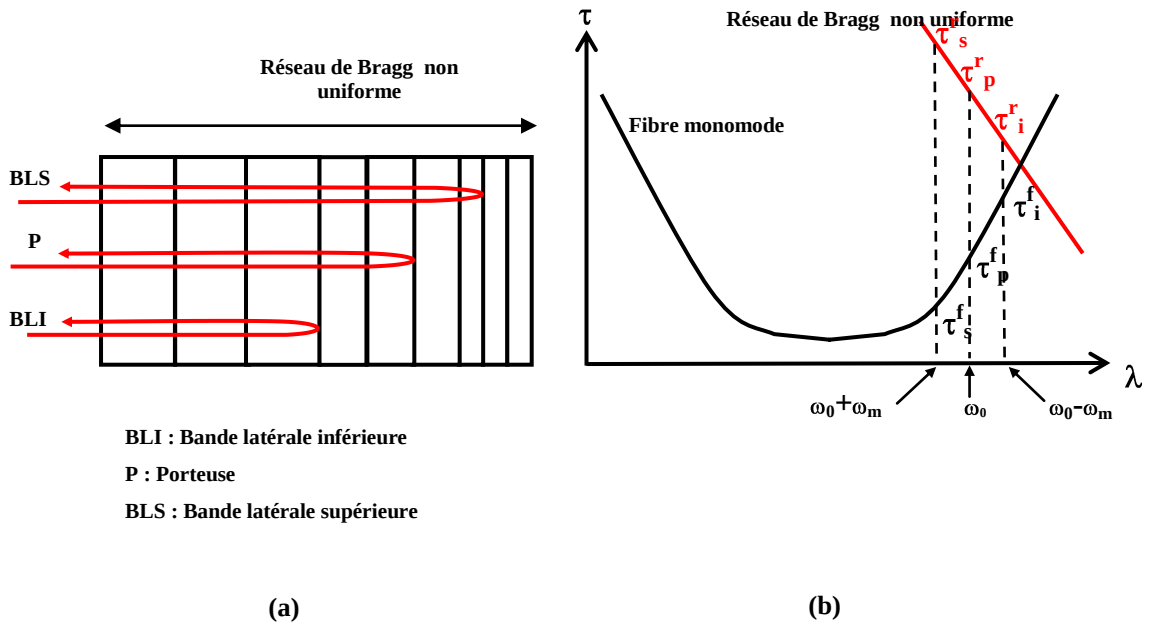


Figure I.15 : (a) Réseau de Bragg non uniforme, (b) retards de groupe de la fibre monomode standard et d'un réseau de Bragg linéairement "chirpé".

Cette technique a démontré son efficacité **[I.35]** et le dispositif utilisé peut être inséré n'importe où sur la liaison. Son inconvénient reste sa dépendance à la connaissance de la longueur de fibre.

e) Disposistif à diversité de phase

Un dispositif de compensation des évanouissements indépendant de la longueur de fibre a été conçu sur un principe de diversité de phase **[I.36]**. Le signal DBL est réparti sur deux chemins optiques au moyen d'un coupleur 3 dB. Sur un bras du coupleur, un réseau de Bragg "non linéairement chirpé" accordable par effet piézoélectrique est utilisé pour ajouter entre les raies latérales un déphasage de π par rapport à l'autre bras. Un coupleur 3dB produisant intrinsèquement un déphasage de $\pi/2$, celui dû au réseau de Bragg doit lui aussi être ajusté à $\pi/2$. Les signaux provenant de chaque bras, polarisés orthogonalement, sont injectés dans un séparateur de polarisation. Par suite, les évanouissements périodiques du signal photodétecté correspondant à chacun des bras sont déphasés de $\pi/2$. Ainsi quelle que

soit la longueur de fibre, le signal RF détecté, somme des contributions des signaux polarisés orthogonalement, est constant en fonction de la longueur de fibre.

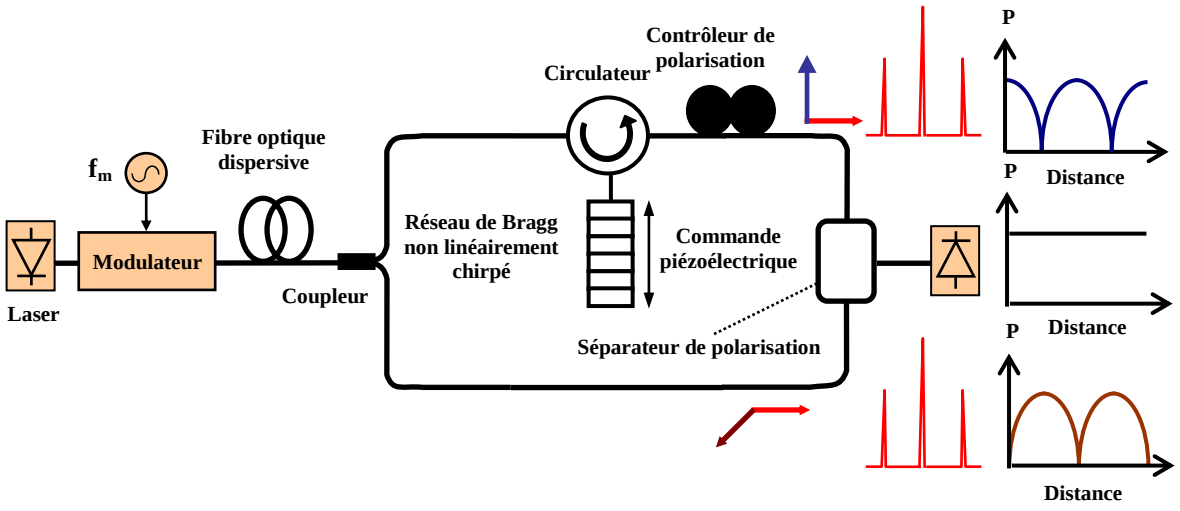


Figure I.16 : Schéma du dispositif à diversité de phase.

L'avantage de cette technique est son indépendance relativement à la longueur de la liaison. Cependant, pour fonctionner à une fréquence donnée elle est dépendante de la longueur d'onde. De plus, elle nécessite une commande en tension du réseau de plusieurs centaines de volts de même qu'un contrôle assurant une polarisation orthogonale sur les deux bras du dispositif.

f) Conjugaison de phase optique

Pour une longueur de fibre optique donnée, les effets de la dispersion chromatique peuvent aussi être compensés en plaçant à une distance appropriée, proche du milieu de la liaison optique un dispositif à conjugaison de phase **[I.37]**. Ce dernier comprend un amplificateur à semi-conducteur doublé d'un miroir à conjugaison de phase ainsi qu'un filtre optique. Le dispositif a pour effet d'inverser le spectre du signal DBL tout en transposant la porteuse optique. Finalement en fin de liaison optique, les bandes latérales ne sont pas déphasées et le signal photodétecté ne subit pas d'évanouissement. Cette technique demeure cependant complexe à mettre en œuvre car elle nécessite de connaître tous les paramètres du

système dont la longueur d'onde de la porteuse optique et la longueur de fibre, ceci afin de placer précisément le dispositif sur la liaison optique **[I.38]**.

g) Suppression de porteuse

Si l'on supprime la porteuse optique d'un signal DBL, seuls demeurent en entrée du photodétecteur les battements entre les deux bandes latérales. Le phénomène d'interférences destructives est ainsi éliminé et la dispersion chromatique ne provoque plus d'évanouissements du photocourant. Cette technique peut, soit faire appel à un filtre optique qui doit être suffisamment étroit et bien ajusté pour filtrer la porteuse sans atténuer les bandes latérales, soit utiliser un modulateur Mach-zehnder polarisé à V_π ou une structure à "modulateur tandem" **[I.5]**. Il faut cependant souligner que la suppression de porteuse interdit les formats de modulation vectoriels.

I.5.3 Les signaux à bande latérale unique

En filtrant l'une ou l'autre des bandes latérales d'un signal optique-radio DBL, ou en générant directement un signal à bande latérale unique (BLU), on élimine les interférences destructives qui peuvent provoquer des évanouissements du signal lors de la conversion optique/électrique après propagation sur la fibre optique.

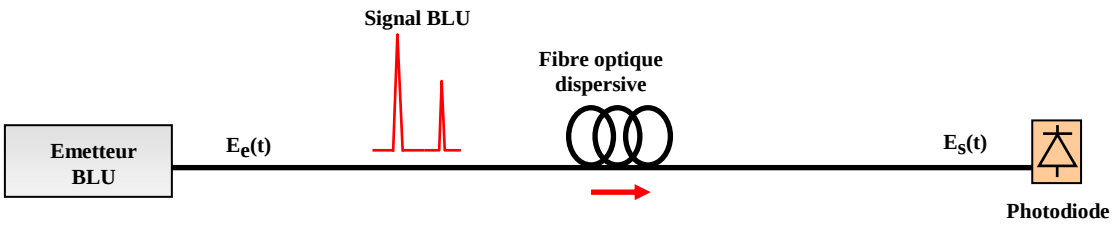


Figure I.17 : Transmission d'un signal BLU sur fibre optique.

En reprenant les notations utilisées à la section I.5.1, pour un signal BLU constitué de la porteuse optique et de la bande inférieure, le champ $E_s(t)$ en entrée du photorécepteur vaut :

$$E_S(t)=A_p\, e^{-j\beta_0 L}+A_{lat}e^{j\omega_m t}e^{-j\beta_0 L}e^{-j\frac{\omega_m}{v_g}L}e^{-j\Phi} \qquad \textbf{(I-32)}$$

En simplifiant l'expression **(I-32)** par le déphasage constant $e^{-j\beta_0 L}$ subi par les deux raies du signal et conservant respectivement pour Φ et X les définitions **(I-16) (I-20)**, il vient :

$$E_S(t)=A_p+A_{lat}e^{-j\Phi}e^{jX} \qquad \textbf{(I-33)}$$

par suite, le photocourant I(t) détectée vérifie :

$$I(t)=E_S(t)E_S^*(t)=\left[A_p+A_{lat}e^{-j\Phi}e^{jX}\right]\left[A_p+A_{lat}e^{j\Phi}e^{-jX}\right] \qquad \textbf{(I-34)}$$

soit $$I(t)=A_p^2+A_{lat}^2+A_pA_{lat}e^{-j\Phi}e^{jX}+A_pA_{lat}e^{j\Phi}e^{-jX} \qquad \textbf{(I-35)}$$

soit aussi $$I(t)=A_p^2+A_{lat}^2+2A_pA_{lat}\cos\left(\omega_m(t-\frac{L}{v_g})-\frac{\lambda^2 D\omega_m^2}{4\pi c}L\right) \qquad \textbf{(I-36)}$$

D'après **(I-36)** l'intensité détectée d'un signal BLU comporte :

une composante continue : $$A_p^2+A_{lat}^2 \qquad \textbf{(I-37)}$$

et une composante à la pulsation ω_m : $$2A_pA_{lat}\cos\left(\omega_m(t-\frac{L}{v_g})-\frac{\lambda^2 D\omega_m^2}{4\pi c}L\right) \qquad \textbf{(I-38)}$$

On voit que le signal à la pulsation ω_m accuse toujours un retard de $\frac{L}{v_g}$ et possède par ailleurs un déphasage constant de $-\frac{\lambda^2 D\omega_m^2}{4\pi c}L$. Comparativement à un signal DBL, pour une

fréquence de modulation donnée, la puissance RF détectée demeure constante le long de la fibre optique et vaut :

$$2A_pA_{lat} \quad \textbf{(I-39)}$$

Cette puissance correspond à la moitié de celle qui serait détectée en L=0 pour un signal DBL ayant les mêmes valeurs de A_p et A_{lat}.

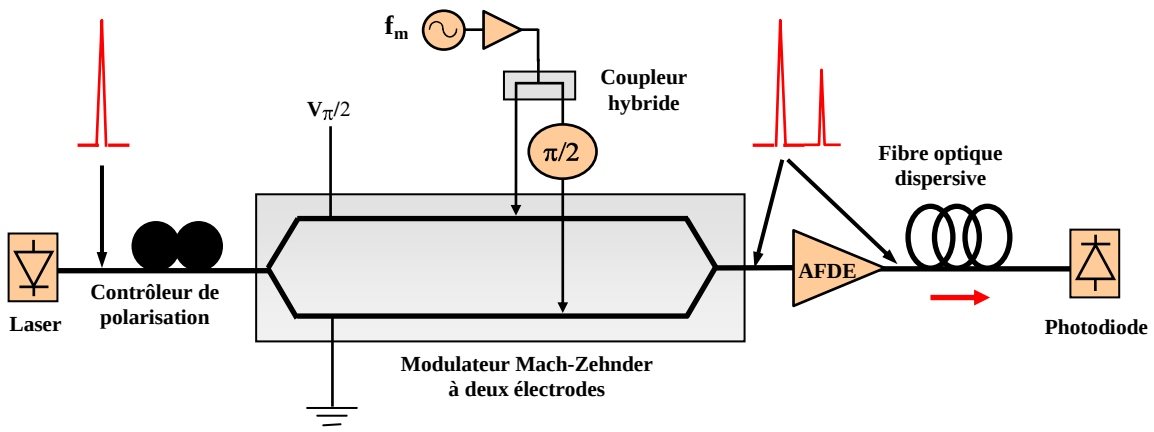
Outre l'élimination des évanouissements du signal RF, sachant que sur un signal DBL, chacune des bandes latérales contient la totalité des données, ces dernières sont entièrement conservées sur un signal BLU. Par conséquent les techniques BLU sont très fréquemment employées dans les architectures HFR **[I.39] [I.40]** pour éliminer les effets de la dispersion chromatique.

I.5.4 Les techniques BLU

Comme nous venons de l'évoquer au paragraphe précédent, typiquement, 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.

a) Les techniques de modulation

Historiquement, 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 **[I.27] (figure I.18)**. Pour générer à partir d'une porteuse optique un signal BLU au moyen d'un tel modulateur, il faut appliquer à ses deux électrodes le signal de commande RF en assurant entre elles un déphasage électrique de $\pi/2$. Parallèlement, l'un des bras du modulateur doit être polarisé en quadrature, i.e. à la moitié du minimum de transmission, tandis que le second bras n'est pas polarisé.



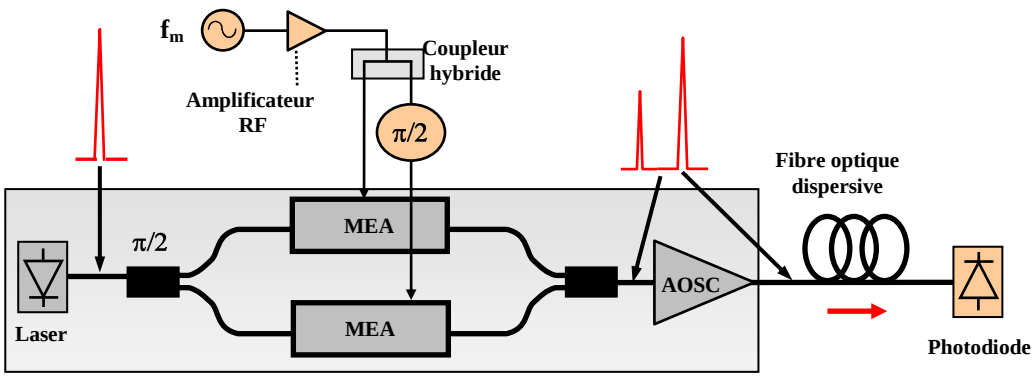
AFDE : Amplificateur optique à fibre dopée erbium

V_π : Tension d'extinction du signal

Figure I.18 : Transmission radio sur fibre optique d'un signal BLU généré à partir d'un MZM à deux électrodes.

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. Face à cette source BLU hybride, un convertisseur millimétrique optique BLU intégré sur InP a été réalisé **[I.41]**.

La **figure I.19** représente la source BLU qui intégre monolithiquement un laser DFB, deux modulateurs électro-absorbants large bande 40 GHz, un amplificateur à semiconducteurs et des coupleurs passifs MMI (interféromètres multimodes).



MEA : Modulateur électroabsorbant AOSC : Amplificateur optique à semiconducteur

Figure I.19 : Transmission radio sur fibre optique d'un signal BLU généré à partir d'une source intégrée.

Tout comme la source hybride, l'émetteur BLU intégré exploite un principe d'interférométrie. Cette source a elle aussi montré son efficacité en permettant la propagation de signaux radio sur fibre à 38 GHz sur plus de 50 km. L'intérêt supplémentaire apporté par l'intégration repose notamment sur l'encombrement réduit. Par contre, si les MEA ont l'avantage de réclamer moins de puissance de commande que les modulateurs MZM, leur plage de fonctionnement en longueur d'onde est très étroite.

b) Les techniques de filtrage

Enfin, la suppression au moyen d'un filtre optique de l'une des bandes latérales d'un signal optique radio DBL constitue un moyen très simple à mettre en oeuvre pour générer un signal BLU **[I.42]** (**figure I.20**). Cependant cette technique est contraignante car elle dépend de la longueur d'onde et réclame des filtres avec une bande passante de quelques GHz.

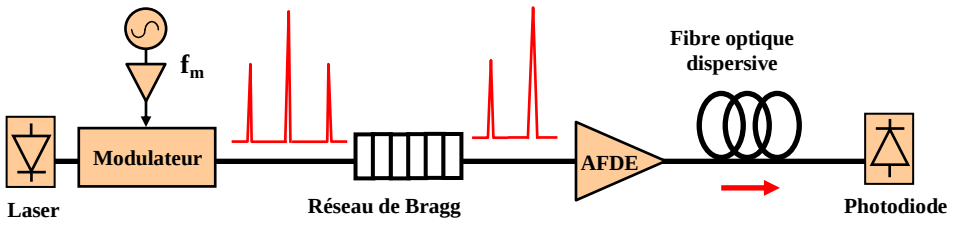


Figure I.20 : Transmission BLU sur fibre optique après filtrage d'une bande latérale par un réseau de Bragg.

I.6 Conclusion

Les systèmes hybrides fibre-radio millimétriques réunissent de nombreux atouts qui en font une solution prometteuse pour le déploiement des futurs réseaux d'accès large bande. D'une part, la fibre optique grâce à sa faible atténuation à son immunité aux perturbations électromagnétiques et à sa bande passante de plusieurs centaines de GHz constitue le meilleur support pour le transport de données sur plusieurs km. D'autre part, la radio, dont les technologies ont bénéficié du développement des systèmes mobiles ou satellites, permet de déployer rapidement le réseau et à un coût bien moindre qu'un accès physique (ligne bifilaire, câble ou fibre optique) à l'abonné.

Parmi les architectures possibles de ces systèmes, le transport radio sur fibre donne lieu à de nombreux travaux de recherche. En effet, il permet de centraliser la génération des signaux, simplifiant par là même au maximum les stations de base avec pour conséquence de minimiser le coût du réseau. La dispersion chromatique suscite en particulier l'intérêt des chercheurs en raison de ses effets néfastes sur la transmission des signaux radio millimétriques sur fibre.

Les solutions proposées pour résoudre ce problème relèvent du traitement optique du signal. Une première catégorie de solutions fait appel à des techniques filtrage au moyen de réseaux de Bragg ; la seconde repose sur des techniques de modulation. Le défaut majeur des techniques de filtrage est leur dépendance à la longueur d'onde.

Nous allons au chapitre suivant présenter un nouveau dispositif de filtrage destiné à la génération de signaux optiques à bande latérale unique pour le transport radio millimétrique sur fibre optique. Grâce à l'utilisation de l'effet photoréfractif dans un cristal de phosphure d'indium dopé au fer, le filtrage réalisé par le dispositif est indépendant de la longueur d'onde du signal d'entrée.

Références du chapitre I

[I.1] "Les réseaux optiques sous marins au seuil du Tbit/s par fibre", *La Revue des Télécommunications d'Alcatel, p 171-182, 3e trimetre 2000.*

[I.2] N. S. Bergano, "Ultra long distance submarine DWDM systems", *Digest of the LEOS topical meetings*, pp. 3-4, 2001.

[I.3] D. Tanis, "Les nouvelles technologies optiques dans les réseaux métropolitains", *Revue de l'Electricité et de l'Electronique*, p.82, avril 2000.

[I.4] "Le répartiteur optique : l'élément le plus récent du réseau d'infrastructure optique", La *Revue des Télécommunications d'Alcatel*, 3e trimetre 2000, p 197-202.

[I.5] J. F. Cadiou, "Interfaces optiques millimétriques pour le réseau de distribution", *Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 1996.*

[I.6] "Les hauts débits sur paire de cuivre - Les techniques xDSL", *La lettre de l'Autorité de régulation des télécommunications, 5, p. 16-17 avril 1999.*

[I.7] D. Tanguy. "Etude des systèmes de distribution hybrides fibre-radio", *Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 1998.*

[I.8] A.J. Seeds, "Broadband fibre-radio access networks", *In Proc. IEEE MWP'98*, pp. 1-4, 1998.

[I.9] "Dossier Boucle Locale Radio", *Radiocom Télécom Mag, 79, p. 64-68 septembre/octobre 2000.*

[I.10] A. J. Seeds, "Microwave Photonics", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 50(3) :877-887, March 2002.*

[I.11] F. Deborgies, M. Mittrich, H. Schmuck, P. Jaffré and C. Pescod, "Progress in ACTS FRANS Project", *Proceedings. International Topical Meeting on Microwave Photonics (2000) Melbourne, Australia, p. 115-118.*

[I.12] M. Goloubkoff, E. Penard, D. Tanguy and P. Legaud, "Outdoor and Indoor applications for broadband local loop with fibre supported mm-wave radio systems", *In Proc. IEEE MTT-S'97*, pp. 31-34, 1997.

[I.13] A. Nirmalathas, D. Novak, C. Lim, R.B. Waterhouse, and D. Castleford, "Fiber Networks for Wireless Applications", *Lasers and Electro-optics Society 2000 Annual Meeting, IEEE LEOS 2000 13 th Annual Meeting,* vol. 1, p 35-36, 2000.

[I.14] T. Kuri, K. I. Kitayama, A. Stohr and Y. Ogawa, "Fiber-optic millimeter-wave downlink system using 60-GHz band external modulation", *IEEE Journal of Lightwave Technology,* 17(5), pp. 1774-1781, May. 1999.

[I.15] Y. Takimoto, "Considerations on millimetre-wave indoor", *In Proc. IEEE MTT-S'98*, pp. 111-114, 1998.

[I.16] D. Novak, G.H. Smith, H.F. Liu and Rob Waterhouse, "Optically fed millimeter-wave wireless communications". *In Proc. OFC'98*, TuC1, 1998.

[I.17] A.J. Seeds, "Broadband wireless access using millimetre-wave over fibre systems", *In Proc. IEEE MTT-S'97*, pp. 23-25, 1997.

[I.18] A. Nirmalathas, C. Lim, D. Novak and R. B. Waterhouse, "Progress in millimeter-wave fiber-radio access networks", *Annales des Télécommunications, 56(12)*, pp. 27-38, Janvier-Février 2001.

[I.19] K. Kitayama, "Architectural considerations of radio-on-fiber millimeter-wave wireless access systems", *In Proc. ISSE 98*, pp. 378-383, 1998.

[I.20] K. Nogushi, O. Mitomi and H. Miyazawa, "Millimeter-wave Ti :$LiNb0_3$ optical modulators", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 16(7) pp. 615-619, April 1998.

[I.21] S.R. Sakamoto, R. Spickermann and N. Dagli, "Narrow gap coplanar slow wave electrode for travelling-wave electro-optic modulators", *Electronics Letters*, vol. 31(14), pp. 1183-1184, July 1995.

[I.22] A. Ramdane, F. Devaux, N. Souli, D. Delprat and A. Ougazzaden, "Monolithic integration of multiple-quantum-well lasers and modulators for high-speed transmission", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics,* vol.2(2), pp. 326-335, June 1996.

[I.23] T. Ido, S. Tanaka, M. Suzuki, M. Koizumi, H. Sano and H. Inoue, "Ultra-high-speed multi-quantum well electro-absorption optical modulators with integrated waveguides", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 14(9), pp. 2026-2034, Sept. 1996.

[I.24] Données constructeurs du fabricant *Discovery semiconductors Inc.,* www.chipsat.com.

[I.25] H. Ito, T. Furata, F. Kodama and T. Ishibashi, "InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode with 310 GHz bandwidth", *Electronics Letters*, vol. 36(21), pp. 1809-1810, Oct 2000.

[I.26] H. Fukano, Y. Muramoto, K. Takahata and Y. Matsuoka, "High efficiency edge-illuminated uni-travelling-carrier-structure refracting facet photodiode", *Electronics Letters*, vol. 35(19), pp. 1664-1665, Sept 1999.

[I.27] G.H. Smith, D. Novak and Z. Ahmed, "Overcoming Chromatic-Dispersion Effects in Fiber-Wireless Systems Incorporating External Modulators", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques,* vol. 45(8) *:*1410-1415, August 1997.

[I.28] AT&T Microelectronics, "The relationship between chirp and voltage for the AT&T Mach-Zehnder lithium niobate modulators", *Technical note,* Oct. 1995.

[I.29] F. Devaux, Y. Sorel and J.F. Kerdiles, "Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter", *IEEE Journal of Lightwave Technology,* vol. 11(9), pp1937-1940, Sept. 1993.

[I.30] J.M. Fuster, J. Marti, V. Polo, F. Ramos and J.L. Corral, "Chromatic dispersion effects in electro-optical upconverted millimetre-wave fibre optic links", *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 1969-1970, Nov. 1997.

[I 31] J.M. Fuster, J. Marti, V. Polo, F. Ramos and J.L. Corral, "Non linear biasing of MZ-EOM devices to experimentally reduce chromatic dispersion effects in antenna remoting up-converting fiber-optic links", *In Proc. IEEE MWP'98*, pp. 99-102, 1998.

[I.32] J. Marti, D. Pastor, M. Tortola, J. Campani and A. Montero, "On the use of tapered linearly chirped gratings as dispersion-induced distortion equalizers in SCM systems", *IEEE Journal of Lightwave Technology,* vol. 15(2), pp. 179-187, Feb. 1997.

[I.33] J. Marti, A. Montero, D. Pastor, J. M. Fuster, J. Campani, V. Polo and F. Ramos, "Impact of apodised linearly chirped fibre gratings on the performance of dispersion-limited subcarrier systems", *In IEE Proc.-Optoelectronics,* vol. 45(2), pp. 117-123, April. 1998.

[I.34] K. I. Kitayama, "Optical DSB signal based mm-wave fiber-radio system using external modulation technique : Ultimate perfomance", *In Proc. IEEE MWP'99*, Melbourne, Australia, pp. 53-56, 1999.

[I.35] K. I. Kitayama, "Ultimate perfomance of optical DSB signal-based millimeter-wave fiber-radio system : Effect of laser phase noise", *IEEE Journal of Lightwave Technology,* vol. 17(10), pp. 799-806, Oct. 1999.

[I.36] S.A. Havstad, A. B. Sahin, O.H. Adamczyk, Y. Xie and A. E. Willner, "Distance-independent microwave and millimeter-wave power fading compensation using a phase diversity configuration", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 1052-1054, Aug. 2000.

[I.37] J. Marti and F. Ramos, "Compensation for dispersion-induced nonlinear distortion in subcarrier systems using optical phase conjugation", *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 792-794, 1997.

[I.38] K. Kitayama and H. Sotobayashi, "Fading free optic transport of 60 GHz-optical DSB signal by using in-line phase conjugator", *In Technical digest OFC/IOOC 99*, pp. 64-66, 1999.

[I.39] A. Narasimha, X. Meng, C.F. Lam, M. C. Wu and E. Yablonovitch, "Maximizing spectral utilization in WDM systems by microwave domain filtering of tandem single sidebands", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 49, pp. 2042-2047, Oct. 2001.

[I.40] A. Nirmalathas, D. Novak, C. Lim and R. B. Waterhouse, "Wavelength reuse in the WDM optical interface of a millimeter-wave fiber-wireless antenna base station", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 49, pp. 2006-2012, Oct. 2001.

[I.41] E. Vergnol, F. Devaux, D. Tanguy and E. Pénard, "Integrated lightwave millimetric single side-band source : design and issues", *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 1276-1284, July 1998.

[I.42] J. Park, W. V. Sorin and K.Y. Lau, "Elimination of the fiber chromatic dispersion penalty on 1550 nm millimeter-wave optical transmission", *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 512-513, March 1997.

Chapitre II

Filtres BLU-AALO

II.1 Introduction

Nous allons dans ce chapitre présenter le concept d'un filtre à bande latérale unique auto-accordable en longueur d'onde (BLU-AALO) pour les transmissions radio sur fibre. Avant cela, nous aborderons les éléments qui ont conduit à ce concept. Nous commencerons par rappeler les principes des réseaux de Bragg et leurs applications, puis nous traiterons des structures de ce type générées par effet photoréfractif. Notre attention se portera en particulier sur l'effet photoréfractif dans le phosphure d'indium dopé au fer (InP:Fe) et sur l'étude d'un filtre optique accordable qui a jeté les bases d'applications photoniques microondes de ces cristaux et nous a permis par la suite d'élaborer le dispositif BLU-AALO.

II.2 Réseaux de Bragg

II.2.1 Profil et Condition de diffraction

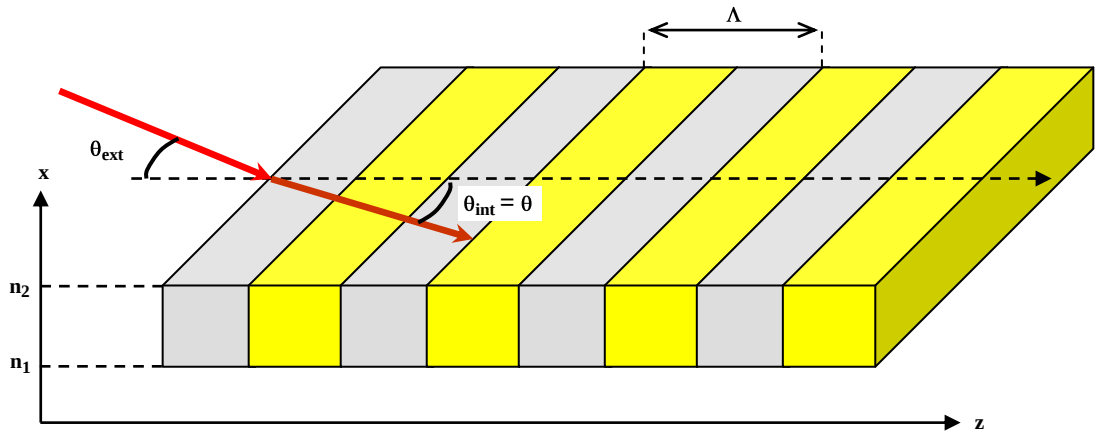


Figure II.1 : Réseau de Bragg.

Un réseau de Bragg (**figure II.1**), qui est un milieu dont l'indice de réfraction varie périodiquement, a la propriété de réfléchir un signal incident dans une certaine plage de longueur d'onde. Le maximum de réflexion est obtenu à la longueur d'onde de Bragg λ_B (**II-1**) dont la valeur est liée à la fois à la période Λ de la variation d'indice du réseau et à l'angle d'incidence θ du signal.

$$\lambda_B = 2n_m \Lambda \cos\theta \qquad \textbf{(II-1)}$$

Où n_m représente l'indice moyen du réseau.

Lorsque la longueur d'onde incidente sur le réseau est proche de la condition de Bragg **(II-1),** les perturbations de cette onde par le réseau génèrent une onde réfléchie. Pour déterminer la réponse spectrale du réseau (coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde), on a recours à la théorie des ondes couplées dont les équations sont obtenues en substituant l'expression de l'indice de réfraction périodique dans les équations de propagation **(§ III.2.1)**. Toutefois, comme illustré à la **figure II.1**, la période et l'amplitude du réseau ne

sont pas nécessairement uniformes, ceci est en particulier le cas des réseaux de Bragg "chirpés" qui peuvent être utilisés pour compenser la dispersion chromatique dans les fibres optiques **[II.1]**. Pour ces réseaux non uniformes, le calcul de la réponse spectrale requière d'associer une analyse matricielle à la théorie des modes couplés **(§ III.3.2) [II.2] [II.3]**. Ces points seront développés au chapitre III lorsque nous traiterons de la modélisation du dispositif BLU-AALO.

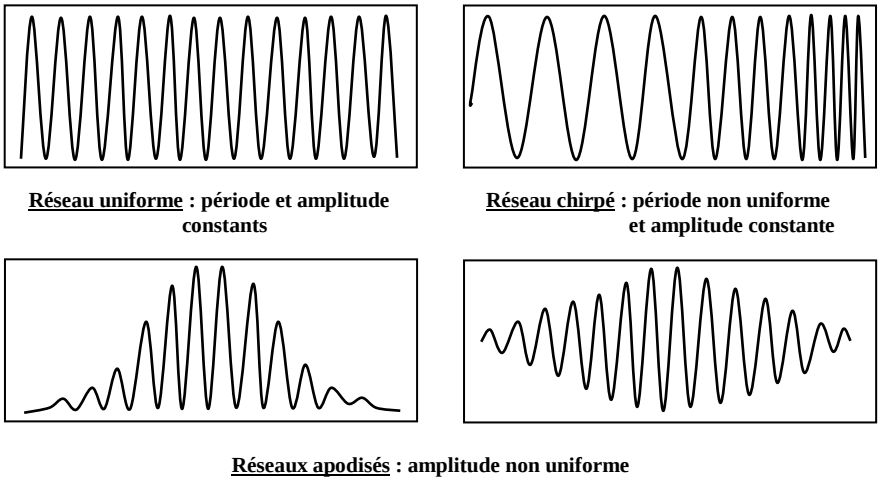


Figure II.2 : Profils de réseaux de Bragg.

Parmi les réseaux de Bragg, on peut distinguer ceux réalisés par gravure et ceux réalisés par photo-inscription. Nous allons en donner des exemples et les applications les plus répandues en télécommunications optiques.

II.2.2 Réseaux de Bragg dans les lasers

Des réseaux de Bragg réalisés par gravure (lithographie) sont utilisés dans les lasers semi-conducteurs essentiellement à des fins de stabilité (lasers DFB) ou bien d'accordabilité (lasers DBR) de la longueur d'onde émise.

a) Lasers Fabry-Pérot

Les lasers (lightwave amplification of stimulated emission of radiation) qui, en télécommunications optiques, sont utilisés comme sources lumineuses monochromatiques, reposent sur les phénomènes d'émission spontanée et d'émission stimulée de photons dans une cavité constituée d'un milieu actif délimité par des miroirs semi réfléchissant. Un courant d'injection joue un rôle de pompage en créant une inversion de population entre la bande de valence et la bande de conduction du semi-conducteur de la zone active. S'ensuivent des recombinaisons qui s'accompagnent d'une émission spontanée de photons qui, après réflexion sur les facettes de la cavité, stimulent l'émission de photons identiques. Lorsque l'amplification optique ainsi générée et les pertes par absorption et par transmission sur les facettes s'équilibrent, le laser se comporte comme un oscillateur optique. L'émission de lumière se fait par transmission au travers des facettes. La condition d'oscillation dépend de la longueur de la cavité et des coefficients de réflexion des facettes.

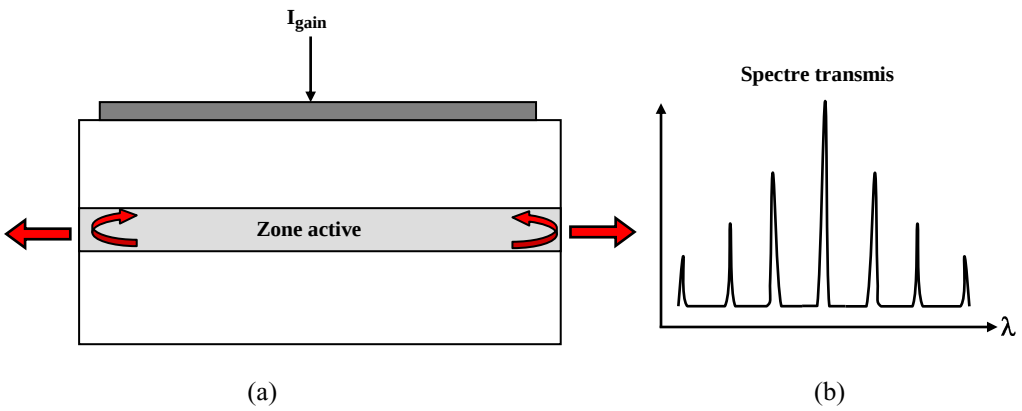


Figure II.3 : Schéma d'un Laser Fabry-Perot (a) et spectre transmis associé (b).

La **figure II.3(a)** représente la structure d'un laser de type Fabry-Pérot qui vient d'être décrite tandis que la **figure II.3(b)** illustre le spectre transmis par ce type de cavité, lequel est multi-longueur d'onde. Cette configuration n'est évidemment pas souhaitée pour les transmissions par fibre optiques longues distances/haut débit, à cause de la dispersion chromatique. C'est pour cette raison que sont conçus des lasers monofréquence présentant la meilleure pureté spectrale possible.

b) Lasers DFB

Dans un laser à contre réaction (DFB : distributed feedback), un réseau de Bragg est inscrit au dessus ou en dessous de la zone active, ce qui, par rapport à un laser Fabry-Pérot, a pour effet de sélectionner des modes proches de la longueur d'onde de Bragg du réseau. Classiquement, le spectre émis par ce type de structure comporte deux raies, mais par un traitement antireflet de la face de sortie du laser **[II.4]** ou bien par introduction d'un déphasage d'une demi période dans le pas du réseau **[II.5]**, le laser peut être rendu monofréquence. Les lasers DFB sont employés dans la plupart des systèmes de transmission optiques en raison de leur stabilité en longueur d'onde.

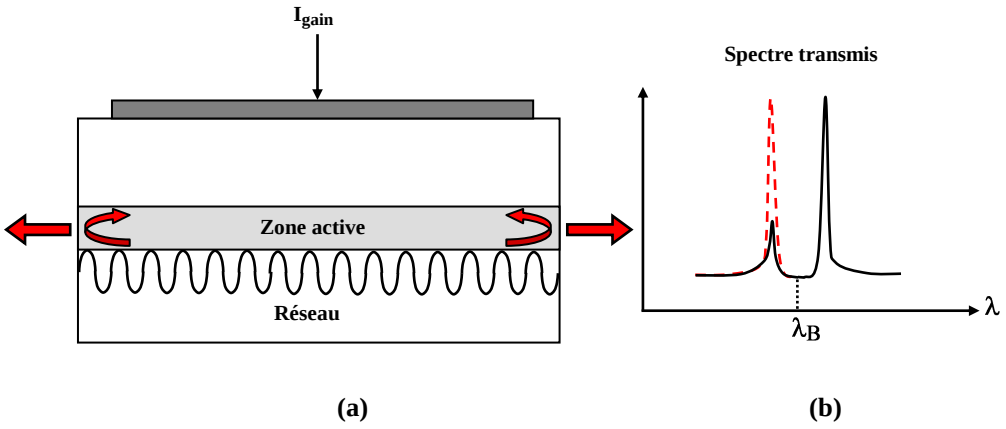


Figure II.4 : Schéma d'un laser DFB (a) et spectre transmis associé (b).

c) Lasers DBR

Dans les lasers DBR (distributed Bragg reflector), une facette de la cavité Fabry-Perot est remplacée par un réseau de Bragg qui sert à sélectionner un mode de la cavité. De plus, en appliquant un courant à la section contenant le réseau on en modifie l'indice de réfraction ce qui provoque un saut dans la longueur d'onde de Bragg du réseau et permet de sélectionner un autre mode de la cavité **[II.6]**. Cette accordabilité en longueur d'onde peut être affinée par l'ajout, entre la cavité et le réseau, d'une troisième section commandée par un courant dit "de phase". Ce dernier agit sur le chemin optique par variation de l'indice de réfraction modifiant ainsi le spectre. Typiquement, la plage d'accordabilité des lasers DBR à deux sections est de l'ordre de 15 nm avec des sauts de 0,4 nm (50 GHz) **[II.7]**.

Quoique les systèmes WDM emploient actuellement des lasers DFB dont chacun est conçu pour émettre une longueur d'onde définie, les lasers DBR pourraient à moyen terme les remplacer en ce qui concerne le lot de maintenance puisque cela permet de réduire le nombre de cartes optoélectroniques. En effet, de par leur accordabilité, ils offrent plus de souplesse. Des composants de ce type ont même démontré des performances en termes de puissance émise équivalentes (20 mW) à celles des lasers à contre réaction distribuée **[II.8]**.

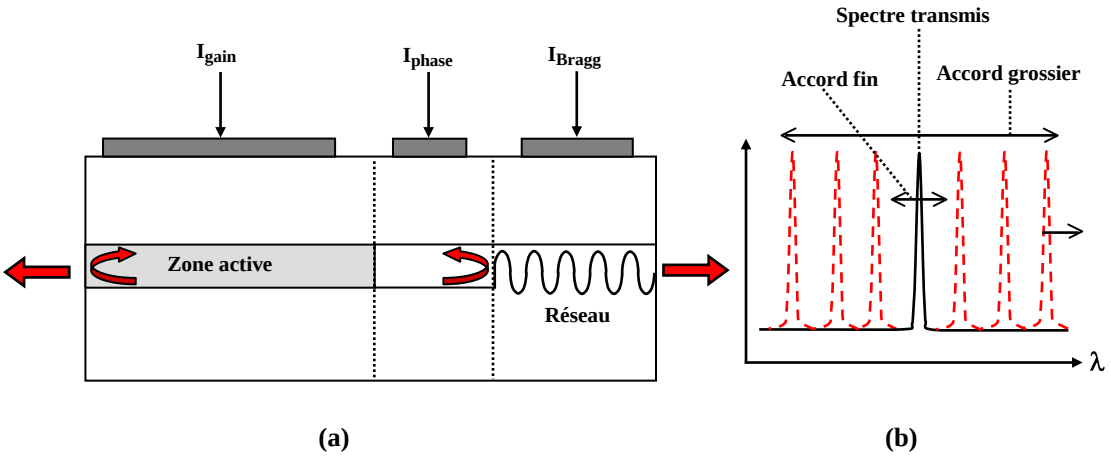


Figure II.5 : Schéma d'un laser DBR à trois sections (a) et illustration du spectre transmis associé (b).

II.2.3 Réseaux de Bragg inscrits dans les fibres

Les réseaux de Bragg inscrits dans les fibres sont maintenant d'un usage fréquent en télécommunications optiques où leurs applications sont variées **[II.9]**. Ils sont présents dans des composants commercialisés tels que les multiplexeurs à insertion-extraction **[II.9]** ou les lasers de pompe stabilisés en longueur d'onde **[II.10] [II.11]** ; ils peuvent aussi être employés comme compensateurs des dispersion **[II.12]**.

a) Réseaux de Bragg dans les fibres et techniques de fabrication

Pour comparaison avec les réseaux de Bragg photoréfractifs employés dans les dispositifs BLU-AALO, il est intéressant de rappeler la façon dont sont réalisés les réseaux de Bragg dans les fibres optiques **[II.13]**. Ces derniers sont obtenus en exposant le guide optique

à un rayonnement ultraviolet périodique très puissant qui engendre une variation périodique de l'indice de réfraction de la fibre (i.e. un réseau de Bragg). A l'origine, l'illumination fut intérieure au guide **[II.14]**, puis une technique holographique fut utilisée **[II.15]**. Désormais ces méthodes sont remplacées par la technique à masque de phase **[II.16] [II.17]**.

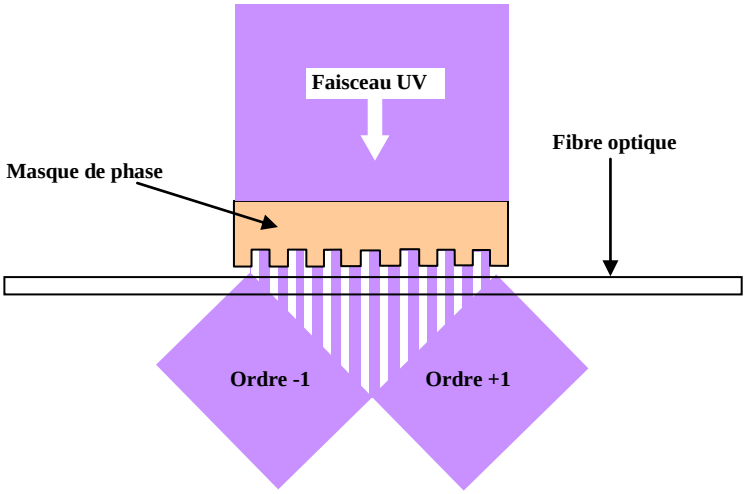


Figure II.6 : Inscription d'un réseau de Bragg dans une fibre optique par insolation au travers d'un masque de phase.

Le masque de phase est fabriqué dans un verre de silice transparent à la lumière ultraviolette. L'une des faces possède un motif périodique inscrit par photolithographie. La lumière ultraviolette d'un faisceau perpendiculaire au masque est diffractée par le motif périodique dont la profondeur a été choisie de façon à éliminer la diffraction à l'ordre zéro. L'essentiel de la puissance est alors diffracté par les ordres +1 et –1 dont les faisceaux interfèrent et produisent une figure d'indice périodique dans la portion de fibre placée juste en dessous **(figure II.6)**. La période du réseau ainsi obtenu est égale à la moitié de celle du motif du masque, elle est donc indépendante de la longueur d'onde du faisceau d'inscription ce qui n'est pas le cas pour les réseaux photoréfractifs (**voir § II.3.1(b)**). Notons que cette technique, dont nous venons d'exposer le principe de base, peut être sophistiquée et appliquée à la réalisation de réseaux chirpés pour la compensation de dispersion **[II.12]**.

Les fibres à réseaux de Bragg sont en général conçues pour agir comme filtres coupe bande : une longueur d'onde ou une plage de longueurs d'onde est réfléchie tandis que le reste du spectre est transmis. Les qualités de ce type de réseau sont nombreuses : à savoir de très faibles pertes d'insertion, un faible coût de fabrication et la possibilité d'atteindre les

caractéristiques spectrales souhaitées grâce à la flexibilité de la technique de réalisation à masque de phase.

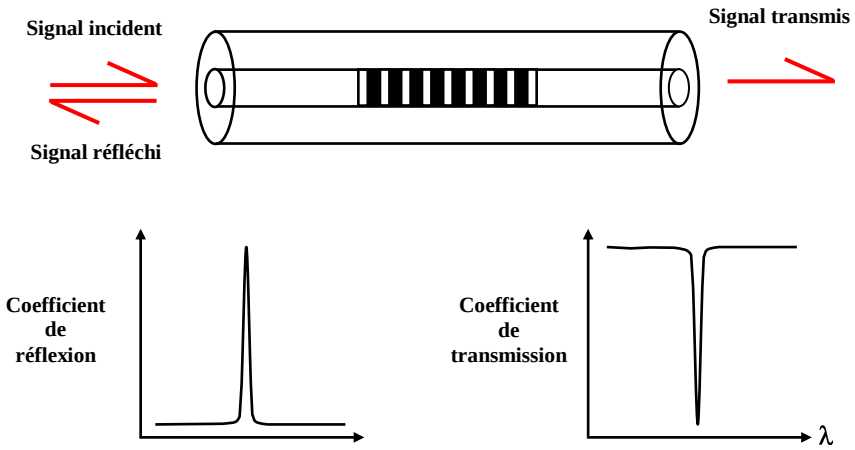


Figure II.7 : Fibre optique à réseau de Bragg agissant comme filtre coupe bande et illustration des coefficients de transmission et de réflexion associés.

b) Multiplexeurs à insertion extraction

Les systèmes de transmission longue distance par fibre optique mettent en œuvre des multiplexes comprenant 8, 16 ou plus de canaux dont chacun porte un débit de 2,5 ou 10 Gbit/s. Les multiplexeurs à insertion-extraction (OADM : optical add drop multiplexers), qui permettent d'insérer et d'extraire du trafic telle ou telle longueur d'onde, constituent le moyen le plus approprié pour effectuer le routage des données dans ces systèmes **[II.9]**.

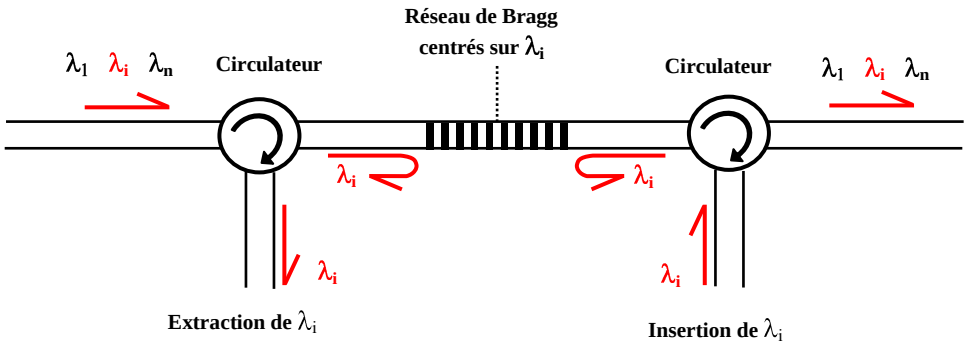


Figure II.8 : Multiplexeur à insertion extraction utilisant une fibre à réseau de Bragg.

II.3 Les réseaux de Bragg photoréfractifs

Un cristal photoréfractif est un matériau semiconducteur qui doit posséder un centre profond d'impuretés. La largeur de la bande interdite du matériau et les niveaux d'énergie correspondant aux ions donneurs ou accepteurs profonds, fixent la plage de longueurs d'ondes dans laquelle une illumination du cristal engendre l'absorption de photons et la génération de porteurs. En plus d'être sensible à un certain éclairement, un matériau photoréfractif doit être électro-optique. Cela signifie que la présence d'un champ électrique à l'intérieur du cristal engendre une variation de l'indice de réfraction.

L'effet photoréfractif désigne l'enchaînement des phénomènes physiques découlant de la conjonction de ces deux propriétés. Cet effet a été observé dans bon nombre de matériaux électro-optiques tels que le niobate de lithium ($LiNbO_3$), le titanate de Barium ($BaTiO_3$) ou l'Arséniure de Gallium (GaAs). Un dispositif BLU-AALO décrit dans ce mémoire emploie quant à lui un cristal de phosphure d'indium dopé au fer (InP:Fe). Dans ce composant, l'effet photoréfractif qui permet de générer des réseaux de Bragg par illumination périodique du cristal est utilisé à des fins de filtrage.

II.3.1 Génération d'un réseau de Bragg par effet photoréfractif

a) Mécanismes mis en jeu

Un réseau de Bragg n'est autre qu'une modulation d'indice de réfraction. Pour parvenir à ce résultat dans un cristal photoréfractif, on emploie un éclairement périodique. Ce dernier peut être obtenu au moyen d'une figure d'interférences.

Lorsque l'on éclaire un matériau photoréfractif avec une figure d'interférences produite par des faisceaux optiques cohérents dont la longueur d'onde appartient au domaine de sensibilité du matériau, il y a génération de porteurs libres dans les franges claires de la figure d'illumination. Ces porteurs vont dériver jusque dans les zones sombres où ils se retrouveront piégés tandis que demeurera dans chaque zone claire une forte densité d'impuretés ionisées. La modulation de densité de charge qui se fait ainsi jour le long de l'axe d'illumination du

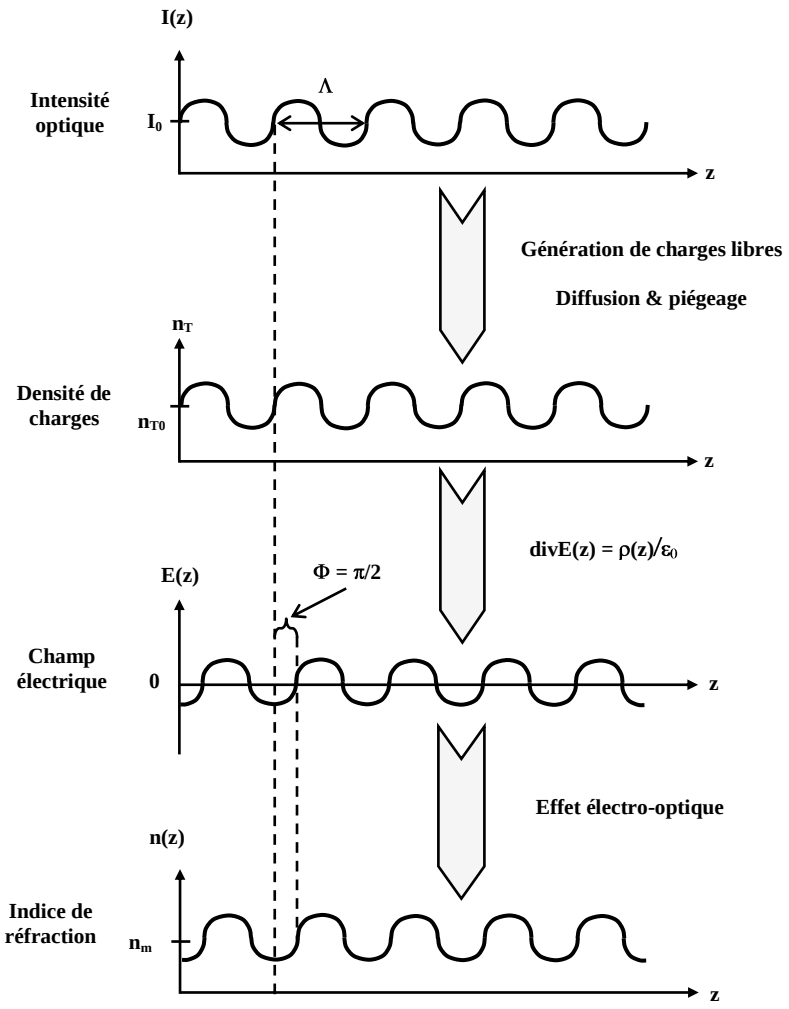


Figure II.9 : Mécanisme d'inscription d'un réseau de Bragg par effet photoréfractif.

cristal possède la même période Λ que la figure d'interférences. A cette densité périodique de charges est associé un champ électrique E de période elle aussi égale à Λ. Cependant, du fait de la relation de dérivée **(II-2)** qui lie la densité de charges ρ au champ électrique, ce dernier est déphasé de $\pi/2$.

$$\text{div } E = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad \textbf{(II-2)}$$

Dans la relation **(II-2)**, ε_0 est la permittivité diélectrique du vide.

Le champ issu de la distribution de charges est dit champ "de charge d'espace", il engendre par effet électro-optique la modulation d'indice de réfraction recherchée. Ce réseau de Bragg a lui aussi pour période Λ et il est déphasé de $\pi/2$ par rapport à l'éclairement.

Notons qu'en fonction du matériau considéré et du type de dopage en centres profonds (donneurs ou accepteurs), les porteurs libres mis en jeu par l'effet photoréfractif seront essentiellement soit des électrons soit des trous. Dans le cas du phosphure d'indium dopé au fer, les ions fer sont des accepteurs et les porteurs libres majoritairement des trous.

Enfin, bien que, comme nous le verrons **(§ II.3.2.(a))** il peut être possible de figer certains réseaux de Bragg générés par effet photoréfractif, l'aspect dynamique de ces réseaux doit être souligné. Ces derniers se mettent en place après un régime transitoire dont la durée dépend du matériau, et s'effacent dès que l'on cesse l'éclairement périodique. Quant à la période Λ du réseau, elle dépend de la configuration dans laquelle sont générées les interférences et de leur longueur d'onde **(§ II.3.1.b)**.

b) Techniques d'inscription d'un réseau

Avant que l'emploi de masques de phase ne fut proposé (voir **§ II.2.3(a)**), une technique d'illumination périodique, par éclairement latéral à partir de puissants rayonnements ultraviolets, était utilisée pour inscrire des réseaux de Bragg dans les fibre optiques **[II.15]**. Ce même principe d'illumination s'applique à l'inscription d'un réseau de Bragg par effet photoréfractif : deux faisceaux cohérents dont la longueur d'onde λ_c appartient au domaine de sensibilité du matériau éclairent latéralement le cristal **(figure II.10)**. Chaque faisceau de commande fait un angle θ_c par rapport à la normale à la face latérale du cristal et la loi de Descartes **(II-3)** donne l'angle θ_c^{int} des faisceaux à l'intérieur du cristal :

$$\sin \theta_c = n_m \sin \theta_c^{int} \qquad \textbf{(II-3)}$$

Le pas Λ des interférences à l'intérieur du cristal, qui est aussi celui du réseau de Bragg (voir **§ II.3.1(a)**), est donné par :

$$\Lambda = \frac{\lambda_c^{int}}{2 \sin \theta_c^{int}} \qquad \textbf{(II-4)}$$

Où n_m est l'indice de réfraction moyen du matériau et où λ_c^{int} qui est la longueur d'onde à l'intérieur du cristal vaut : $$\lambda_c^{int} = \frac{\lambda_c}{n_m} \quad \textbf{(II-5)}$$

Finalement, d'après (II-4) et (II-5), la période du réseau vaut : $$\Lambda = \frac{\lambda_c}{2\sin\theta_c} \quad \textbf{(II-6)}$$

D'après **(II-6)**, pour une longueur d'onde de commande λ_c donnée, le pas du réseau est compris entre l'infini (cas où $\theta_c \to 0$) et $\frac{\lambda_c}{2}$ (cas où $\theta_c \to \frac{\pi}{2}$).

Remarquons que si le pas Λ de la figure d'interférences est supérieur à la longueur de diffusion L_D des porteurs dans le matériau (distance maximum dont les porteurs peuvent se déplacer par simple diffusion) il est nécessaire d'appliquer un champ électrique externe pour que les porteurs émis dans les zones claires puissent se déplacer jusque dans les zones sombres et s'y trouver piégés.

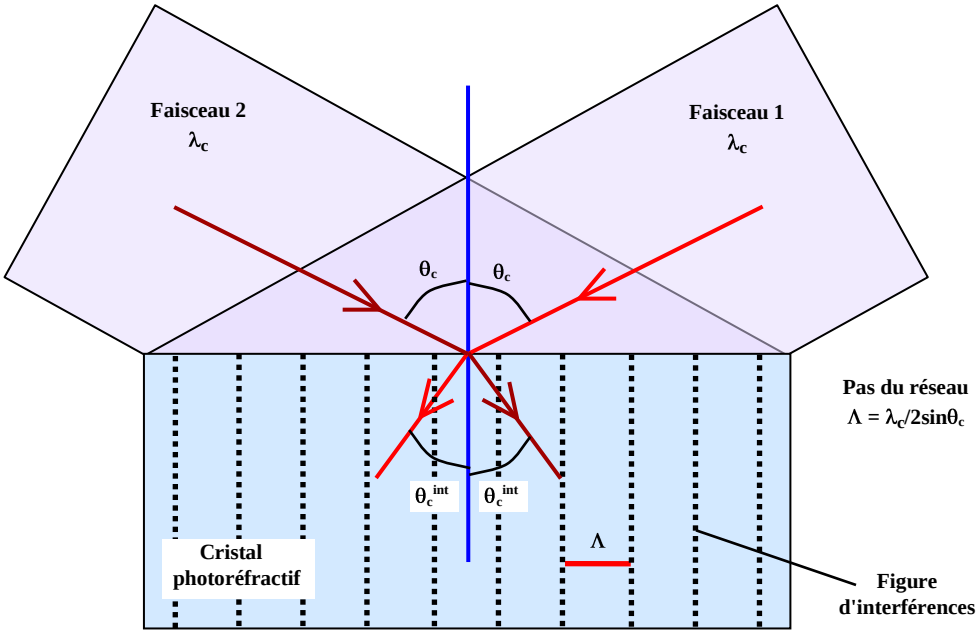


Figure II.10 : Photo-inscription d'un réseau de Bragg photoréfractif par illumination latérale.

Il existe une autre configuration d'éclairement, dite illumination contra-directionnelle, qui permet de générer un réseau de Bragg par effet photoréfractif **(figure II.11)**. Dans ce cas,

les deux faisceaux cohérents de commande sont injectés par deux faces opposées du cristal. Si l'on désigne par θ_c l'angle de chaque faisceau par rapport à la normale aux faces, le pas du réseau s'exprime cette fois par :

$$\Lambda = \frac{\lambda_c^{int}}{2\cos\theta_c^{int}} \quad \textbf{(II-7)} \quad \text{soit} \quad \Lambda = \frac{\lambda_c}{2n_m\sqrt{1-\sin\theta_c^{int}}} = \frac{\lambda_c}{2n_m\sqrt{1-\left(\frac{\sin\theta_c}{n_m}\right)}} \quad \textbf{(II-8)}$$

Dans un dispositif BLU-AALO par exemple, la photo-inscription des réseaux de Bragg dans un cristal d'InP:Fe se fera par illumination contra-directionnelle avec un angle nul. D'après **(II-8)**, la période des réseaux vaudra alors :

$$\Lambda = \frac{\lambda_c}{2n_m} \quad \textbf{(II-9)}$$

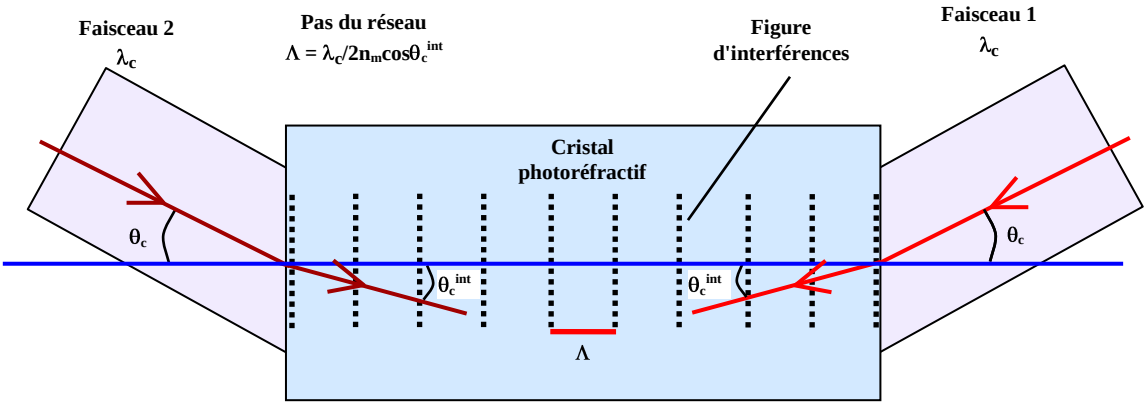


Figure II.11 : Photo-inscription d'un réseau de Bragg photoréfractif par illumination contra-directionnelle.

II.3.2 Diffraction de Bragg à 1,55 µm

Les matériaux photoréfractifs les plus susceptibles d'être utilisés pour des applications photoniques micro-ondes sont ceux qui permettent de diffracter un signal de longueur d'onde 1,3 µm ou 1,5 µm. Parmi eux citons le niobate de lithium ($LiNbO_3$) **[II.18]**, le phosphure d'Indium dopé au fer (InP:Fe) **[II.19]**, ou le tellure de cadmium (CdTe) **[II.20]**.

a) Filtres photoréfractifs dans le niobate de Lithium

Le niobate de lithium ($LiNbO_3$), qui est photoréfractif pour des longueurs d'onde appartenant au domaine visible, permet l'inscription de réseaux de Bragg opérant dans l'infrarouge (1,55 µm). Ces réseaux sont générés par illumination latérale avec un laser de commande à $\lambda_c \cong 488$ nm (visible). Les réflectivités obtenues sont très bonnes puisqu'elles dépassent 90%. En outre, dans le niobate de lithium, il est possible de fixer le réseau d'indice en élevant pendant quelques minutes la température du cristal à plus de 100° **[II.21]**. On obtient ainsi un miroir de Bragg permanent. Enfin, il est possible de rendre légèrement accordable ces miroirs permanents en faisant varier le pas du réseau, soit en exerçant une contrainte mécanique par effet piézo-électrique, soit par variation thermique.

b) Filtres photoréfractifs dans le phosphure d'Indium dopé au fer

Le phosphure d'indium dopé au fer (InP:Fe) est principalement utilisé comme substrat semi-isolant pour les composants optoélectroniques **[II.22]**. Cependant, ce matériau est aussi photoréfractif. Il est sensible aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques (1.55µm) et permet un filtrage dans cette même partie du spectre. Ce sont ces deux caractéristiques qui nous ont conduits à envisager l'insertion d'un cristal d'InP:Fe au cœur d'un dispositif de filtrage micro-onde/optique **[II.23]**. Quant au rendement d'un miroir de Bragg dans l'InP:Fe, il est de quelques %.

c) Filtres photoréfractifs dans le tellure de cadmium

Pour comparaison avec des cristaux d'InP:Fe tels que ceux insérables dans un filtre BLU-AALO, évoquons le tellure de cadmium. Ce matériau, tout en étant sensible à un éclairement infrarouge permet lui aussi la diffraction dans ce même domaine. Le rendement de ces cristaux est supérieur à celui de l'InP:Fe en raison d'un plus grand coefficient électro-optique (5,5 $pm.V^{-1}$ contre 1,7 $pm.V^{-1}$) (voir **§ III.4.2(c)**) et en dépit d'un plus faible indice de réfraction (2,8 contre 3,17) **[II.24] [II.20]**. Nonobstant ces qualités, il n'offre pas les perspectives d'intégration de l'InP:Fe et la croissance des cristaux de CdTe semi-isolant (par dopage) est très difficile **[II.20]**.

Matériau	Domaine de sensibilité	Réflectivité
$LiNbO_3$	0,98 µm	> 90 %
InP:Fe	1,55 µm	qq. %
CdTe	1,55 µm	qq% > InP:Fe

Tableau II-1 : Points de comparaison entre les cristaux photoréfractifs de LiNbO3, d'InP:Fe et de CdTe.

II.4 L'effet photoréfractif dans l'InP:Fe et filtrage dynamique

Sans entrer dans les considérations théoriques sur l'effet photoréfractif qui seront abordées au **chapitre III** lors de la modélisation des filtres BLU-AALO, ce paragraphe cite quelques travaux menés sur l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe avant de présenter les premières applications basées sur des interactions photoniques micro-ondes.

II.4.1 InP:Fe photoréfractif : premières études

L'observation de l'effet photoréfractif dans le phosphure d'indium dopé au fer date de 1984 **[II.19]**. Pour les premières mesures de diffraction menées dans une configuration de mélange à quatre ondes, les cristaux utilisés avaient une longueur de 52 mm tandis que des sources à 1,06 µm généraient par illumination latérale des interférences avec un pas de 4 µm. La longueur de diffusion de l'InP:Fe n'étant que de 1 µm, un champ extérieur devait être appliqué au cristal pour permettre la formation du réseau **(§ II.3.1(b))**. A ce stade, en raison de la faible absorption au delà de 1,3 µm (d'une valeur de 0,1 à 0,2 cm-1 à 1,55 µm), seule la plage de longueur d'onde 0,85-1,3 µm était jugée utilisable pour l'effet photoréfractif. Quant à la variation d'indice de réfraction, laquelle détermine le rendement de diffraction, pour un champ appliqué de 2,5 kV/cm elle était limitée à 3.10^{-6}. Par contre, l'un des attraits de l'InP:Fe mis en évidence dès ces premiers travaux, est son temps de réponse de l'ordre de quelques millisecondes. Cet ordre de grandeur peut être comparé à celui du $LiNbO_3$ qui peut dépasser plusieurs centaines de secondes **[II.19]**. Par la suite, des expérimentations furent conduites sous illumination à 1,3 µm **[II.25]** alors que toujours à 1,06 µm étaient menées des études sur le transfert d'énergie entre impulsions lumineuses de l'ordre de la nanoseconde **[II.26]**. En

1988, des variations d'indice de modulation supérieures à 3.10^{-5} c'est à dire supérieures d'un ordre de grandeur à celles mesurées auparavant furent observées par B. Mainguet, sous certaines conditions d'éclairement, de température et de champ appliqué **[II.27]**.

A partir de 1993, faisant suite à ces dernières études, D. Hervé cherche quant à lui à exploiter l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe dans la perspective d'applications au multiplexage en longueur d'onde à 1,55 µm basées sur la diffraction par des réseaux de Bragg. Cet objectif réclamait dans un premier temps de ne plus appliquer de champ et a conduit par la suite au choix de cristaux longs (25-30 mm) de façon à augmenter le coefficient de réflexion des réseaux. Ces travaux ont finalement débouché sur la mise au point d'un filtre dynamique dans l'InP:Fe et sur la réalisation d'un analyseur de spectre optique **[II.28]**. Ils ont jeté les bases sur lesquelles repose le principe du dispositif BLU-AALO.

II.4.2 Filtre dynamique dans l'InP:Fe

Les filtres dynamiques conçus par D. Hervé emploient un barreau d'InP:Fe photoréfractif d'une longueur de 18 à 30 mm et un faisceau de commande à 1,55 µm qui génère un réseau de Bragg dans le cristal par illumination contra-directionnelle. L'accordabilité de ces filtres procède de la variation de la longueur d'onde de commande qui modifie l'accord de Bragg et ainsi, la longueur d'onde diffractée **[II.29]**.

a) Principe

Par injection de deux faisceaux optiques cohérents à 1,55 µm perpendiculairement à deux faces opposées d'un barreau d'InP:Fe on produit une figure d'interférences. L'intensité périodique de la figure d'illumination ainsi obtenue génère un réseau de Bragg par effet photoréfractif. Ce dernier peut diffracter une partie d'un *faisceau signal* dont la longueur d'onde λ_s respecte la condition de Bragg **(II-1)**.

Connaissant la relation **(II-4)** entre la longueur d'onde de commande λ_c et la période Λ du réseau, la valeur de λ_s peut être exprimée en fonction λ_c et de l'angle θ entre les faisceaux de commande et le faisceau signal. La relation **(II-11)** est obtenue à partir de la condition de Bragg **(II-1)** et de la loi de Descartes **(II-10)**.

$$\sin\theta = n_m \sin\theta_{int} \qquad \textbf{(II-10)} \qquad\qquad \lambda_s = \lambda_c \sqrt{1-\left(\frac{\sin\theta}{n_m}\right)^2} \qquad \textbf{(II-11)}$$

Où θ et θ_{int} sont respectivement l'angle à l'extérieur et à l'intérieur du cristal tandis que n_m est l'indice moyen du matériau (3,17).

D'après **(II-11),** si l'on suppose fixé l'angle θ entre les faisceaux, on peut exprimer l'écart en longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre λ_c et λ_s pour lequel il y aura diffraction **(II-12)**. Cet écart en longueur d'onde est lui même associé à un écart en fréquence Δf **(II-13)** que l'on désignera par la suite par ***fréquence centrale de fonctionnement du filtre***.

$$\Delta\lambda \cong \frac{\lambda_c \sin^2\theta}{2 n_m^2} \qquad \textbf{(II-12)} \qquad\qquad \Delta f \cong \frac{c \sin^2\theta}{2 n_m^2 \lambda_c} \qquad \textbf{(II-13)}$$

Où c représente la vitesse de la lumière dans le vide.

Par ailleurs, comme nous l'avons indiqué précédemment **(§ II.3.1(a)),** le réseau de Bragg n'est pas définitivement inscrit dans le cristal et une variation de λ_c modifie quasi-instantanément (le temps de réponse de l'InP:Fe est de quelques millisecondes) le pas du réseau et par conséquent la longueur d'onde centrale du filtre λ_s. Ainsi l'utilisation d'un laser accordable comme source de commande rend le filtre dynamique accordable en longueur d'onde.

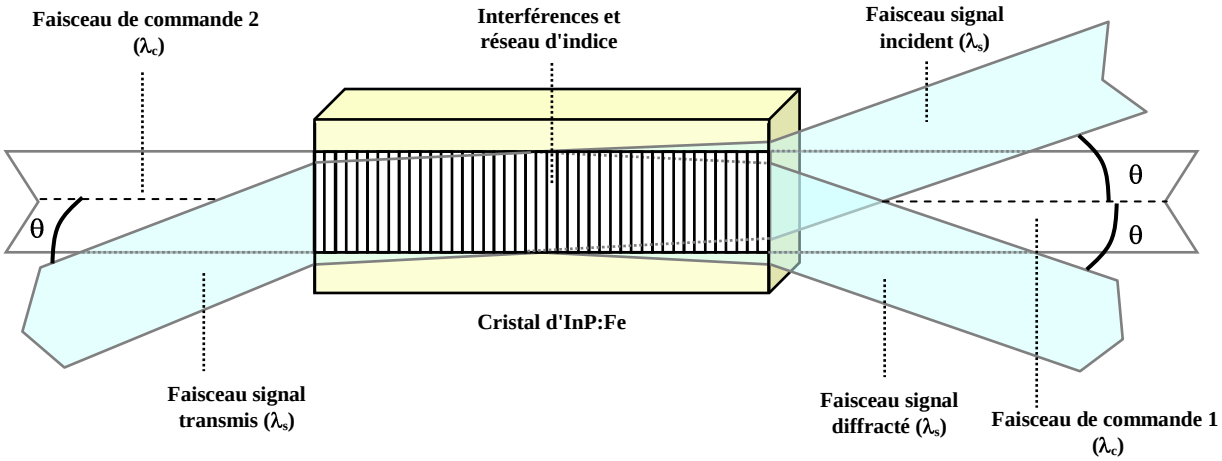


Figure II.12 : Filtre dynamique dans l'InP:Fe.

b) Extraction d'une longueur d'onde

Initialement, l'intention était d'utiliser les filtres dynamiques dans l'InP:Fe à des fins d'extraction accordable d'une longueur d'onde d'un multiplex WDM **[II.30]**. La **figure II.13.(b)** donne la réponse spectrale d'un filtre ayant un cristal de 18 mm de long, mesurée avec le montage illustré à la **figure II.13(a)**. La bande passante à –3 dB mesurée pour ce filtre dynamique dans l'InP:Fe était d'environ 2,5 GHz. Cette valeur permettait d'envisager la diffraction des canaux à 2,5 Gbit/s des systèmes WDM en place au milieu des années 90. Cependant, en raison de sa faible réflectivité (0,47% soit –23,3 dB pour le filtre en question), le dispositif ne permettait d'extraire qu'une petite partie de la puissance d'un canal ce qui a conduit à abandonner cette d'application.

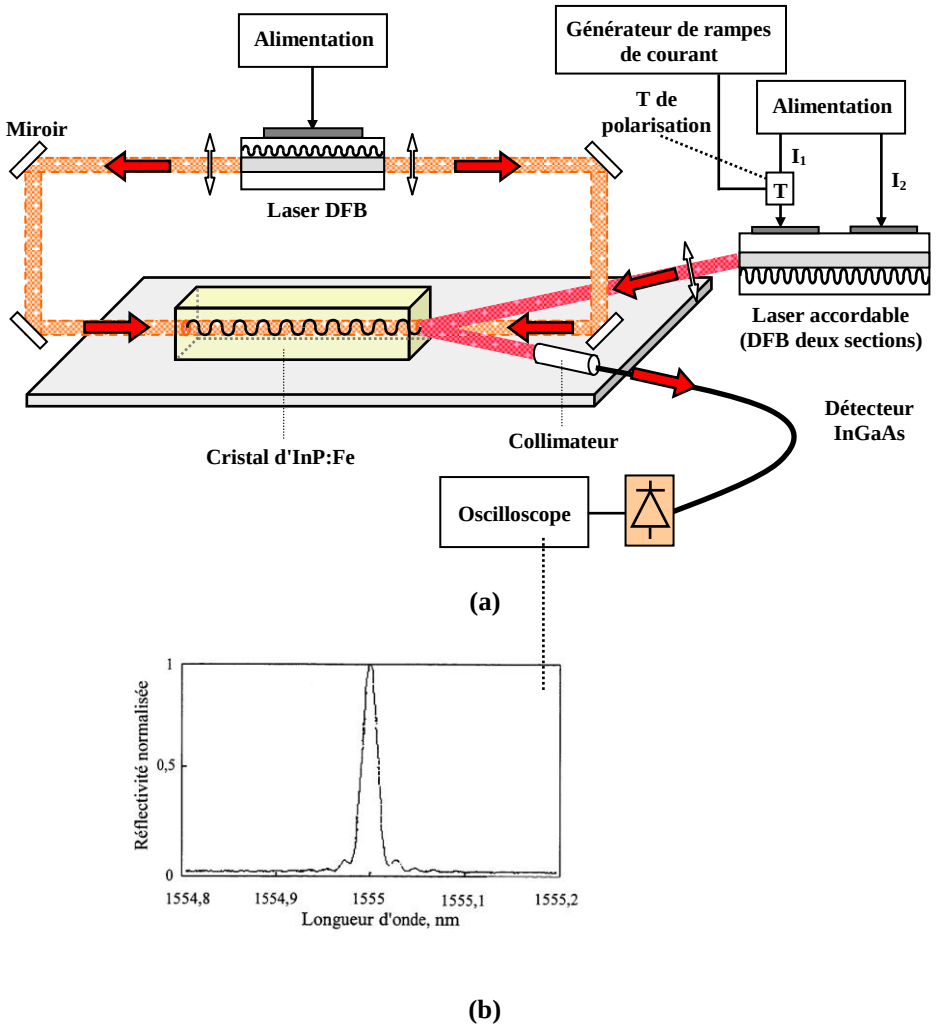


Figure II.13 : (a) Mesure à l'oscilloscope de la réflectivité d'un filtre accordable par effet photoréfractif. (b) Réponse spectrale normalisée par rapport à la valeur maximale du signal.

Notons qu'un moyen d'accroître la réflectivité des réseaux de Bragg consiste à augmenter leur longueur, en contrepartie la bande passante est diminuée conformément à la formule **(II-14)** :

$$BP_{-3dB} \approx \frac{c}{2n_m L} \qquad \text{(Hz)} \qquad \textbf{(II-14)}$$

c) Analyseur de spectre optique autour de 1,55 µm

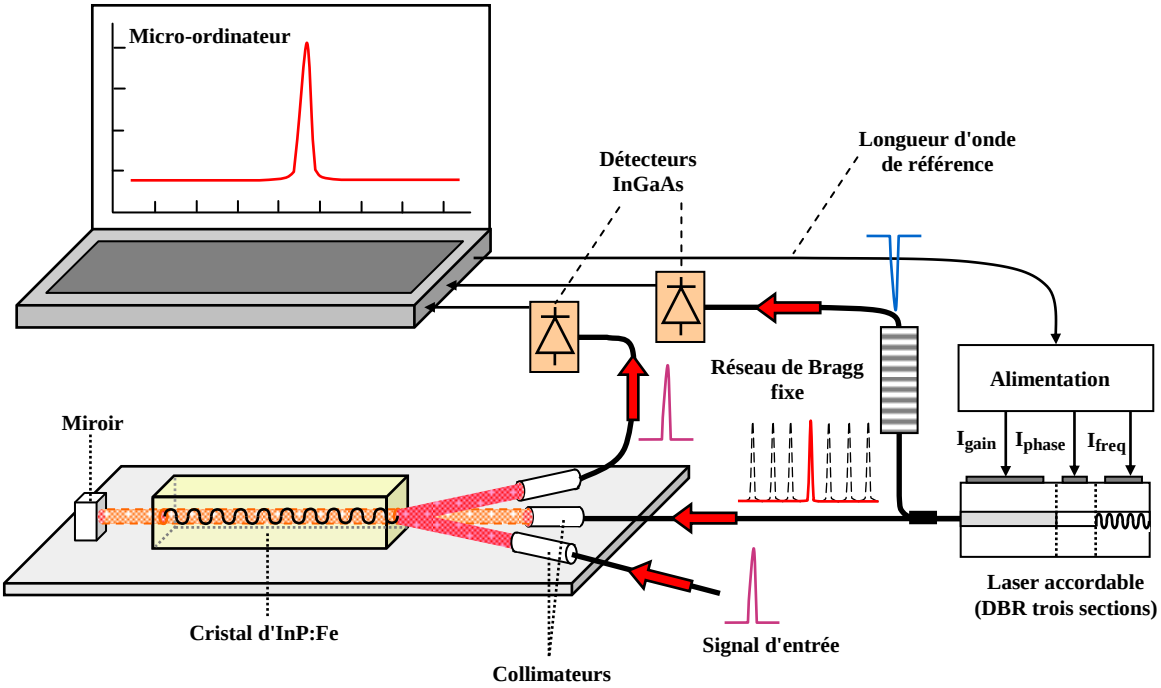


Figure II.14 :Analyseur de spectre optique compact utilisant un filtre dynamique dans l'InP:Fe et un laser acccordable.

Un analyseur de spectre optique à haute résolution **(figure II.14)** a été réalisé en alliant un laser accordable à un filtre dynamique dans l'InP:Fe **[II.29]**. Au cœur du filtre se trouve un cristal de 30 mm de long collé sur un support en invar choisi pour sa stabilité mécanique en température. L'injection et la collecte des faisceaux optiques de "commande" et "signal" est effectuée au moyen de fibres optiques reliées à des collimateurs, lesquels sont collés au support, tout comme le miroir placé derrière le cristal. Le miroir sert à produire les interférences par réflexion du faisceau de commande. Ce filtre possède donc une structure compacte et étant donnée la fixité des collimateurs, une fréquence centrale constante ($\Delta f = 25$ GHz soit 0,2 nm ce qui correspond à un angle d'injection de 2,9°). D'autre part, un

laser DBR trois sections fournit un signal de commande accordable entre 1547 et 1560 nm par sauts de 0,04 nm. Un micro-ordinateur portable pilote les courants de commande du laser et par suite la longueur d'onde centrale λ_B du filtre par le biais de la condition de Bragg. Le micro-ordinateur effectue un balayage récurrent de λ_B et détermine le spectre du signal détecté après diffraction. Notons qu'un réseau de Bragg fixe calibré en température sert de référence aux mesures. La résolution de l'analyseur est égale à la bande passante du filtre qui est de 0,015 nm. Si la plage d'analyse du prototype réalisé est limitée à 13 nm elle pourrait être accrue grâce à l'usage d'une source plus largement accordable telle qu'un laser à 4 sections dont certains peuvent émettre sur une plage de plus de 100 nm **[II.7]**.

d) Perspectives d'intégration

Remarquons que si la faisabilité de guides d'ondes photoréfractifs constitués d'un substrat d'InP:Fe (photoréfractif) et d'une couche guidante d'alliage quaternaire InGaAsP a été démontrée **[II.31]**, un cristal d'InP:Fe photoréfractif offre aussi la possibilité d'être intégré avec des guides d'ondes ou des composants optoélectroniques tels que des diodes lasers ou des amplificateurs optiques à semiconduteur réalisés sur substrat de phosphure d'indium. De telles perspectives d'intégration constituent un atout supplémentaire de l'InP:Fe vis à vis d'un matériau tel que le CdTe, lui aussi photoréfractif pour un éclairement à 1,55 µm.

II.5 Filtre BLU-AALO

Face aux effets de la dispersion chromatique auxquels sont confrontés les systèmes hybrides fibre-radio, le transport de signaux à bande latérale unique (BLU) compense efficacement les évanouissement du signal photodétecté rencontrés avec les signaux radio sur fibre à double bandes latérales **(§ I.5.3)**.

Pour un signal à double bandes latérales issu de la modulation d'une porteuse optique à une fréquence radio f_m, l'écart en longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre les composantes du signal est lié à la fréquence de modulation par la relation **(II-15)** :

$$f_m = c\frac{\Delta\lambda}{\lambda_p^2} \qquad \textbf{(II-15)}$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide et λ_p la longueur d'onde de la porteuse optique.

Le parallèle entre la formule **(II-9)** et la fréquence de fonctionnement Δf d'un filtre dynamique dans l'InP:Fe **(II-9)** nous a conduits à l'idée d'une configuration permettant la génération d'un signal BLU à partir d'un signal DBL **[II.23]**. *Le principe consiste à régler l'angle d'injection des faisceaux du filtre de manière à ce que la fréquence de fonctionnement du filtre coïncide avec la fréquence de modulation f_m de l'onde radio sur fibre.*

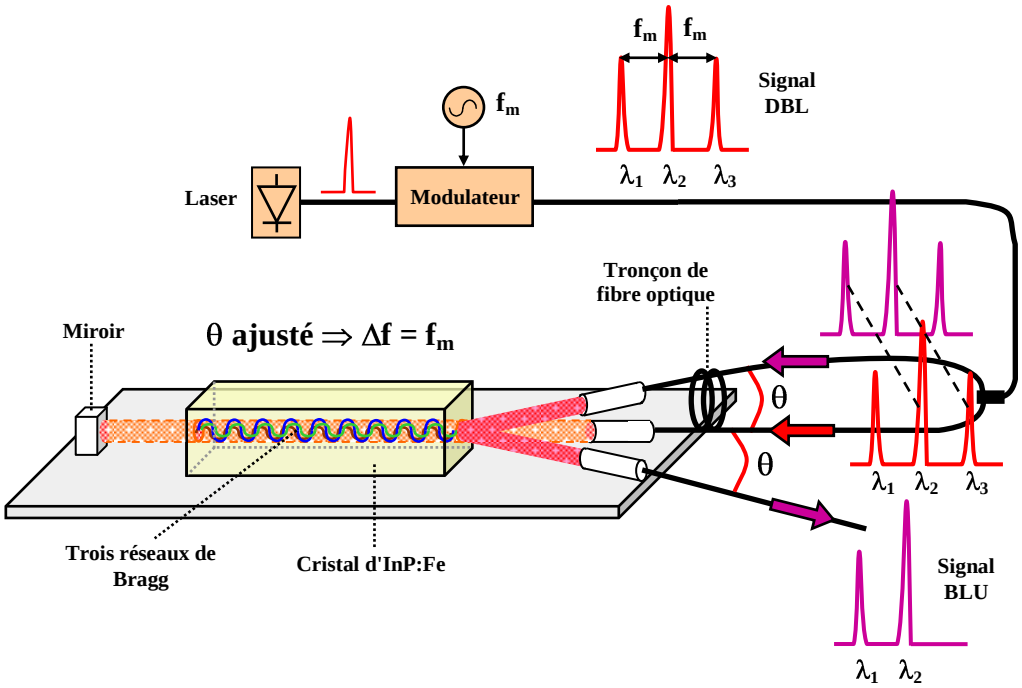


Figure II.15 : Concept d'un filtre BLU-AALO.

Si l'on génère un signal DBL, par exemple par modulation externe d'un laser, l'angle d'injection θ d'un filtre dynamique fibré similaire à celui employé pour l'analyse spectrale **(§ II.4.2(c))**, est fixé de sorte que $\Delta f = f_m$. Une partie du signal DBL est prélevée au moyen d'un coupleur optique et injectée dans l'entrée de commande du filtre. De cette façon chacune des trois composantes du signal λ_i (i=1,2,3) génère un réseau de Bragg R_i (i=1,2,3) par effet photoréfractif. La seconde branche du coupleur est quant à elle connectée à l'entrée signal. Or, la relation **(II-7)** montre qu'un réseau associé à une longueur d'onde de commande λ_c permet de diffracter une longueur d'onde λ_s plus courte. En conséquence, étant donné le réglage de θ

une raie de commande λ_i permet de diffracter via son réseau R_i la raie λ_{i-1}. Ainsi, le réseau R_3 dû à la bande latérale supérieure λ_3 diffracte une partie de la porteuse λ_2 du signal et le réseau R_2 dû à la porteuse de commande λ_2 diffracte une partie de la bande latérale inférieure λ_1 du signal. Par contre, si le réseau R_1 existe bel et bien dans le cristal, il n'a pas de composante à diffracter et n'est d'aucune utilité. Finalement le signal de sortie du dispositif est un signal BLU constitué d'une partie de la porteuse et de la bande latérale inférieure du signal d'entrée. De plus, puisque le signal DBL commande lui même les réseaux, le filtre est auto-accordable en longueur d'onde (AALO), si bien qu'une variation de la longueur d'onde de la porteuse qui décale le spectre DBL d'entrée entraîne instantanément (après un régime transitoire de quelques ms) le même décalage du spectre de sortie.

Si un dispositif BLU-AALO fonctionne indépendamment de la longueur d'onde dans la plage des 1,55 µm (entre 1500 et 1600 nm), dans la mesure ou les angles des faisceaux sont fixes, la fréquence de fonctionnement l'est aussi. La bande passante peut être estimée à partir de la formule **(II-10)** : pour des cristaux d'une longueur comprise entre 25 et 30 mm, sa valeur varie entre 1,9 et 1,6 GHz. Quant à la sensibilité de la fréquence vis à vis de θ **(II-9)**, elle est illustrée par la **figure II.6**.

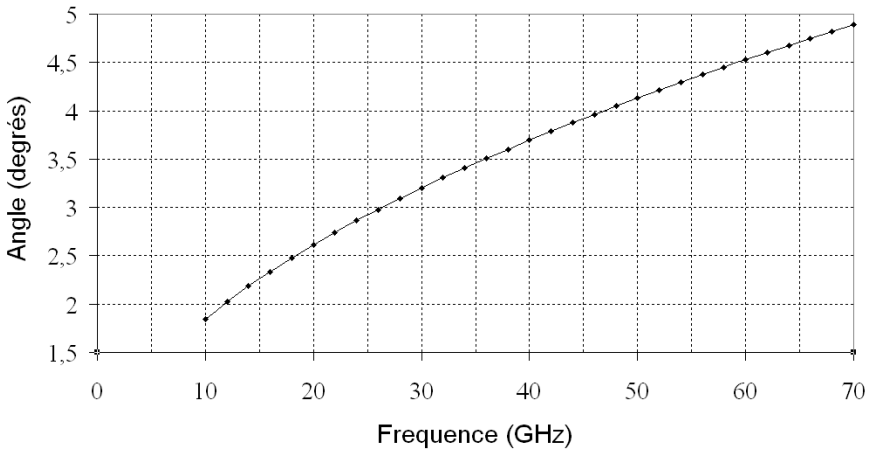


Figure II.16 : Angle d'injection des faisceaux en fonction de la fréquence centrale du filtre BLU-AALO.

Par ailleurs, il est utile à la stabilité du signal diffracté de garantir la non-cohérence des composantes du *faisceau de commande* et du *faisceau signal*. Un tronçon de fibre supplémentaire d'une longueur supérieure à la longueur de cohérence du laser, placé devant

l'entrée commande assure cette décorrellation (**figure II.15**). De cette façon il n'y a pas d'interférences entres composantes du *faisceau signal* et celles des *faisceaux de commande* ce qui prémunit de la diffraction à cause de réseaux parasites.

II.6 Conclusion

Le phosphure d'indium dopé au fer est un matériau photoréfractif dans lequel un éclairement par une figure d'interférences à la longueur d'onde 1,55 µm peut générer un réseau de Bragg. Ce dernier est capable de diffracter un signal dont la longueur d'onde appartient elle aussi à la plage des 1,55 µm. Ces propriétés avaient déjà permis de concevoir un filtre dynamique et de réaliser sur cette base un analyseur de spectre optique sans déplacement mécanique. Ces propriétés nous ont à notre tour permis d'imaginer un filtre à bande latérale unique auto-accordable en longueur d'onde (BLU-AALO) pour la compensation des effets de la dispersion chromatique dans les systèmes hybrides fibre-radio. Ce filtre, dont nous avons décrit le principe au cours de ce chapitre, est basé sur des interactions photoniques-microondes dans un cristal photoréfractif d'InP:Fe. Une partie de la puissance du signal DBL dont on souhaite supprimer l'une des bandes latérales est utilisée pour générer trois réseaux de Bragg dans le dispositif. Deux seulement de ces réseaux sont utiles et le filtre est réglé de façon à ce qu'ils diffractent un signal BLU à partir du reste de la puissance du signal DBL d'entrée. L'originalité du composant réside en une fonction de filtrage BLU commandée par le signal à filtrer lui même. Le filtre est ainsi auto-accordable en longueur d'onde.

Au chapitre suivant nous allons développer la théorie du dispositif BLU-AALO et en proposer un modèle dont les prédictions seront confrontées au **chapitre III** à la caractérisation d'un composant dans diverses configurations.

Références du chapitre II

[II.1] F. Ouellette, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides", *Optics Letters*, vol.12 (10), pp.847-849, Oct. 1987.

[II.2] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48 (9), pp. 2909-2947, 1969.

[II.3] M. Yamada and K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach". *Applied Optics,* vol. 26 (16), pp. 1474-1478, 1987.

[II.4] W. Streifer, R.D. Burnham and D.R. Scifres, "Effect of external reflectors on longitudinal modes of distributed feedback lasers". *IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE-11*, pp. 154-161, 1975.

[II.5] H.A. Haus and C.V. Shank, "Antisymmetric taper of distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics,* vol. QE-12, pp. 532-539, 1976.

[II.6] T.L. Koch and U. Koren, "Semiconductor lasers for coherent optical communications", *IEEE Journal Lightwave Technology*, vol. 8(3), pp. 274-293, March 1990.

[II.7] F. Delorme, "Widely tunable 1.55-µm lasers for wavelength-division-multiplexed optical fiber communications", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34(9), pp. 1706-1716, Sept 1998.

[II.8] H. Debrégeas-Sillard, A. Vuong, F. Delorme, J. David, V. Allard, A. Bodéré, O. Le Gouezigou, F. Gaborit, J. Rotte, M. Goix, V. Voiriot and J. Jacquet, "DBR module with 20-mW constant coupled output power, over 16 nm (40×50-GHz spaced channels)", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13(1), pp. 1041-1043, Jan. 2001.

[II.9] C.R. Giles, "Lightwave applications of fiber Bragg gratings", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15(8), pp. 1391-1404, Aug. 1997.

[II.10] C.R. Giles, T. Erdogan and V. Mizrahi, "Reflexion induced changes in optical spectra of 980 nm QW lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6(8), pp. 903-906, Aug. 1994.

[II.11] B.F. Ventudo, G.A. Rogers, G.S. Licks, D. Heargreaves and T.N. Demayo, "Wavelength and intensity stabilization of 980 nm diode lasers coupled to fiber Bragg gratings", *Electronics letters*, vol. 30(25), pp. 2147-2149, 1994.

[II.12] N.M. Litchinister, B.J. Eggleton and D.B. Patterson, "Fiber Bragg gratings for dispersion compensation in transmission: Theoretical model and design criteria for nearly ideal pulse recompression", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15(8), pp. 1303-1313, Aug. 1997.

[II.13] K.O. Hill and G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15(8), pp. 1263-1376, Aug. 1997.

[II.14] K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication", *Applied physics letters*, vol. 32, pp. 647-649, 1978.

[II.15] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", *Optics Letters*, vol. 14, pp. 823-825, 1989.

[II.16] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson and J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Applied physics letters*, vol. 62, pp. 1035-1037, 1993.

[II.17] D.Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan and A.E. White, "Production of in-fiber gratings using a diffractive optical element", *Electronics letters*, vol. 29, pp. 566-568, 1993.

[II.18] A. Askin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballmann, H.J. Levinstein and K. Nassau, "Optically-induced refractive index inhomogeneities in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$", *Applied Physics Letters,* vol. 9, pp 72-74, 1966.

[II.19] A.M. Glass, A.M. Johnson, D.H. Olson, W. Simpson and A.A. Ballman, "Four-wave mixing in semi-insulating InP and GaAs using the photorefractive effect", *Applied Physics Letters*, vol. 44 (10), May 1984.

[II.20] G. Martel, "Etude de l'effet photoréfractif dans le $Cd_{1-x}Zn_xTe$ application à l'interconnexion en espace libre par double miroir à conjugaison de phase". *Thèse de l'Université de Rouen*, 1996.

[II.21] J.J. Amodei and D. L. Steabler, "Holographic recording in lithium niobate", *RCA Review*, vol. 33, pp. 71-93, 1972.

[II.22] R. Ware, "Perspective for large semi-insulating indium phosphide substrates", *In Proc.*, *2001 International conference on indium phosphide and related materials*, *IPRM 2001*, pp. 121-124, Nara, Japan, May 2001.

[II.23] E. Vourc'h, D. Le Berre and D. Hervé, "Lightwave single sideband source using a wavelength-self-tunable InP:Fe filter for fibre-wireless systems", *In Proc. Microwave Photonics 2001*, *MWP'01*, pp. 199-202, Jan. 2002.

[II.24] P. Yeh, "Introduction to photorefractive nonlinear optics", *Wiley Series in Pure and Applied Optics, J. W. Goodman editor*, pp 26-27, 1993.

[II.25] R.B. Bylsma, A. M. Glass and D.H. Olson, "Optical signal amplification at 1.3 µm by two-wave mixing in InP:Fe", *Electronics letters*, vol. 24(6), pp. 360-362, 1988.

[II.26] J.C. Fabre, J.M.C. Jonathan and G. Roosen, "Photorefractive beam coupling in GaAs and InP generated by nanosecond light pulses", *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 5(8), pp. 1730-1736, Aug. 1988.

[II.27] B. Mainguet, "Characterization of the photorefractive effect in InP:Fe by using two-wave mixing under electric fields", *Optics letters*, vol. 13 (8), pp. 657-659, 1988.

[II.28] D. Hervé, B. Mainguet, S. Pinel, R. Coquillé, A. Poudelec and F. Delorme, "Narrowband WDM spectrum analyzer without mechanical tuning", *Electronics letters*, vol. 32 (9), pp. 838-839, 1996.

[II.29] D. Hervé, "Etude d'un filtre optique accordable utilisant l'effet photoréfractif dans le phosphure d'indium dopé au fer et transposition à l'optique guidée". *Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 1996.*

[II.30] D. Hervé, M. Chauvet, J.E. Vialet and M.J. Chawki, "First tunable narrowband 1,55 µm optical drop filter using a dynamic photorefractive grating in iron doped indium phosphide", *Electronics letters*, vol. 30(22), pp. 1883-1884, 1994

[II.31] D. Hervé, J.E. Viallet, S. Salaun, M. Chauvet, A. Le Corre and B. Mainguet, "Photorefractive singlemode waveguide on InP:Fe substrate", *In proc. Indium phosphide and related materials IPRM'94*, pp. 480-483, Santa Barbara, USA, March, 1994.

Chapitre III

Modélisation des filtres BLU-AALO

III.1 Introduction

Ce chapitre propose un modèle pour les filtres BLU-AALO dont la concept a été présenté au **chapitre II**. Le calcul de la réponse spectrale des filtres (coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde), se base d'une part sur une approche matricielle générale des réseaux de Bragg non uniformes **[III.1]** et d'autre part sur un modèle de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe **[III.2]**.

Schématiquement, la première étape dans l'expression de la réponse spectrale d'un filtre BLU-AALO consiste à calculer l'éclairement moyen <I> dans le cristal d'InP:Fe placé au cœur du composant. Ensuite, l'amplitude du *champ de charge d'espace* $E_1(\langle I \rangle)$ dans le cristal est déduite grâce au modèle de l'effet photoréfractif. Puis, l'amplitude $n_1(E_1)$ de la modulation d'indice de réfraction associée aux réseaux de Bragg dans le cristal est obtenue d'après les caractéristiques cristallographiques de l'InP. A son tour, n_1 permet de calculer le coefficient de couplage $\kappa_1(n_1)$, paramètre dont dépend la réponse spectrale des réseaux $R(\kappa_1)$. Finalement, $R(\kappa_1)$ est calculée par une approche matricielle appliquée à la théorie des ondes couplées.

Si le **chapitre III** s'articule autour des étapes du calcul que nous venons d'exposer, il les aborde en ordre inverse (**tableau III-1**). Nous commencerons par traiter de la réponse

spectrale d'un réseau de Bragg non uniforme quelconque, pour en venir finalement à celle des filtres BLU-AALO.

Grandeur	**Paramètres/variables**	**Déterminé par**	**Domaine de validité**
Réponse spectrale R	$R = f(\kappa_1,\lambda)$	Théorie des ondes couplées	Réseau de Bragg quelconque
Coefficient de couplage κ_1	$\kappa_1 = f(n_1)$		
Indice de réfraction n_1	$n_1=f(E_1)$	Cristallographie	InP:Fe
Champ de charge d'espace E_1	$E_1 = f(\langle I\rangle)$	Modèle de l'effet photoréfractif	
Eclairement moyen $\langle I\rangle$	Signal d'entrée du filtre BLU-AALO		Filtre BLU-AALO

Tableau III-1 : Etapes entrant dans le calcul de la réponse spectrale d'un filtre BLU-AALO.

III.2 Réseaux de Bragg uniformes

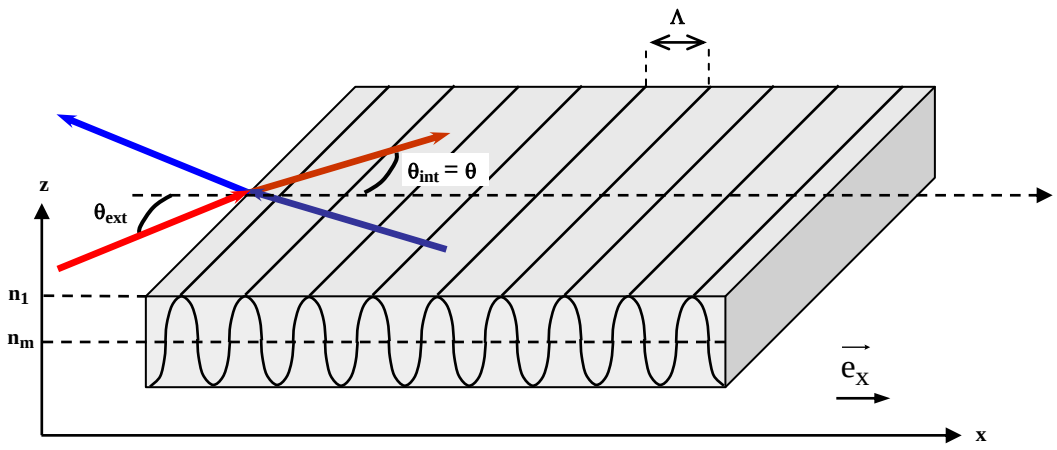


Figure III.1 : Réseau de Bragg.

III.2.1 Théorie des ondes couplées

a) Principe

Comme nous l'avons rappelé précédemment **(§ II.2)**, un réseau de Bragg est un milieu qui, présentant une modulation d'indice de réfraction, permet la diffraction d'une onde remplissant la condition de Bragg **(II-1)**.

Nous considérerons dans un premier temps uniquement les réseaux de Bragg uniformes, c.a.d. ceux dont la période et l'amplitude de modulation sont constantes sur leur longueur. L'expression de la réponse spectrale d'un tel réseau procède de la résolution des équations de Maxwell dans l'hypothèse d'un couplage des ondes incidentes et réfléchies.

La théorie des ondes couplées **[III.3]** considère en effet qu'en même temps que l'onde incidente se propage, une onde de sens de propagation opposé se forme par réflexion sur le réseau. Les deux ondes sont couplées, leur somme est solution des équations de Maxwell. En outre, la permittivité diélectrique relative $\varepsilon(x)$, qui est égale au carré de l'indice de réfraction $n(x)$, permet de prendre en compte le réseau dans les équations de Maxwell.

Ainsi posée, l'équation de propagation conduit à un système de deux équations différentielles où l'amplitude A(x) de l'onde incidente est couplée à l'amplitude B(x) de l'onde réfléchie. Le coefficient de réflexion du réseau R(λ), que l'on cherche à déterminer, dépend du rapport en entrée du réseau (x = 0) entre l'amplitude B(x) de l'onde réfléchie et l'amplitude A(x) de l'onde incidente :

$$R = \left| \frac{\vec{B}(x=0)}{\vec{A}(x=0)} \right|^2 \qquad \textbf{(III-1)}$$

Cette fonction, sera obtenue par résolution du système d'équations différentielles couplées.

b) Calculs

Considérons un réseau de Bragg de période Λ suivant un axe x et supposons l'existence de deux ondes planes monochromatiques A et B de pulsation ω, respectivement onde incidente et onde réfléchie, se propageant dans le réseau.

L'indice de réfraction du réseau est donné par la relation suivante :

$$n(X) = n_m + n_1 \cos(KX) = n_m + n_1 \cos\left(\frac{2\pi X}{\Lambda}\right) \qquad \textbf{(III-2)}$$

où n_m est l'indice moyen du milieu, n_1 l'amplitude de la modulation d'indice et $\vec{K} = \frac{2\pi}{\Lambda}\vec{e_x}$ le vecteur d'onde du réseau.

On fait l'hypothèse d'un quasi-accord de Bragg, c'est à dire que la longueur d'onde λ du signal incident est proche de la longueur d'onde de Bragg λ_B. Rappelons que λ_B vérifie :

$$\lambda_B = 2 n_m \Lambda \cos\theta \qquad \textbf{(II-1)}$$

Le champ électrique total, somme des ondes incidente et réfléchie peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}=\left[\vec{A}(x)e^{-j\vec{\rho}\cdot\vec{X}}+\vec{B}(x)e^{j(\vec{\rho}-\vec{K}+\vec{\delta})\cdot\vec{X}}\right]e^{j\omega t} \qquad \textbf{(III-3)}$$

Dans l'expression du champ $\vec{E}$, $\vec{\rho}$ représente le vecteur d'onde incident et $\vec{\rho}-\vec{K}+\vec{\delta}$ le vecteur d'onde réfléchi. Quant au vecteur $\vec{\delta}$, appelé désynchronisation, il traduit dans le domaine des vecteurs d'onde, le décalage qui existe dans le domaine des longueurs d'onde entre λ et λ_B (**figure III.2**).

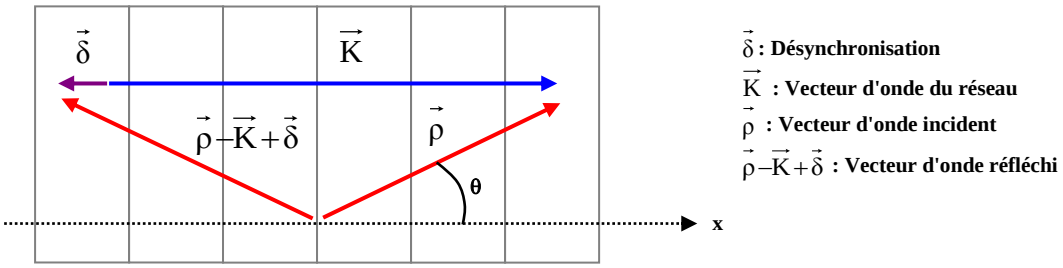


Figure III.2 : Représentation des vecteurs d'onde au quasi-accord de Bragg.

Posons maintenant l'équation de propagation du champ électromagnétique $\vec{E}$:

$$\Delta\vec{E}-\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_r(x)\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=0 \qquad \textbf{(III-4)} \Leftrightarrow \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2}-\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_r(x)\omega^2\vec{E}=0 \quad \textbf{(III-5)}$$

où ε_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide. Sachant par ailleurs que $\varepsilon_r(x) = n^2(x)$, on a d'après **(III-2)** :

$$\varepsilon_r(x)=n^2(x)=(n_m+n_1\cos Kx)^2\approx n_m^2+2n_1n_m\cos Kx \qquad \textbf{(III-6)}$$

Par conséquent, l'équation de propagation tenant compte de la périodicité de l'indice s'écrira :

$$\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2}-k_0^2n_m^2\vec{E}+k_0^2n_mn_1\left(e^{jKx}+e^{-jKx}\right)\vec{E}=0 \qquad \textbf{(III-7)}$$

avec $$k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \qquad \textbf{(III-8)}$$

Remplaçons maintenant $\vec{E}$ par l'expression **(III-3)** dans l'équation **(III-7)**. Après développement de l'équation de propagation ainsi exprimée et moyennant des hypothèses simplificatrices[1], nous aboutissons au système à 2 équations différentielles suivant [2] :

$$A'(x) = -j\kappa e^{-j\delta x} B(x) \qquad \textbf{(III-9)}$$

$$B'(x) = +j\kappa e^{+j\delta x} A(x) \qquad \textbf{(III-10)}$$

où le coefficient de couplage κ et la désynchronisation δ sont définies de la manière suivante :

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda \cos\theta} \approx \frac{\pi n_1}{\lambda} \qquad \textbf{(III-11)} \qquad \delta = 4\pi n_m \cos\theta \left(\frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda^2} \right) \qquad \textbf{(III-12)}$$

Finalement, la résolution du système constitué des équations **(II-9)** et **(II-10)** donne les expressions de A(x) et B(x) dont on déduit le coefficient de réflexion R :

$$R = \left| \frac{\vec{B}(x=0)}{\vec{A}(x=0)} \right|^2 = \frac{\kappa^2 sh^2(sL)}{s^2 ch^2(sL) + (\delta/2) sh^2(sL)} \qquad \textbf{(III-13)}$$

où la grandeur s est définie de la manière suivante : $$s^2 = \kappa^2 - (\delta/2)^2 \qquad \textbf{(III-14)}$$

L'expression **(III-13)** du coefficient de réflexion est bien évidemment fonction de la variable longueur d'onde λ par le biais de la désynchronisation δ.

Par ailleurs, on constate **(III-13)** que la réflexion est maximale lorsque la désynchronisation est nulle ($\delta = 0$), c'est à dire à l'accord de Bragg ($\lambda = \lambda_B$).

[1] On peut négliger certains termes d'ordre supérieur du développement.

[2] Pour un développement complet de ce calcul nous renvoyons à la thèse soutenue en 1996 par Didier Hervé **[III.4]**.

Notons enfin que le **coefficient de couplage κ** constitue l'un des **paramètres dont dépend la réponse spectrale**. Ainsi, dans le cas du filtre BLU-AALO, il convient de déterminer ce paramètre, ce qui nécessite une modélisation de l'effet photoréfractif dans le dispositif.

La **figure III.3** illustre un exemple de réponse spectrale de réseau de Bragg uniforme calculée d'après le relation **(III-13)**.

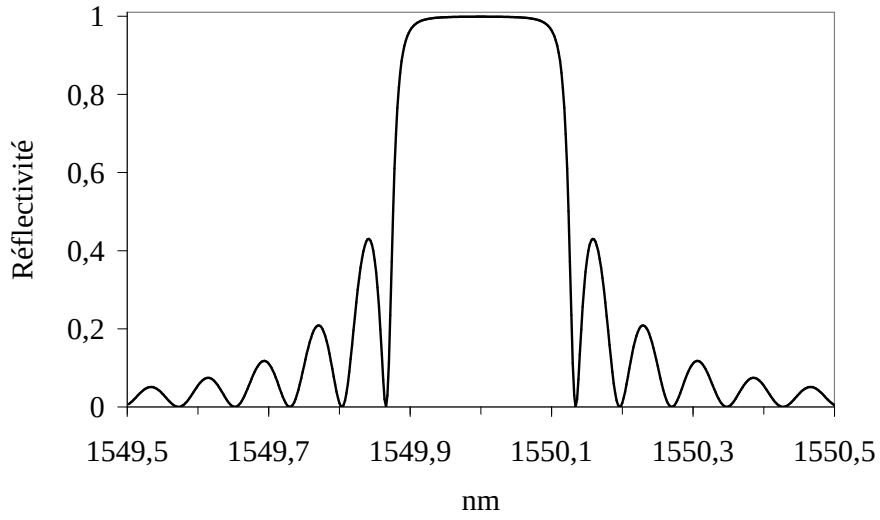


Figure III.3 : Simulation d'après la relation (III-13) de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg uniforme de longueur 10 mm et de coefficient de couplage 3 cm^{-1}.

III.3 Réseaux de Bragg non uniformes

III.3.1 Introduction

Un réseau de Bragg est non uniforme si l'une au moins de ses caractéristiques (période, amplitude) varie le long du réseau. La prise en compte du profil des faisceaux d'inscription des réseaux générés dans un filtre BLU-AALO nous conduira (**§ III.7.2**) à les considérer comme non uniformes. C'est pourquoi nous avons besoin d'un modèle qui permette de calculer la réponse spectrale des réseaux de Bragg non uniformes.

III.3.2 Modélisation par une approche matricielle

Un réseau de Bragg non uniforme peut être envisagé comme une succession de N sous-réseaux élémentaires uniformes dont les caractéristiques (période, amplitude, longueur) varient de l'un à l'autre. De cette manière, en alliant une méthode matricielle à la théorie des ondes couplées, il est possible de calculer la réponse spectrale du réseau **[III.1]**.

Pour ce faire, une matrice élémentaire M_k est affectée à chacun des N sous-réseaux uniformes. Les trois paramètres qui caractérisent une section en sont la période Λ_k, le coefficient de couplage κ_k et la longueur L_k. Les éléments des M_k sont fonction de ces paramètres et leur expression découle de la théorie des ondes couplées appliquée au sous-réseau uniforme. Désignons respectivement par $E_A(x)$ et $E_B(x)$ l'onde incidente et l'onde contra-propagative générée par le réseau :

$$E_A(x) = A(x)e^{-j\beta x} \quad \textbf{(III-15)} \qquad E_B(x) = B(x)e^{j\beta x} \quad \textbf{(III-16)}$$

où β représente la constante de propagation : $\beta = \frac{2\pi n_m}{\lambda}$ **(III-17)**

et où n_m désigne toujours l'indice moyen du milieu et λ la longueur d'onde.

Les valeurs $E_A(x)$ et $E_B(x)$ des deux composantes de l'onde à l'entrée d'une section k sont égales au produit par la matrice M_k, de ces même composantes $E_A(x+L_k)$ et $E_B(x+L_k)$ en sortie du sous-réseau :

$$\begin{pmatrix} E_A(x) \\ E_B(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left(ch(sL_k) - j\frac{\delta_k}{2s}sh(sL_k)\right)e^{j\beta_{B_k}L_k} & j\frac{\kappa}{s}sh(sL_k)e^{-j(\beta_{B_k}L_k+\phi_k)} \\ -j\frac{\kappa}{s}sh(sL_k)e^{j(\beta_{B_k}L_k+\phi_k)} & \left(ch(sL_k) + j\frac{\delta_k}{2s}sh(sL_k)\right)e^{-j\beta_{B_k}L_k} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_A(x+L_k) \\ E_B(x+L_k) \end{pmatrix}$$

(III-18)

où la constante de propagation du sous-réseau k est définie de la façon suivante :

$$\beta_{Bk} = \frac{2\pi n_m}{\lambda_{Bk}} \qquad \textbf{(III-19)}$$

Par ailleurs, Φ_k représente la phase du réseau à l'entrée de la section k. Lorsque l'on considère deux réseaux successifs k et k+1, le raccordement des phases obéit à la relation suivante :

$$\phi_k = \phi_{k-1} + \frac{2\pi L_{k-1}}{\Lambda_{k-1}} \qquad \text{avec} \qquad \phi_1 = 0 \qquad \textbf{(III-20)}$$

Pour accéder à la matrice M associée à l'ensemble du réseau non uniforme, on effectue le produit des M_k tout en appliquant la condition de raccordement des phases aux interfaces des sections :

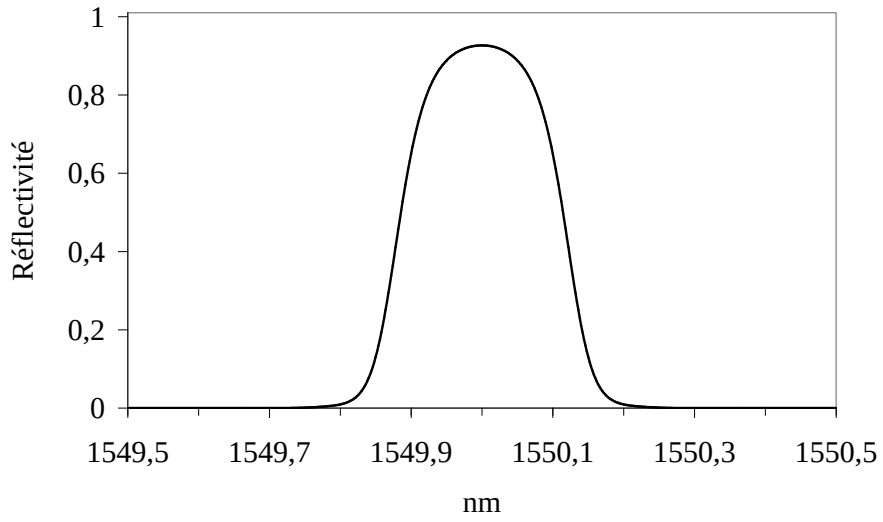
$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = \prod_{k=1}^{N} M_k \qquad \textbf{(III-21)}$$

Finalement, sachant que pour le réseau global la condition à la limite L est B(L) = 0, ce qui implique $E_B(L) = 0$, il vient, pour les réponses spectrale en réflexion ($R(\lambda)$) et en transmission ($T(\lambda)$) du réseau non uniforme :

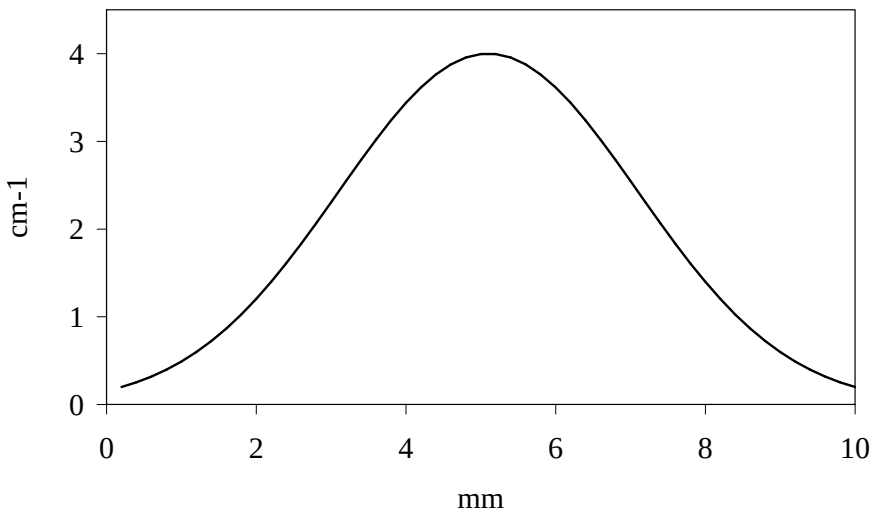
$$R(\lambda) = \left|\frac{E_B(0)}{E_A(0)}\right| = \left|\frac{M_{21}}{M_{11}}\right|^2 \qquad \textbf{(III-22)} \qquad\qquad T(\lambda) = \left|\frac{E_A(L)}{E_A(0)}\right| = \left|\frac{1}{M_{11}}\right|^2 \qquad \textbf{(III-23)}$$

Pour comparaison avec le réseau de Bragg uniforme dont la réponse spectrale est illustrée à la **figure III.3**, la **figure III.4(a)** représente la réponse d'un réseau non uniforme. Ce dernier est de même longueur et de même période que le précédent mais son amplitude possède un profil gaussien (**figure III.4(b)**).

Remarquons que la relation de proportionnalité qui lie le coefficient de couplage κ_1 **(III-11)** à l'amplitude de modulation d'indice de réfraction n_1 implique que ce paramètre possède le même profil gaussien.



(a)



(b)

Figure III.4 : (a) Simulation d'après la relation (III-22) de la réponse spectrale du réseau de Bragg non uniforme divisé en 50 sections. (b) Coefficient de couplage du réseau de Bragg non uniforme de longueur totale 10 mm et ayant un profil gaussien d'écart type de 2 mm.

De par sa période uniforme et son amplitude gaussienne, le profil de réseau illustré ci-dessus est similaire à ceux que nous utiliserons pour modéliser les filtres BLU-AALO. Pour ces composants, la longueur totale des réseaux est celle du cristal d'InP:Fe et les périodes sont connues **(II-9)**. Les coefficients de couplage restent quant à eux à déterminer.

Le paragraphe suivant qui traite de la cristallographie de l'InP:Fe en relation avec l'effet électro-optique, débouchera sur une expression du coefficient de couplage en fonction

du champ électrique présent dans ce matériau. Il s'agira évidemment pour les filtres BLU-AALO du champ électrique de charge d'espace généré par effet photoréfractif.

III.4 Champ de charge d'espace et modulation d'indice de réfraction

III.4.1 Introduction

Les filtres BLU-AALO, que nous cherchons à modéliser, exploitent l'effet photoréfractif dans un cristal d'InP:Fe pour générer des réseaux de Bragg. Ceux-ci se forment après que, par génération et piégeage de charges, soit apparu le *champ* électrique *de charge d'espace*. C'est l'effet électro-optique qui fait alors varier l'indice de réfraction. Dans cette partie, partant des propriétés cristallographiques de l'InP, nous allons donner la relation qui existe entre le *champ de charge d'espace* E_1 généré par effet photoréfractif et la variation n_1 d'indice de réfraction.

III.4.2 Cristallographie du phosphure d'indium

a) Généralités

Le cristal d'InP est un semi-conducteur III-V à réseau cubique à faces centrées appartenant à la classe de symétrie $\bar{4}3m$ **[III.5]**.

b) Le dopage au fer

Pour que l'effet photoréfractif se manifeste dans le phosphure d'indium, il faut qu'y soient présents des niveaux d'énergie accepteurs profonds (**§ II.3)**. Ces derniers permettent le piégeage de charges dans les zones claires par la figure d'illumination périodique. Pour cette raison, on pratique un dopage de l'InP au fer **[III.6**]. Les niveaux d'énergie des impuretés Fe^{++}

qui se situent vers le milieu de la bande interdite de l'InP constituent en effet des niveaux accepteurs profonds **[III.7]**.

c) L'effet électro-optique

Dans l'effet photoréfractif, la figure d'indice de réfraction, ou réseau de Bragg, est générée par effet électro-optique (une variation du champ électrique dans le matériau induit une variation de l'indice de réfraction). C'est le tenseur d'imperméabilité électrique $\vec{\eta}$ qui traduit les caractéristiques électro-optiques du matériau. Ce tenseur est défini par :

$$\varepsilon_0\vec{E}=\vec{\eta}\vec{D} \qquad \textbf{(III-24)}$$

où $\vec{E}$ est le vecteur champ électrique, $\vec{D}$ est le vecteur déplacement et où chaque composante η du tenseur vérifie :

$$\eta=\frac{1}{\varepsilon_r} \qquad \textbf{(III-25)}$$

En l'absence de champ électrique, les cristaux d'InP sont isotropes. Par contre, lorsqu'un champ $\vec{E}_1$ est appliqué, ou présent (dans notre cas, $\vec{E}_1$ est obtenu par effet photoréfractif), le cristal devient anisotrope et des variations de l'indice apparaissent par effet électro-optique suivant certaines directions. Dans le repère des axes cristallographiques de l'InP, le tenseur d'imperméabilité électrique s'écrit **[III.5]** :

$$\vec{\eta}=\begin{bmatrix} \frac{1}{n_m^2} & r_{41}E_{1z} & r_{41}E_{1y} \\ r_{41}E_{1z} & \frac{1}{n_m^2} & r_{41}E_{1x} \\ r_{41}E_{1y} & r_{41}E_{1x} & \frac{1}{n_m^2} \end{bmatrix} \qquad \textbf{(III-26)}$$

où n_m est l'indice de réfraction, r_{41} est le coefficient électro-optique du matériau et $\vec{E}_1=\left(E_{1x}, E_{1y}, E_{1z}\right)$ est le champ électrique appliqué au cristal.

L'orientation du champ électrique détermine la forme du tenseur $\overleftrightarrow{\eta}$ et par voie de conséquence, l'amplitude des variations d'indice. Dans le cas du couplage des ondes contra-directionnelles, la configuration la plus favorable à ces variations est celle pour laquelle la direction de propagation et le champ électrique appliqué sont tous deux suivant l'axe <001>. La **figure III.5** illustre dans cette configuration l'orientation des axes diélectriques principaux $\vec{D}_1, \vec{D}_2, \vec{D}_3$ **[III.8]**.

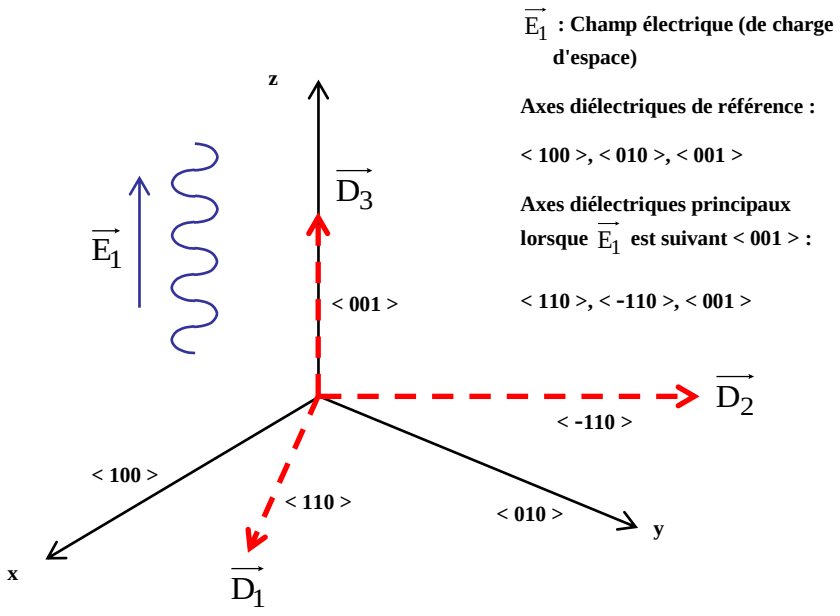


Figure III.5 : Axes cristallographiques de référence (<100>,<010>,<001>) et axes diélectriques principaux (<110>,<-110>,<001>) pour un champ électrique appliqué suivant <001>.

Dans la configuration de la **figure III.4**, $\overleftrightarrow{\eta}$ est donné dans le repère $(\vec{D}_1, \vec{D}_2, \vec{D}_3)$ par :

$$\overleftrightarrow{\eta} = \begin{pmatrix} \frac{1}{n_m^2} + r_{41}E_1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_m^2} - r_{41}E_1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_m^2} \end{pmatrix} \qquad \textbf{(III-27)}$$

où n_m est l'indice du matériau en l'absence de champ appliqué.

Sachant que par ailleurs que : $\varepsilon_r = n^2$ **(III-28)**

chaque composante η du tenseur $\vec{\eta}$ vérifie : $n=(\eta)^{-\frac{1}{2}}$ **(III-29)**

Par conséquent, il apparaît que pour une onde polarisée suivant < 110 > ($\vec{D}_1$) :

$$n=n_m-\frac{1}{2}n_m^3 r_{41}E_1 \qquad \textbf{(III-30)}$$

De la même manière, pour une onde polarisée suivant < -110 > ($\vec{D}_2$) :

$$n=n_m+\frac{1}{2}n_m^3 r_{41}E_1 \qquad \textbf{(III-31)}$$

Ainsi, lorsqu'un *champ de charge d'espace* périodique d'amplitude E_1 est généré par effet photoréfractif dans la direction <001>, d'après **(III-30)** et **(III-31)**, pour des ondes polarisées suivant <110> ou <-110>, l'amplitude n_1 de la modulation d'indice engendrée par le *champ de charge d'espace* est donnée par :

$$n_1=\frac{1}{2}n_m^3 r_{41}E_1 \qquad \textbf{(III-32)}$$

Considérons donc un réseau de Bragg photoréfractif dans l'InP:Fe dont l'amplitude n_1 vérifie la relation (**III-32**). D'après **(III-11)**, le coefficient de couplage κ_1 associé au réseau dans le cadre de la théorie des ondes couplées vérifie :

$$\kappa_1=\frac{\pi}{2\lambda_B}n_m^3 r_{41}E_1 \qquad \textbf{(III-33)}$$

Le rendement d'un réseau de Bragg étant proportionnel au coefficient de couplage, celui du dispositif BLU-AALO sera donc à la fois proportionnel au produit $n_m^3 r_{41}$ et à la valeur de E_1. Pour l'InP, n_m et r_{41} à 1,55 µm valent respectivement de 3,17 et 1,7 pm/V **[III.5]**.

La détermination de la valeur de E_1 proprement dite dans un cristal photoréfractif d'InP:Fe, fait l'objet des paragraphes suivants.

III.5 Modèle à deux bandes de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe

III.5.1 Introduction

Afin de calculer la réponse spectrale d'un réseau de Bragg photoréfractif par la théorie des ondes couplées, il faut déterminer le paramètre κ (coefficient de couplage). Pour ce faire, d'après **(III-33)**, il est nécessaire de calculer le *champ de charge d'espace* E_1 associé au réseau. Or, ce champ provient d'une distribution périodique de charges le long du cristal qui s'est établie sous l'effet d'un éclairement périodique. Le calcul de E_1 passe donc par les équations de génération et de transport de charges dans le cristal sous illumination.

Dans ce qui suit, nous allons décrire le modèle de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe que nous allons utiliser **[III.2]** et qui fournit une expression de l'amplitude E_1 du *champ de charge d'espace* produit par une illumination périodique.

III.5.2 Principe du modèle à deux bandes

Le modèle de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe auquel nous nous référons **[III.2]** est une analyse à deux bandes (bande de valence et bande de conduction). Par conséquent, il prend en considération les deux types de porteurs libres (électrons et trous). Ce modèle, qui fait par ailleurs l'hypothèse d'un centre profond unique, propose une expression du *champ de charge d'espace* E_1 produit par un éclairement périodique. Précisons qu'à l'origine, il avait pour but d'expliquer le mécanisme de résonance du gain photoréfractif dans la configuration du mélange à deux ondes, qui se manifeste lorsqu'un champ électrique extérieur E_0 est appliqué à un cristal d'InP:Fe. Etant donné que nul champ extérieur n'est appliqué dans un filtre BLU-AALO (**§ II.4.1**), nous poserons $E_0 = 0$ dans les équations du modèle.

Le modèle détermine l'expression de E_1 d'après les équations de transport et d'équilibre des charges du semi-conducteur. En effet, celles-ci forment un système de 7 équations couplées à 7 inconnues dont l'une est la grandeur qui nous intéresse : le *champ de charge d'espace* E(z). A la différence d'autres modèles, l'analyse à deux bandes traduit aussi bien les

phénomènes optiques que les phénomènes thermiques de génération de porteurs de charges qui interviennent dans l'effet photoréfractif.

III.5.3 Génération et piégeage de porteurs dans l'InP:Fe

a) Centre profond Fe^{++} et absorption dans l'InP:Fe photoréfractif

Lors de la réalisation d'un lingot de semi-conducteurs (ici l'InP), des impuretés résiduelles (de densités N_A pour les accepteurs et N_D pour les donneurs) apparaissent, qui donnent naissance à une conductivité résiduelle. Un rapport $N_D \rangle N_A$ donnera une conductivité par électrons, tandis qu'un rapport $N_D \langle N_A$ donnera une conductivité par trous. Afin de rendre le cristal semi-isolant, on introduit un centre profond qui compense par piégeage la conductivité due aux impuretés résiduelles.

On appelle centres profonds, des impuretés dont le niveau d'énergie d'ionisation est éloigné des bandes de conduction et de valence d'un cristal. Parallèlement à leur rôle semi-isolant, ces centres affectent les caractéristiques optiques et électriques des semiconducteurs utilisables pour l'effet photoréfractif **[III.6]**. En contrôlant le dopage en centres profonds, on agit sur le temps de réponse du matériau photoréfractif, sur la profondeur d'absorption et sur les longueurs d'onde absorbées. Ainsi, en introduisant des impuretés fer dans le phosphure d'indium (InP), on parvient d'une part à compenser la conductivité (rôle semi-isolant) due aux niveaux peu profonds (impuretés résiduelles) et d'autre part à déplacer le niveau de Fermi au milieu de la bande interdite. En effet, les centres Fe^{++} qui se substituent à l'indium (In) donnent lieu à des niveaux d'énergie situés à 0,65 eV sous la bande de conduction (**figure III.6**) **[III.7]**. Par conséquent, la "photo-ionisation" des centres profonds se fera par absorption de photons ayant une énergie de l'ordre de la moitié du gap de l'InP. Plus généralement, la condition d'absorption dans l'InP dopé au fer est la suivante :

$$0{,}69\,\mathrm{eV} < h\nu = \frac{hc}{\lambda} < 1{,}34\,\mathrm{eV} \qquad \textbf{(III-34)}$$

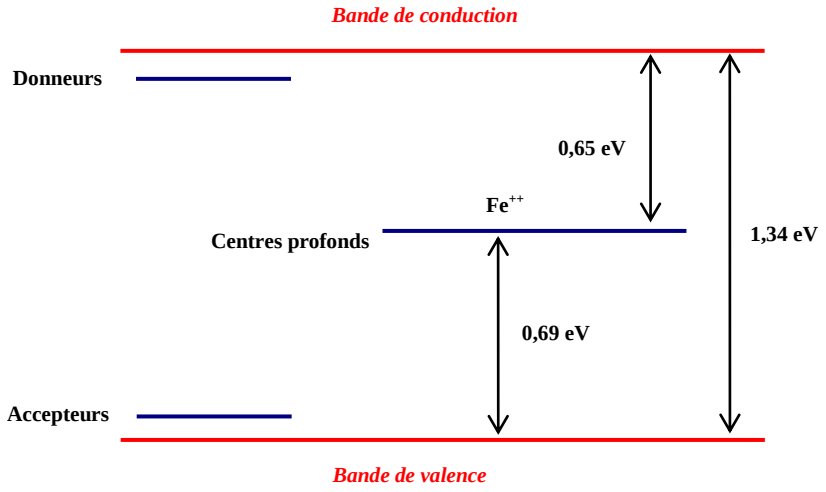


Figure III.6 : Niveaux d'énergie des centres profonds Fe dans l'InP [III.7].

b) Phénomènes de génération et de piégeage optique sous illumination périodique

Avant d'aborder un système d'équations qui régisse l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe, nous allons revenir sur les phénomènes de génération et de piégeage de charges associés.

Lorsqu'un cristal de phosphure d'indium dopé au fer est éclairé par une figure d'interférences dont la longueur d'onde λ vérifie la relation (**III-34**), des trous sont excités depuis les centres profonds. Ces trous migrent, sont repiégés en d'autres places et laissent derrière eux les charges négatives des centres profonds ionisés (**figure III.7**). Les charges excitées optiquement dans une zone claire sont réexcitées et piégées à nouveau jusqu'à ce qu'elles atteignent une zone sombre où elles s'accumulent. Le champ électrique E(x) de charge d'espace qui apparaît alors entre les accepteurs ionisés (charges négatives dans les zones claires) et les trous piégés dans les zones sombres, va moduler l'indice de réfraction du matériau par effet électro-optique, générant le réseau de Bragg.

Dans le processus que nous venons de décrire, dans l'InP:Fe, l'effet photoréfractif est essentiellement le fait des trous photogénérés et des centres profonds ionisés. Néanmoins, d'autres causes et d'autres types de porteurs générés interviennent dans une moindre mesure. Il faut notamment tenir compte des effets thermiques. Par ailleurs, aux créations de porteurs

s'ajoutent des recombinaisons. Le **tableau III.3** (**§ III.5.5(c)**) énumère l'ensemble des phénomènes de génération et de capture des porteurs ainsi que les taux d'émission et de recombinaison correspondants.

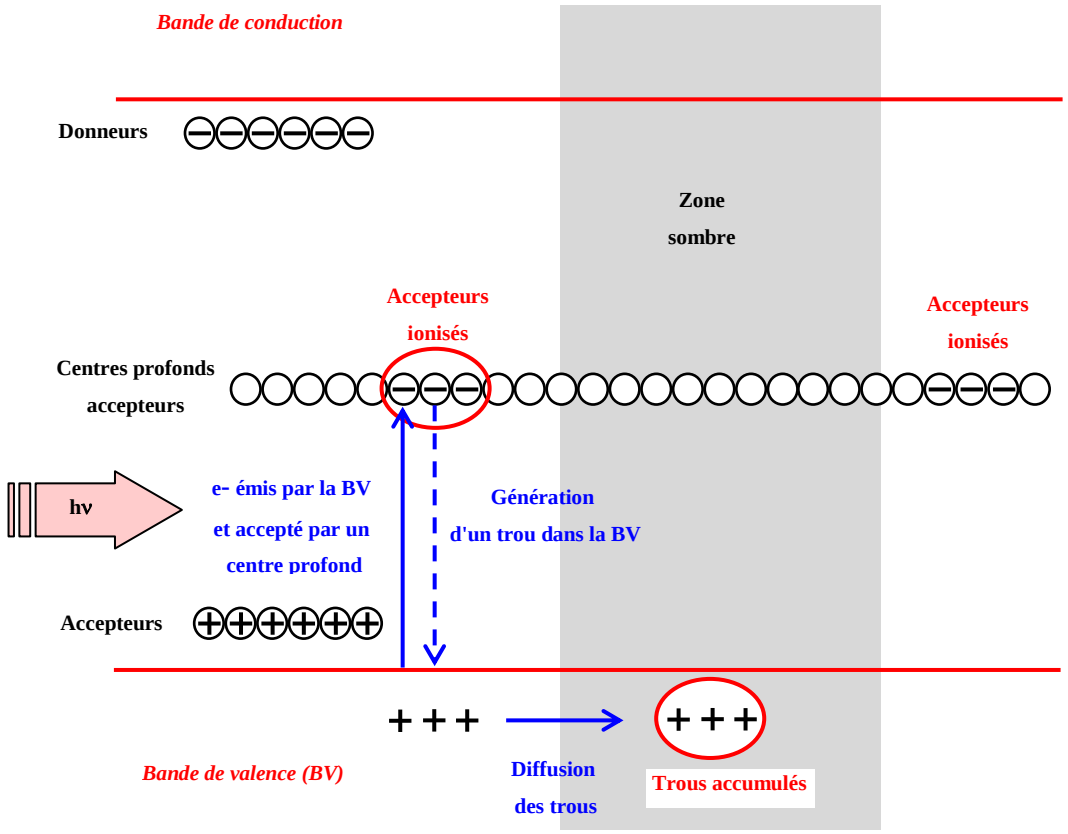


Figure III.7 : Génération et piégeage optique de trous dans l'InP:Fe [III.4].

III.5.4 Genèse du modèle à deux bandes

L'élaboration de modèles qui tiennent compte de tous les types de génération et de recombinaison de porteurs pour le calcul du *champ de charge d'espace* généré par effet photoréfractif, s'est faite progressivement au cours des 30 dernières années **[III.10]**. Dès 1967, Chen a postulé que l'origine de l'effet photoréfractif était l'excitation de porteurs libres (trous dans le cas de l'InP:Fe) dans les régions claires et leur accumulation dans les zones sombres **[III.11]**. En 1971 Amodei **[III.12] [III.13]** a établi que la diffusion thermique de porteurs libres engendre un *champ de charge d'espace* d'amplitude $E_D = 2\pi k_B T / e\Lambda$ (où Λ représente la période du réseau d'indice, k_B la constante de Boltzmann, T la température et e la charge de

l'électron). Il a évalué les effets photoréfractifs au moyen d'une équation de courant, de l'équation de Poisson et de l'équation de continuité. Dans les deux cas d'un champ obtenu par simple diffusion ou avec un champ extérieur E_0 appliqué au cristal, Amodei a donné comme solution du *champ de charge d'espace* en régime permanent : $E_{sc} = E_0 + jE_D$. De plus Amodei a estimé que la valeur maximum que l'amplitude du *champ de charge d'espace* peut atteindre (si l'on prend l'exemple d'un cristal comme l'InP:Fe pour lequel les porteurs libres sont des trous) est $E_q = e p_T \Lambda / 2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r$ (où p_T représente la densité de pièges vides, ε_0 la permittivité dans le vide et ε_r la permittivité relative du milieu). Cependant il n'a pas proposé d'expression générale du *champ de charge d'espace* qui fasse apparaître E_q.

Par la suite, là où Amodei considérait que la densité de porteurs photogénérés était simplement proportionnelle au taux de génération (c'est à dire à l'intensité optique), Vinetskii et Kukhtarev ont proposé une équation pour les taux d'émission. Aux trois équations précédemment résolues par Amodei ils ont ajouté une relation reflétant les taux de pièges ionisés et ils ont résolu leur système de 4 équations dans deux cas limites (1) et (2) : toujours en prenant un cristal dont les porteurs libres sont des trous, ces conditions sont : (1) $p_T \rangle\rangle p$ et $N_T \rangle\rangle 2p$; (2) $p_T \rangle\rangle p$ et $N_T << 2p$ (où p est la densité de porteurs et N_T la densité totale de pièges remplis et vides).

Plus tard, l'analyse faite par Kukhtarev **[III.9]**, qui ne considérait toujours qu'un seul type de porteurs (analyse à une bande), fut étendue aux deux types de charges libres **[III.2]**, donnant une modélisation à deux bandes prenant en compte les émissions thermiques. C'est à ce dernier modèle, datant de 1989, que nous nous réfèrerons. L'effet photoréfractif y est décrit par un système de sept équations à sept inconnues.

III.5.5 Système d'équations du modèle à deux bandes

a) Introduction

Nous allons maintenant poser le système des sept équations de génération et de transport de charges dans l'InP:Fe que propose le modèle à deux bandes **[III.2]**. Au paragraphe suivant,

nous donnerons l'expression du *champ de charge d'espace* obtenue par résolution analytique de ces équations.

b) Paramètres et variables du système d'équations

Symbole	Grandeur associée
N_T (cm^{-3})	Concentration totale de pièges dus au centre profond
n_T (cm^{-3})	Concentration de pièges ionisés en présence d'excitation photonique
n_{T0} (cm^{-3})	Concentration de pièges ionisés en l'absence d'excitation photonique
p_T (cm^{-3})	Concentration de pièges non ionisés en présence d'excitation photonique
p_{T0} (cm^{-3})	Concentration de pièges non ionisés en l'absence d'excitation photonique
N (cm^{-3})	Concentration en électrons libres
P (cm^{-3})	Concentration en trous
N_D (cm^{-3})	Concentration en donneurs (peu profonds)
N_A (cm^{-3})	Concentration en accepteurs (peu profonds)
σ_p^0 (cm^2)	Section efficace de photo-ionisation des trous
σ_n^0 (cm^2)	Section efficace de photo-ionisation des électrons
e_n (s^{-1})	Taux d'émission des électrons
e_p (s^{-1})	Taux d'émission des trous
c_n (cm^2/s)	Taux de recombinaison des électrons
c_p (cm^2/s)	Taux de recombinaison des trous
μ_n ($cm^2/V.s$)	Mobilité des électrons
μ_p ($cm^2/V.s$)	Mobilité des trous
ε	Permittivité
k_B (cm^2)	Constante de Boltzman
T (° K)	Température
E (v/cm^2)	Champ électrique
I ($Watt/cm^2$)	Intensité optique
e (C)	Charge de l'électron

Tableau III-2 : Paramètres et variables du système d'équations de transport et d'équilibre des charges dans l'InP:Fe photoréfractif.

Le **tableau III-2** répertorie les paramètres et les variables du système d'équations de transport et d'équilibre des charges dans l'InP:Fe. Quant au **tableau III-3,** il inventorie tous les phénomènes d'émission et de recombinaison de porteurs pris en compte par le modèle à deux bandes de l'effet photoréfractif **[III.2]**.

Phénomènes d'émission et de recombinaison		
Création de trous d'origine photonique	Taux d'émission	$\sigma_p^0 I$
Création d'électrons d'origine photonique	Taux d'émission	$\sigma_n^0 I$
Création de trous d'origine thermique	Taux d'émission	e_p^{th}
Création d'électrons d'origine thermique	Taux d'émission	e_n^{th}

Tableau III-3 : Phénomènes d'émission et de recombinaison dans l'InP:Fe photoréfractif.

c) Système d'équations

Selon le modèle de référence **[III.2]**, dans l'hypothèse où le problème est à une seule dimension (x) et où le centre profond est unique, le système d'équations de transport et d'équilibre des charges qui régit l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe est constitué des sept relations suivantes :

Equation de Poisson : $$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon}\left(N_D - N_A + p - n - n_T\right) \quad \textbf{(III-35)}$$

Densité de courant d'électrons : $$J_n = n\,e\,\mu_n + e\,\mu_n\,k_B\,T\frac{dn}{dx} \quad \textbf{(III-36)}$$

Densité de courant de trous : $$Jp = p\,e\,\mu_p - e\,\mu_p\,k_B\,T\frac{dp}{dx} \quad \textbf{(III-37)}$$

Conservation des électrons : $$\frac{dn}{dt} = e_n\,n_T - c_n\,n\,p_T + \frac{1}{e}\frac{dJ_n}{dx} \quad \textbf{(III-38)}$$

Conservation des trous : $$\frac{dp}{dt} = e_p\,p_T - c_p\,p\,n_T - \frac{1}{e}\frac{dJp}{dx} \quad \textbf{(III-39)}$$

Ionisation du centre profond : $$\frac{dn_T}{dt} = -e_n n_T + c_n n p_T + e_T p_T - c_p p n_T \quad \textbf{(III-40)}$$

Concentration de pièges ionisés et non ionisés : $$n_{T0} + p_{T0} = n_T + p_T = N_T \quad \textbf{(III-41)}$$

avec la condition aux limites : $$V_0 = \int_0^d E(x,t)dx \quad \textbf{(III-42)}$$

Les relations **(III-35)** à **(III-41)** forment un système de sept équations dont les sept inconnues sont :

$n(x,t)$, $p(x,t)$, $p_T(x,t)$, $n_T(x,t)$, $J_n(x,t)$, $J_p(x,t)$ et $E(x,t)$.

III.5.6 Expression du champ de charge d'espace

Etant donné que nous ne nous intéressons qu'au régime permanent nous poserons partout :

$$\frac{d}{dt} = 0 \quad \textbf{(III-43)}$$

En outre, les taux d'émission e_n et e_p qui apparaissent comme paramètres dans le système d'équations précédent, dépendent de la position x via l'intensité optique I(x) :

$$e_n(x) = e_n^{th} + \sigma_n^0 I(x) \quad \textbf{(III-44)} \qquad e_p(x) = e_p^{th} + \sigma_p^0 I(x) \quad \textbf{(III-45)}$$

où e_n^{th} et e_p^{th} sont les taux d'émission thermique et σ_n^0 et σ_p^0 les sections de photo-ionisation respectivement pour les électrons et les trous. Pour une figure d'interférences de vecteur d'onde $\vec{K}$, l'intensité optique vaut :

$$I(x) = I_0\left(1 + \mathrm{Re}\left(m e^{j \cdot K \cdot x}\right)\right) \quad \textbf{(III-46)}$$

où m est le taux de modulation de l'intensité optique et I_0 l'intensité optique moyenne.

Dans cette configuration d'éclairement périodique, le système des sept équations ne possède de solution analytique que dans l'hypothèse où le contraste des franges d'interférences est faible :

$$m << 1 \qquad \textbf{(III-47)}$$

Dans cette hypothèse, les autres variables du système peuvent elles aussi s'écrire sous la forme :

$$A(x) = A_0 + \mathrm{Re}\left(A_1 e^{jK\cdot x}\right) \qquad \textbf{(III-48)}$$

où A_0 désigne la valeur moyenne et A_1 la modulation, cette dernière pouvant être déphasée spatialement par rapport à la figure d'illumination (cf. **§ II.3.1**). On a ainsi :

$$E = E_0 + \mathrm{Re}\left(E_1 e^{jK\cdot x}\right) \qquad \textbf{(III-49)}$$

$$n = n_0 + \mathrm{Re}\left(n_1 e^{jK\cdot x}\right) \qquad \textbf{(III-50)}$$

$$p = p_0 + \mathrm{Re}\left(p_1 e^{jK\cdot x}\right) \qquad \textbf{(III-51)}$$

$$n_T = n_{T0} + \mathrm{Re}\left(n_{T1} e^{jK\cdot x}\right) \qquad \textbf{(III-52)}$$

$$p_T = p_{T0} + \mathrm{Re}\left(p_{T1} e^{jK\cdot x}\right) \qquad \textbf{(III-53)}$$

Si un champ électrique externe est appliqué, celui-ci est désigné par E_0 (ce champ n'existe pas dans le cas que nous étudions). E_1 désigne le *champ de charge d'espace* généré par l'illumination périodique. Le terme "*charge d'espace*" rappelle que ce champ est produit par la répartition périodique dans l'espace de la densité de charge. S'il n'y a pas de champ externe appliqué, on montre que E_1 est imaginaire pur et dans ce cas :

$$E_1 = |E_1| \sin(K \cdot x) \qquad \textbf{(III-54)}$$

Enfin, nous faisons l'hypothèse que les valeurs moyennes n_{T0} et p_{T0} sous éclairement sont égales aux concentrations sans éclairement n_T et p_T.

En l'absence de champ externe appliqué, la résolution analytique du système des équations **(III-35)** à **(III-41)** conduit à l'expression de E_1 :

$$E_1 = jm E_q \frac{\sigma_p^0 I_0 p_{T0}\left(\frac{E_d}{E_d + E_{mp}}\right) - \sigma_n^0 I_0 n_{T0}\left(\frac{E_d}{E_d + E_{mn}}\right)}{\left(\sigma_p^0 I_0 + e_p^{th}\right) p_{T0}\left(\frac{E_d + E_q}{E_d + E_{mp}}\right) + \left(\sigma_n^0 I_0 + e_n^{th}\right) n_{T0}\left(\frac{E_d + E_q}{E_d + E_{mn}}\right)} \qquad \textbf{(III-55)}$$

où E_{mn} et E_{mp} représentent les valeurs des champs qui feraient traverser aux porteurs une frange pendant leur durée de vie. Elles sont définies par :

$$E_{mn} = \frac{c_n p_{T0}}{\mu_n K} \qquad \textbf{(III-56)} \qquad E_{mp} = \frac{c_p n_{T0}}{\mu_p K} \qquad \textbf{(III-57)}$$

Quant au champ E_d, il est lié à la diffusion des charges libres et est défini par :

$$E_d = \frac{k_B T K}{e} \qquad \textbf{(III-58)}$$

Enfin, E_q représente le *champ de charge d'espace* maximum pouvant être généré compte tenu du nombre de pièges vides et ionisés :

$$E_q = \frac{e}{\varepsilon K} \frac{n_{T0} p_{T0}}{n_{T0} + p_{T0}} \qquad \textbf{(III-59)}$$

D'après **(III-55)** E_1 est imaginaire pur, le nombre complexe j ($j = e^{i\pi/2}$) traduit le déphasage de $\pi/2$ du champ par rapport à la figure d'interférences.

Nous pouvons d'ores et déjà introduire une grandeur qui nous sera utile par la suite : le *champ de charge d'espace* saturé E_{sat} défini comme le champ correspondant à un taux de modulation m = 1 :

$$E_{sat} = E_q \frac{\sigma_p^0 I_0 p_{T0}\left(\frac{E_d}{E_d + E_{mp}}\right) - \sigma_n^0 I_0 n_{T0}\left(\frac{E_d}{E_d + E_{mn}}\right)}{\left(\sigma_p^0 I_0 + e_p^{th}\right) p_{T0}\left(\frac{E_d + E_q}{E_d + E_{mp}}\right) + \left(\sigma_n^0 I_0 + e_n^{th}\right) n_{T0}\left(\frac{E_d + E_q}{E_d + E_{mn}}\right)} \qquad \textbf{(III-60)}$$

Notons que si l'expression **(III-55)** donne la valeur de E_1 obtenue pour le régime permanent (hypothèse $\frac{d}{dt} = 0$), cette valeur n'est atteinte qu'après un régime transitoire répondant à l'équation suivante :

$$\tau \frac{dE_1}{dt} + E_1 = E_{1p} \qquad \textbf{(III-61)}$$

où E_{1P} est la valeur finale de E_1, c'est à dire celle du régime permanent donnée par la relation **(III-55)**.

D'après cette dernière équation, en l'absence de champ extérieur appliqué, la constante de temps τ qui traduit la mise en place du champ E_1 vaut :

$$\tau = \frac{\frac{p_{T0} n_{T0}}{p_{T0} + n_{T0}}}{\left(\sigma_p^0 I_0 + e_p^{th}\right) p_{T0}\left(\frac{E_d + E_q}{E_d + E_{mp}}\right) + \left(\sigma_n^0 I_0 + e_n^{th}\right) n_{T0}\left(\frac{E_d + E_q}{E_d + E_{mn}}\right)} \qquad \textbf{(III-62)}$$

III.6 Champ de charge d'espace dans un Filtre BLU-AALO

III.6.1 Introduction

Afin d'exprimer le *champ de charge d'espace* dans un filtre BLU-AALO, il nous faut au préalable en déterminer l'éclairement moyen. Ensuite, l'hypothèse de la linéarité des effets

dans le cristal d'InP:Fe nous conduira à une expression du champ qui sera à la fois basée sur la relation **(III-55)** issue du modèle à deux bandes et sur l'éclairement moyen du filtre.

III.6.2 Eclairement moyen d'un filtre BLU-AALO

Parmi les trois faisceaux qui sont injectés dans le cristal seuls sont cohérents les *faisceaux de commande* incident et réfléchi par le miroir. Par conséquent, eux seuls produisent des interférences. En effet, le *faisceau signal* est rendu non cohérent avec les faisceaux de commande par l'ajout (**figure II.15**) d'un tronçon de fibre de longueur supérieure à la longueur de cohérence des sources (lasers) utilisées[3]. L'éclairement moyen total du cristal sera donc égal à la somme de l'éclairement moyen du *faisceau signal* et de celui des *faisceaux de commande*.

Faisceau	Longueur d'onde	Pulsation	Vecteur d'onde	Amplitude
Commande incident	λ_1	ω_0-Ω	k_{1-}	$A_1=\eta A_0$
	λ_2	ω_0	k_0	A_0
	λ_3	$\omega_0+\Omega$	k_1	$A_1=\eta A_0$
Commande réfléchi	λ_1	ω_0-Ω	k_{1-}	$A_1=\eta A_0$
	λ_2	ω_0	k_0	A_0
	λ_3	$\omega_0+\Omega$	k_1	$A_1=\eta A_0$
Signal	λ_1	ω_0-Ω	k'_{1-}	$A_1=\eta A_0$
	λ_2	ω_0	k'_0	A_0
	λ_3	$\omega_0+\Omega$	k'_1	$A_1=\eta A_0$

Tableau III-4 : Grandeurs associées aux faisceaux injectés dans le filtre BLU-AALO. η est un facteur lié à l'écart de puissance entre porteuse optique et bandes latérales.

Le **tableau III-4** précise les conventions de notation adoptées pour les calculs de l'éclairement moyen ainsi que les grandeurs associées à chaque faisceau.

[3] De l'ordre de quelques m.

a) Eclairement moyen associé au *faisceau signal*

Le champ électrique associé au *faisceau signal* peut s'exprimer comme suit :

$$E_s(t)=\eta A_0 e^{j((\omega_0-\Omega)t-k'_{1-}x)}+A_0 e^{j(\omega_0 t-k'_0 x)}+\eta A_0 e^{j((\omega_0+\Omega)t-k'_1 x)} \quad \textbf{(III-63)}$$

Donc, en négligeant les termes de moyenne nulle, il résulte l'éclairement :

$$I_s(t)=E_s(t)E_s^*(t)=2\eta^2 A_0^2+A_0^2 \quad \textbf{(III-64)}$$

L'éclairement moyen associé au *faisceau signal* vaut donc :

$$\langle I_s(t)\rangle=A_0^2\left(1+2\eta^2\right) \quad \textbf{(III-65)}$$

b) Eclairement moyen associé aux *faisceaux de commande* :

Le champ électrique associé aux *faisceaux de commande* est la somme des trois composantes incidentes et des trois composantes réfléchies. On peut regrouper ce champ en trois termes, sous la forme :

$$\begin{aligned} E_c(t)= \ & \eta A_0\left[e^{j((\omega_0-\Omega)t-k_{1-}x)}+e^{j((\omega_0-\Omega)t+k_{1-}x)}\right] && \rightarrow(A) \\ & +\eta A_0\left[e^{j((\omega_0+\Omega)t-k_1 x)}+e^{j((\omega_0+\Omega)t+k_1 x)}\right] && \rightarrow(B) \\ & +A_0\left[e^{j(\omega_0 t-k_0 x)}+e^{j(\omega_0 t+k_0 x)}\right] && \rightarrow(C) \end{aligned} \quad \textbf{(III-66)}$$

L'éclairement dû aux faisceaux d'écriture des réseaux peut être exprimé en fonction des termes A, B et C sous la forme :

$$\begin{aligned} I_c(t)&=(A+B+C)(A+B+C)^* \\ &=\left(AB^*+BA^*\right)+\left(AC^*+CA^*\right)+\left(BC^*+CB^*\right)+AA^*+BB^*+CC^* \end{aligned} \quad \textbf{(III-67)}$$

Nous allons maintenant calculer séparément, d'une part l'éclairement moyen associé aux produits croisés des termes A, B et C et d'autre part, l'éclairement moyen résultant des produits de chacun des termes A, B et C par son conjugué.

Eclairement moyen associé aux produits croisés des termes A, B, C et de leurs conjugués

Posons : $I_{AB} = AB^* + BA^*$ **(III-68)** $I_{AC} = AC^* + CA^*$ **(III-69)** $I_{BC} = BC^* + CB^*$ **(III-70)**

On obtient :

$$I_{AB} = 2\eta^2 A_0^2 + \left(\cos\left(2\Omega t + (k_{1-} - k_1)x\right) + \cos\left(2\Omega t + (k_{1-} + k_1)x\right) + \cos\left(2\Omega t - (k_{1-} - k_1)x\right) + \cos\left(2\Omega t - (k_{1-} + k_1)x\right)\right) \quad \textbf{(III-71)}$$

$$I_{AC} = 2\eta^2 A_0^2 + \left(\cos\left(\Omega t + (k_{1-} - k_0)x\right) + \cos\left(\Omega t + (k_{1-} + k_0)x\right) + \cos\left(\Omega t - (k_{1-} + k0)x\right) + \cos\left(\Omega t - (k_{1-} - k0)x\right)\right) \quad \textbf{(III-72)}$$

$$I_{BC} = 2\eta^2 A_0^2 + \left(\cos\left(\Omega t + (k_0 - k_1)x\right) + \cos\left(\Omega t + (k_0 + k_1)x\right) + \cos\left(\Omega t - (k_0 - k_1)x\right) + \cos\left(\Omega t - (k_0 + k_1)x\right)\right) \quad \textbf{(III-73)}$$

Chacun des éclairements I_{AB}, I_{AC} et I_{BC} est une combinaison linéaire d'interférences se propageant respectivement avec une pulsation 2Ω pour I_{AB} et Ω pour I_{AC} et I_{BC}. Or, le temps de réponse τ de l'InP:Fe **(III-62)**, temps de formation d'un *champ de charge d'espace*, est de quelques millisecondes. Cette valeur est très supérieure aux périodes temporelles des interférences propagatives. Par conséquent, la moyenne des éclairements I_{AB}, I_{AC} et I_{BC} est nulle et ne donne lieu à aucun *champ de charge d'espace* associé. Ainsi :

$$\langle I_{AB} \rangle = \langle I_{AC} \rangle = \langle I_{BC} \rangle = 0 \quad \textbf{(III-74)}$$

Eclairement moyen dû aux produits des termes A, B, C par leurs conjugués

Posons : $I_{AA} = AA^*$, $I_{BB} = BB^*$ et $I_{CC} = CC^*$ **(III-75)**

Il vient : $$I_{AA} = 2\eta^2 A_0^2 (1 + \cos(2k_{1-} x)) \quad \textbf{(III-76)}$$

$$I_{BB} = 2\eta^2 A_0^2 (1 + \cos(2k_1 x)) \quad \textbf{(III-77)} \qquad I_{CC} = 2A_0^2 (1 + \cos(2k_0 x)) \quad \textbf{(III-78)}$$

Ainsi, la moyenne temporelle de l'éclairement résultant des produits des termes A, B, C par leurs conjugués respectif vaut :

$$<I_{AA}+I_{BB}+I_{CC}>=2A_0^2(1+2\eta^2)+2A_0^2\left[\cos(2k_0x)+\eta^2\cos(2k_{1-}x)+\eta^2\cos(2k_1x)\right] \quad \textbf{(III-79)}$$

c) Eclairement moyen total du cristal

D'après ce qui précède, la moyenne temporelle $\langle I_{tot}\rangle$ de l'éclairement total du cristal tenant compte à la fois de la contribution des *faisceaux de commande* et de celle du *faisceau signal* vaut :

$$\langle I_{tot}\rangle=A_0^2\left(1+2\eta^2\right)+2A_0^2\left(1+2\eta^2\right)+2A_0^2\left[\cos(2k_0x)+\eta^2\left(\cos(2k_{1-}x)+\cos(2k_1x)\right)\right] \quad \textbf{(III-80)}$$

Sachant que : $k_{1-}=k_0-\frac{n\Omega}{c}$ **(III-81)** et $k_1=k_0+\frac{n\Omega}{c}$ **(III-82)**

Il vient :

$$\langle I_{tot}\rangle=3A_0^2\left(1+2\eta^2\right)+2A_0^2\left[\cos(2k_0x)+\eta^2\left(\cos\left(2k_0x-\tfrac{2n\Omega}{c}x\right)+\cos\left(2k_0x+\tfrac{2n\Omega}{c}x\right)\right)\right] \quad \textbf{(III-83)}$$

Finalement, l'**éclairement moyen total** peut être mis sous la forme :

$$\boxed{\langle I_{tot}\rangle=I_0\left[1+m(x)\cos(2k_0x)\right]} \quad \textbf{(III-84)}$$

où $\boxed{I_0=3A_0^2\left(1+2\eta^2\right)}$ **(III-85)** et $\boxed{m(x)=\frac{2}{3}\frac{1+2\eta^2\cos\left(\frac{2n\Omega}{c}x\right)}{1+2\eta^2}}$ **(III-86)**

représentent respectivement l'intensité optique maximale le taux de modulation.

III.6.3 Expression du champ de charge d'espace

Si on fait l'hypothèse de la linéarité du matériau, l'éclairement moyen **(III-84)** génère par effet photoréfractif un *champ de charge d'espace* de la forme :

$$E(x)=m(x)E_{sat}\cos\left(2k_0 x+\frac{\pi}{2}\right) \qquad \textbf{(III-87)}$$

où nous désignons par E_{sat} le *champ de charge d'espace* à saturation. Remarquons la quadrature de phase entre le champ et l'éclairement. Ce déphasage s'explique par la relation de dérivée ($\operatorname{div}\vec{E}=\frac{\rho}{\varepsilon}$) qui relie le champ électrique à la densité de charge, laquelle est sinusoïdale.

En injectant l'expression **(III-86)** de m(x) dans la relation **(III-87)** et en faisant abstraction du déphasage $\frac{\pi}{2}$, le *champ de charge d'espace* peut aussi s'écrire :

$$E(x)=\frac{2}{3}\frac{1+2\eta^2\cos\left(\frac{2n\Omega}{c}x\right)}{1+2\eta^2}\cos(2k_0 x)E_{sat} \qquad \textbf{(III-88)}$$

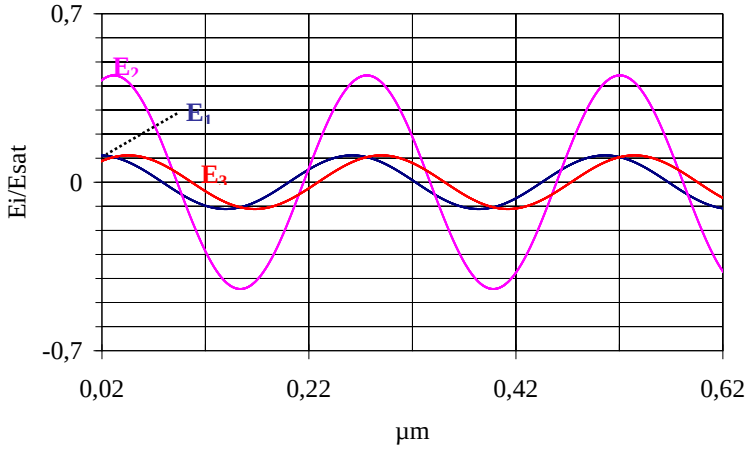
On voit que l'on peut développer E(x) sous la forme d'une somme de trois sinusoïdes de vecteurs d'ondes respectifs k1-, k0 et k1 :

$$E(x)=\frac{2}{3}\frac{\eta^2}{1+2\eta^2}E_{sat}\cos(2k_{1-}x)+\frac{2}{3}\frac{1}{1+2\eta^2}E_{sat}\cos(2k_0 x)+\frac{2}{3}\frac{\eta^2}{1+2\eta^2}E_{sat}\cos(2k_1 x) \qquad \textbf{(III-89)}$$

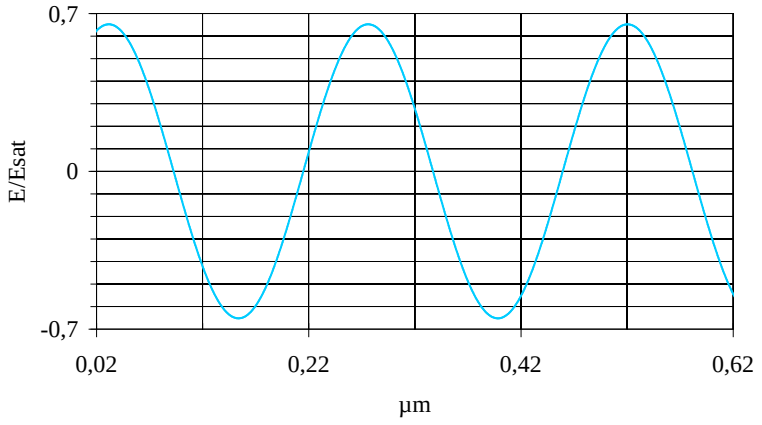
A partir de la relation précédente, nous introduisons les grandeurs E_i et m_i (i = 1, 2, 3) que nous définissons dans le tableau **(III-5)**. Chaque composante E_i du champ est associée à une raie du signal de commande du dispositif.

Longueur d'onde	Vecteur d'onde	Taux de modulation	*Champ de charge d'espace* périodique
λ_1	$K_1 = k_{1-}$	$m_1 = \frac{2}{3}\frac{\eta^2}{1+2\eta^2}$ **(III-90)**	$E_1(x) = m_1 E_{sat} \cos(2K_1 x)$ **(III-91)**
λ_2	$K_2 = k_0$	$m_2 = \frac{2}{3}\frac{1}{1+2\eta^2}$ **(III-92)**	$E_2(x) = m_2 E_{sat} \cos(2K_2 x)$ **(III-93)**
λ_3	$K_3 = k_1$	$m_3 = \frac{2}{3}\frac{\eta^2}{1+2\eta^2}$ **(III-94)**	$E_3(x) = m_3 E_{sat} \cos(2K_3 x)$ **(III-95)**

Tableau III-5 : Expressions des champs de charge d'espace associés aux réseaux e Bragg d'un filtre BLU-AALO.



(a)



(b)

Figure III.8 : (a) Composantes $E_1(x)$, $E_2(x)$ et $E_3(x)$ du *champ de charge d'espace* normalisé par rapport à E_{sat}, générées dans un filtre BLU-AALO dans lequel est injecté un signal optique DBL de modulation 16 GHz qui présente un écart de puissance de 6 dB entre porteuse et bandes latérales. (b) *Champ de charge d'espace* total E(x)normalisé par rapport à E_{sat}.

Les **figures III.8(a)** et **III.8(b)** représentent respectivement les simulations des composantes $E_1(x)$, $E_2(x)$ et $E_3(x)$ du *champ de charge d'espace* et le *champ de charge d'espace* total E(x), générés dans le cristal d'un filtre BLU-AALO. Les courbes qui sont respectivement tracées d'après les expressions (**III-91), (III-93)** et **(III-95)** et d'après la formule **(III-89)** sont normalisées par rapport à E_{sat}.

III.6.4 Variation d'indice de réfraction

Toujours en faisant l'hypothèse de la linéarité du matériau, le champ E(x) **(III-89)** génère la variation d'indice de réfraction :

$$\Delta n(x) = m(x) n_{sat} \cos\left(2k_0 x + \frac{\pi}{2}\right) \qquad \textbf{(III-96)}$$

où nous désignons par n_{sat} la variation d'indice de réfraction à saturation. D'après **(III-32)**, n_{sat} vérifie la relation :

$$n_{sat} = \frac{1}{2} n_m{}^3 r_{41} E_{sat} \qquad \textbf{(III-97)}$$

De même que E(x), la variation d'indice Δn(x) **(III-96),** peut, elle aussi, être décomposée en une somme de trois sinusoïdes :

$$\Delta n(x) = \frac{2}{3}\frac{\eta^2}{1+2\eta^2} n_{sat} \cos(2k_{1-} x) + \frac{2}{3}\frac{1}{1+2\eta^2} n_{sat} \cos(2k_0 x) + \frac{2}{3}\frac{\eta^2}{1+2\eta^2} n_{sat} \cos(2k_1 x) \qquad \textbf{(III-98)}$$

Finalement, nous pouvons définir (**tableau III-6**) les variations d'indice $\Delta n_i(x)$ des réseaux de Bragg r_i (i = 1,2,3) générés dans un filtre BLU-AALO :

Réseau de Bragg	Longueur d'onde	Amplitude de modulation d'indice de réfraction
r_1	λ_1	$\Delta n_1(x)=m_1\, n_{sat} \cos(2K_1 x)$ **(III-99)**
r_2	λ_2	$\Delta n_2(x)=m_2\, n_{sat} \cos(2K_2 x)$ **(III-100)**
r_3	λ_3	$\Delta n_3(x)=m_3\, n_{sat} \cos(2K_3 x)$ **(III-101)**

Tableau III-6 : Expression des amplitudes de modulation d'indice de réfraction de chacun des trois réseaux de Bragg d'un filtre BLU-AALO.

III.7 Modèle des filtres BLU-AALO

III.7.1 Application du modèle à deux bandes au calcul de E_{sat}

En partant de l'expression de l'éclairement moyen du cristal et en faisant l'hypothèse de la linéarité du matériau, nous venons de démontrer que la variation d'indice de réfraction dans un filtre BLU-AALO peut s'écrire comme la somme de trois sinusoïdes. Nous retrouvons ainsi les trois réseaux de Bragg prédits à l'énoncé du concept du composant (**§ II.5**).

L'amplitude de chacun des trois réseaux est proportionnelle au produit du *champ de charge d'espace* à saturation E_{sat} par un taux de modulation m_i. Les valeurs des m_i dépendent directement des puissances optiques des composantes du signal DBL injecté dans le filtre (**tableau III-5**). Pour calculer E_{sat}, nous allons utiliser l'expression **(III-60)** donnée par le modèle à deux bandes de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe **[III.2]**.

Rappelons que l'expression en question est issue de la résolution analytique du système des équations **(III-35)** à **(III-41)** dans le cas particulier où m << 1. Or les taux de modulation m_i auxquels nous avons affaire ne répondent pas obligatoirement à ce critère. Ils sont liés aux puissances de la porteuse et des bandes latérales du signal optique DBL injecté

dans le dispositif (**tableau III-5**). Néanmoins, une analyse numérique de l'effet photoréfractif **[III.4]**, menée dans le cas limite m = 1, en l'absence de champ externe appliqué et en utilisant les paramètres physiques de nos cristaux, a abouti à des champs environ 10 % supérieurs à la solution analytique donnée par la relation **(III-60)**. Ces résultats nous permettent de considérer que le modèle à deux bandes reste valable pour de forts contrastes des franges. En conséquence, dans le cas des filtres BLU-AALO, nous utiliserons la relation **(III-60)** pour le calcul de la grandeur E_{sat}. Ajoutons que dans cette dernière relation, l'intensité optique totale I_0 sera remplacée par la valeur donnée par l'équation **(III-85)**.

III.7.2 Prise en compte de la limitation spatiale des faisceaux

Afin d'être en mesure de calculer la réponse spectrale des filtres BLU-AALO, il nous reste à prendre en compte la limitation spatiale des faisceaux signal et de commande.

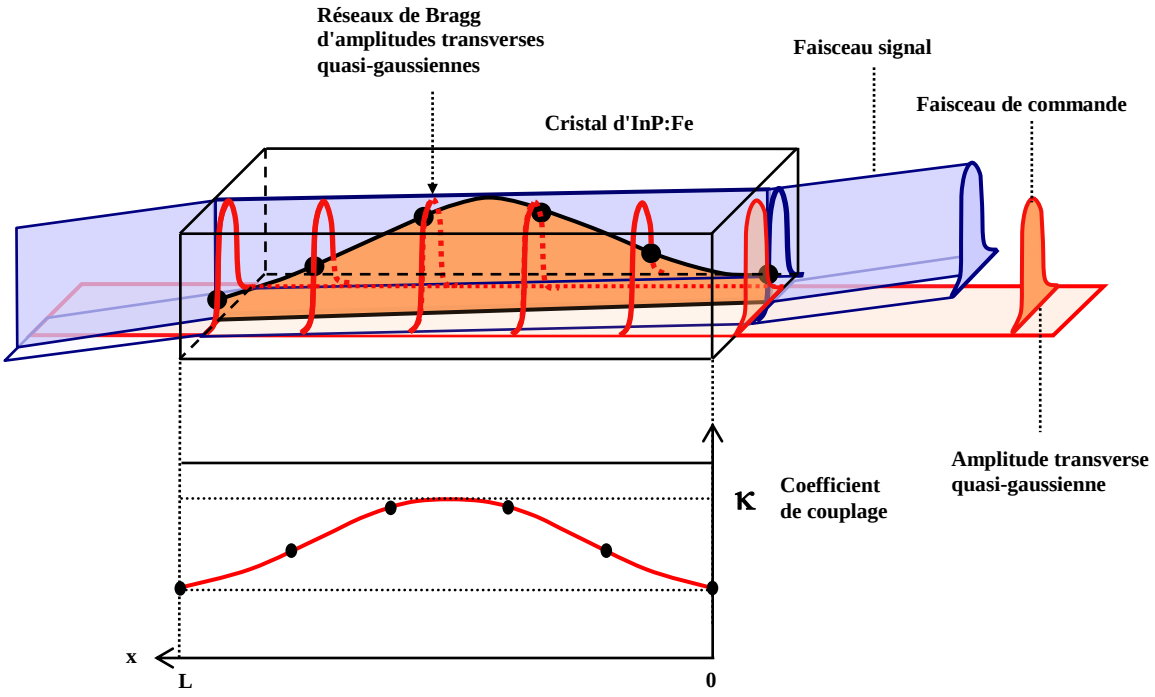


Figure III.9 Prise en compte de la limitation transverse des réseaux de Bragg d'un filtre BLU-AALO en considérant que les coefficients de couplage ont un profil longitudinal gaussien.

Typiquement les *faisceaux de commande* d'un filtre BLU-AALO ont un profil quasi-gaussien. Par conséquent, les trois réseaux de Bragg r_i ont une limitation transversale quasi-gaussienne. Or, le modèle à deux bandes qui nous fournit l'expression du *champ de charge d'espace* à saturation **(III-60)**, fait l'hypothèse d'un problème à une seule dimension. Cependant en considérant que lorsque le *faisceau signal* parcourt le cristal qu'il rencontre des réseaux dont l'amplitude longitudinale est gaussienne (**figure III.9),** il est possible de conserver l'expression **(III-60)** du champ, tout en tenant de compte la limitation transverse des réseaux. Notons toutefois que cette approche néglige l'atténuation du faisceau de commande dans le cristal alors que celle-ci a aussi un effet d'apodisation des réseaux de Bragg.

Finalement **le modèle des réseaux r_i est non uniforme**, ce qui nous conduit à calculer leurs réponses spectrales $R_i(\lambda)$ par la méthode matricielle présentée au début du chapitre (**§ III.3**).

Chaque réseau r_i sera pour cela décomposé en un nombre N de sous-réseaux de même longueur et dont les coefficients de couplage seront pris sur une gaussienne centrée sur la demi longueur du cristal. D'après **(III-33), (III-55)** et **(III-98)** Les coefficients de couplage maximum κ_i vérifient :

$$\kappa_i = \frac{\pi}{2\lambda_i} n_m^3 r_{41} m_i \, E_{sat} \qquad \textbf{(III-102)}$$ [4]

Quant à l'écart type σ des gaussiennes, sa valeur dépendra du dispositif et des conditions expérimentales, en particulier de l'angle entre les collimateurs.

III.7.3 Synthèse

Nous disposons désormais d'un modèle pour les filtres BLU-AALO dont le concept a été présenté au **chapitre II**. Ce modèle va nous permettre de calculer la réponse spectrale de ces dispositifs $R(\lambda)$ ainsi que leur spectre de sortie. Le **tableau III-7** décompose les étapes du

[4] Les expressions des m_i sont celles du **tableau III-5**; E_{sat} est donné par la relation **(III-60)** dans laquelle I_0 est déterminée par **(III-85)**.

calcul de R(λ) et rappelle comment, ou par quelles relations, en sont déterminés les principaux paramètres.

Grandeur	Fonction	Donnée par
Réponse spectrale d'un filtre BLU-AALO	$R(\lambda)$	$R(\lambda)=\sum_{i=1}^{3} R_i(\lambda)$
Réponse spectrale d'un réseau r_i	$R_i(\lambda, \kappa_i, \sigma)$	Théorie des ondes couplées & méthode matricielle **(III-22)**
Coefficient de couplage maximum du réseau r_i	$\kappa_i(E_{sat}, m_i)$	**(III-102)**
Taux de modulation du réseau r_i	m_i^*	**(III-90) (III-92) (III-94)**
Champ de charge d'espace à saturation	$E_{sat}^{**}(I_0)$	Modèle à deux bandes de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe **(III-60)**
Intensité optique totale	I_0^*	**(III-85)**

Tableau III-7 : Etapes du calcul de la réponse spectrale d'un filtre BLU-AALO.* : Paramètres déterminés à partir des puissances du signal optique d'entrée. : Paramètres dépendant des caractéristiques physiques du barreau d'InP:Fe.**

Les paramètres du calcul peuvent être répartis en trois catégories : les caractéristiques de l'échantillon d'InP:Fe utilisé (dopages, longueur etc.), les paramètres du signal d'entrée (puissances des composantes spectrales, fréquence de modulation) et les paramètres ajustables liés aux conditions expérimentales (écart type des profils gaussiens des réseaux, pertes d'insertion). Enfin, il faut y ajouter la température du cristal ; plus cette dernière est basse et plus la réflectivité des réseaux est forte **[III.4]**.

III.7.4 Simulations

a) Valeurs de paramètres utilisées

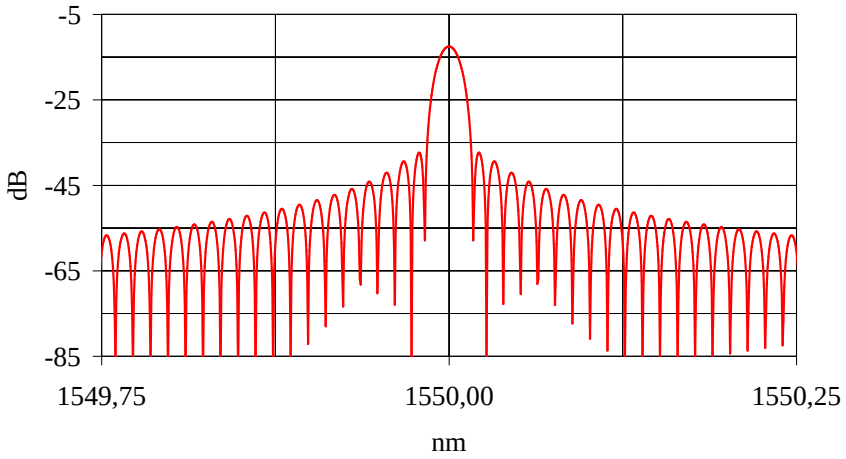
Dans les expérimentations traitées aux **chapitres IV** et **V**, l'échantillon d'InP:Fe utilisé est un parallélépipède rectangle de dimensions 5* 5*30 mm qui fait partie d'un lot de cristaux

réalisés par France Télécom R&D. Le **tableau** situé en **annexe I** donne les caractéristiques de l'échantillon en question. Nous allons nous en servir comme paramètres pour effectuer les simulations.

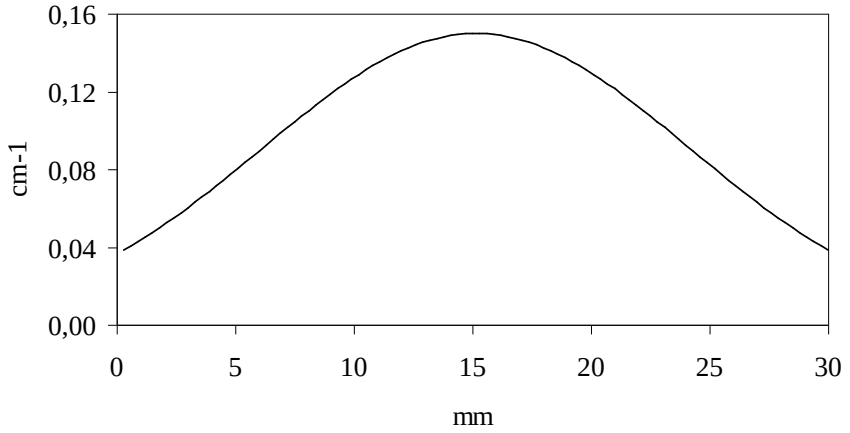
En ce qui concerne les paramètres de simulation relatifs aux signaux d'entrée du dispositif, nous donnerons la fréquence de modulation Ω et la puissance des raies (porteuse et bandes latérales) des signaux DBL en entrée du coupleur 3 dB. Bien évidemment la fréquence de fonctionnement du filtre BLU-AALO sera prise égale à Ω.

b) Réponse spectrale d'un filtre dynamique dans l'InP:Fe

Avant d'en venir aux simulations d'un filtre BLU-AALO, nous reprenons celles portant sur un filtre dynamique dans l'InP:Fe effectuées par Didier Hervé au cours de sa thèse **[III.4].** Le barreau d'InP:Fe de ce filtre est aussi celui dont nous venons de donner les caractéristiques (**§ III.7.4(a)**), mais un seul réseau de Bragg y est inscrit au moyen d'une composante spectrale de commande unique. La réponse spectrale (**figure III.10(a)**) est calculée en considérant que le réseau de 30 mm de long est non uniforme et que son amplitude suit une gaussienne d'écart type σ. On considère une intensité du *faisceau de commande* de 2,5 dBm. A la température 20° C, le coefficient de couplage maximum vaut alors 0,15 cm^{-1}. Cette valeur est calculée d'après les relations **(III-102)** et **(III-60)**. Dans cette dernière relation qui donne le *champ de charge d'espace* du réseau, le taux de modulation m est considéré égal à 1. La valeur de σ est quant à elle prise égale à 9 mm car pour cette valeur les caractéristiques calculées sont proches de celles mesurées **[III.4]**.



(a)



(b)

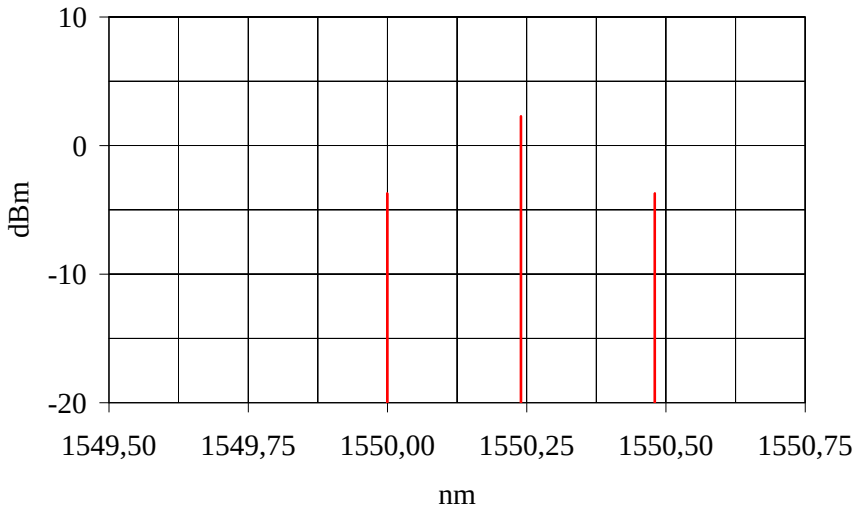
Figure III.10 : Réponse spectrale calculée, pour une température de 20° C, d'un filtre dynamique dans l'InP:Fe inscrit par un *faisceau de commande* de puissance 2,5 dBm. (b) Profil gaussien du réseau non uniforme de longueur L = 30mm et d'écart type σ = 9 mm. La réponse spectrale est calculée en décomposant le réseau en 100 sections et en tenant compte de l'atténuation dans le cristal (0,15 cm^{-1}).

De ces simulations résulte une réflectivité maximale de 5,62 % soit –12,51 dB.

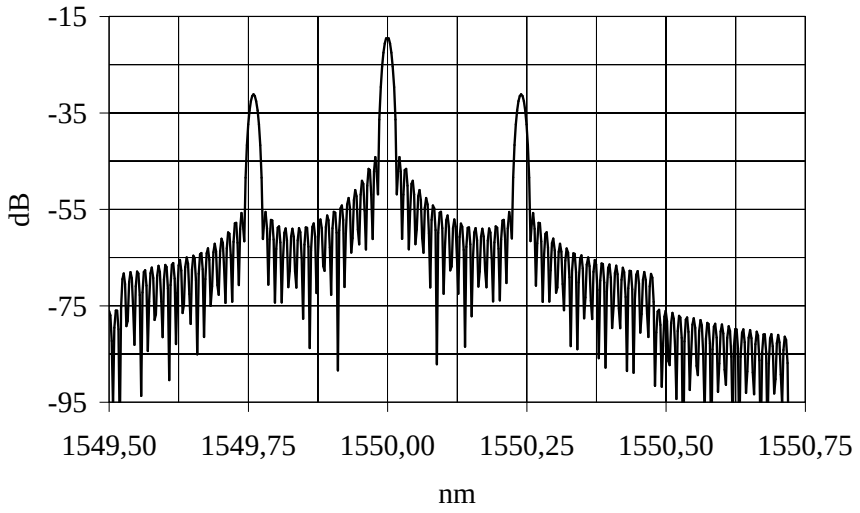
c) Filtre BLU-AALO centré à 16 GHz

La figure III.11 illustre les simulations portant sur un filtre BLU-AALO de fréquence centrale de fonctionnement 30 GHz[5]. Les puissances du signal DBL d'entrée (**figure III.11(a)**), de modulation 30 GHz, sont respectivement 5,5 dBm pour la porteuse et –0,5 dBm pour les bandes latérales, soit donc 2,5 dBm et –3,5 dBm pour les mêmes composantes du *signal de commande*. La **figure III.11(b)** représente la réponse spectrale du filtre tandis que la **figure III.11(c)** en donne le signal de sortie. Pour ces simulations les réseaux de Bragg sont décomposés en 100 sections, et l'écart type des gaussiennes vaut 9 mm. Quant aux pertes d'insertion fibre à fibre, elles ne sont pas prises en compte. Enfin, nous considérons une température de 20° C.

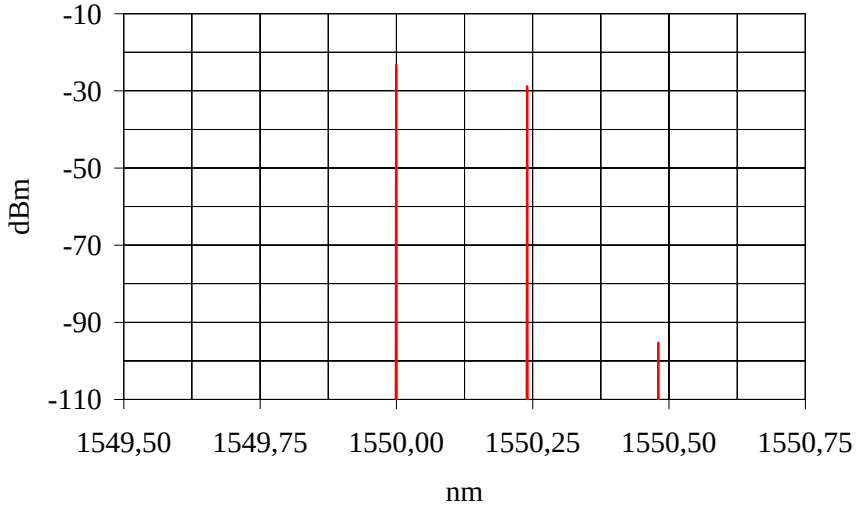
[5] Cette fréquence est choisie car elle est celle à laquelle était centré le filtre dynamique précédent (**§ III.7.4(b)**).


10
0
-10
-20
dBm
1549,50
1549,75
1550,00
1550,25
1550,50
1550,75
nm

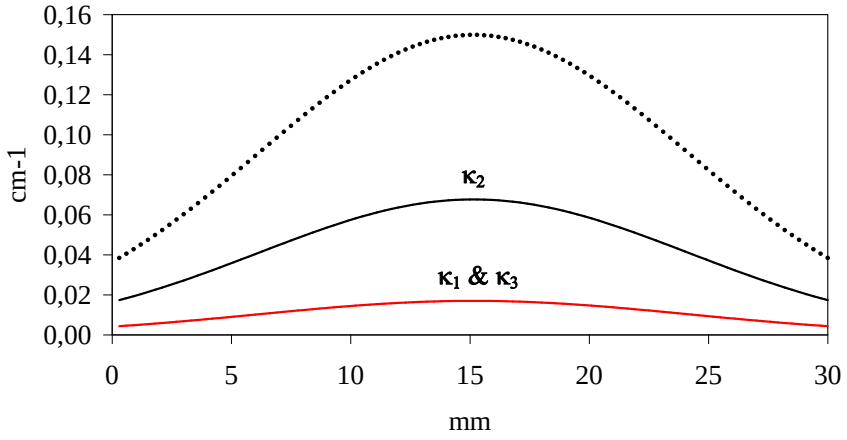
(a)


-15
-35
-55
-75
-95
dB
1549,50
1549,75
1550,00
1550,25
1550,50
1550,75
nm

(b)


-10
-30
-50
-70
-90
-110
dBm
1549,50
1549,75
1550,00
1550,25
1550,50
1550,75
nm

(c)



(d)

Figure III.11 : (a) Spectre DBL de modulation 16 GHz en entrée d'un filtre BLU-AALO. (a) Réponse spectrale du filtre, calculée pour une température de 20° C. (c) Spectre de sortie du filtre (d) Coefficients de couplage des réseaux de Bragg non uniformes inscrits par la porteuse et par les bandes latérales, d'une longueur totale 30 mm et de profils gaussiens d'écart type de 9 mm. Le profil en pointillés est celui du coefficient de couplage du filtre dynamique déjà donné à la figure III. 10(b). Les simulations résultent d'une décomposition du réseau en 100 sections et tiennent compte de l'atténuation dans le cristal (0,15 cm^{-1}).

		Filtre dynamique	Filtre BLU-AALO	
Composante		λ_2	λ_2	λ_1 & λ_3
Puissance de commande (dBm)		**2,5**	**2,5**	-3,5
κ (cm^{-1})		**0,15**	**0,068**	0,017
R_{max}	**(dB)**	**-12,51**	**-19,54**	-31,34
	(%)	**5,61**	**1,11**	0,07

Tableau III-8 : Caractéristiques calculées du réseau de Bragg dans un filtre dynamique et des réseaux dans un filtre BLU-AALO basé sur le même cristal d'InP:Fe. Hormis les caractéristiques des signaux d'entrée, les mêmes paramètres de simulation sont employés pour les deux dispositifs.

Le **tableau III-8** présente les caractéristiques des réseaux simulés et les compare à celles du filtre dynamique (**§ III.7.4(b)**). On voit que pour une même puissance de porteuse du *faisceau de commande* du composant, la présence de bandes latérales d'une puissance de 6 dB inférieure fait chuter la réflectivité du réseau inscrit par la porteuse de 5,61 % à 1,11 %.

Remarquons que le modèle prédit une puissance de la bande latérale inférieure diffractée (-23,3 dBm) supérieure à celle de la porteuse diffractée (-28,9). Ceci s'explique par le fait que la bande latérale inférieure est diffractée par le réseau de plus fort coefficient de couplage maximum (0,068 contre 0,017 cm^{-1}). Sur l'exemple que nous avons pris (**figure III.11(a)**) l'écart de puissance en entrée du filtre entre porteuse et bandes latérales est de 6 dB, il engendre un rapport 4 entre les coefficients de couplages des réseaux.

Notons enfin que le modèle prédit une forte réjection de la bande latérale supérieure. Sur l'exemple que nous avons pris, l'écart entre les bandes latérales est de 72,1 dB en sortie du filtre (**figure III.11(c)**).

III.7.5 Extension du modèle

Nous avons proposé un modèle des filtres BLU-AALO qui permet d'en calculer la réponse spectrale lorsqu'un signal DBL de fréquence de modulation adéquate y est injecté.

Les réseaux sont considérés comme non uniformes et leur réponse spectrale est calculée par une méthode matricielle. L'expression des réponses spectrales dépend du coefficient de couplage dont le maximum est à la fois fonction du taux de modulation m_i du réseau et du *champ de charge d'espace* à saturation E_{sat}. Ce dernier est calculé d'après un modèle de l'effet photoéfractif dans l'InP:Fe.

Nous pouvons généraliser le modèle au cas d'un peigne de n raies spectrales λ_i ($i = 1,\dots n$) de puissances optiques I_i (en sortie du coupleur d'entrée du filtre) espacées de l'écart en longueur d'onde associé au filtre.

Dans ce cas on démontre que le coefficient de couplage maximum κ_i d'un réseau non uniforme r_i est toujours donné par la relation **(III-102)** dans laquelle le taux de modulation vaut :

$$m_i = \frac{2I_i}{I_0} \qquad \textbf{(III-103)}$$

où I_0, qui est l'intensité optique totale injectée dans le cristal vaut : $I_0 = 3\sum_{i=1}^{n} I_i$ **(III-104)**

Le champ E_{sat} est quant à lui toujours donné par la relation **(III-60)** dans laquelle l'intensité optique totale I_0 est donnée par la relation **(III-104)**.

Par ailleurs, on voit **(III-103)** que le taux de modulation m_i d'un réseau r_i donné, est égal au rapport de la puissance optique $2I_i$ de la composante spectrale λ_i contenue dans les *faisceaux de commande* F_1 et F_2 inscrivant ce réseau et de la puissance optique totale transportée par F_1, F_2 et F_3 (**figure III.12**).

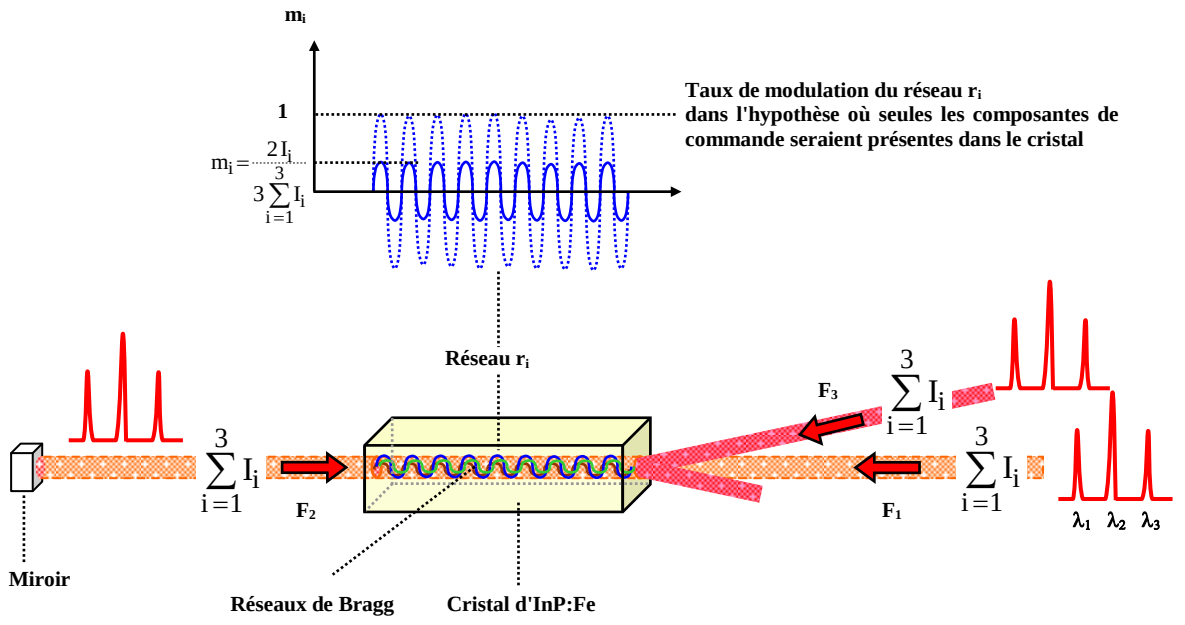


Figure III.12 : Intensités optiques dans le cristal d'InP:Fe d'un filtre BLU-AALO lorsqu'un canal DBL y est injecté et influence sur le taux de modulation des réseaux r_i.

D'après **(III-103)** et **(III-104)**, dans le cas le plus simple (**figure III.12**) où un canal DBL de fréquence de modulation appropriée est injecté dans un filtre BLU-AALO, le taux de modulation d'un réseau r_i vérifie:

$$m_i = \frac{2 I_i}{3 \sum_{i=1}^{3} I_i} \quad \textbf{(III-105)}$$

soit, en posant **α = 1,5** **(III-106)**

$$m_i = \frac{1}{\alpha} \frac{I_i}{\sum_{i=1}^{3} I_i} \quad \textbf{(III-107)}$$

De plus, dans ce cas l'intensité optique totale dans le cristal vaut :

$$I_0 = 3 \sum_{i=1}^{3} I_i \quad \textbf{(III-108)}$$

Dans l'hypothèse où un second canal DBL dont les puissances des composantes spectrales sont identiques à celles du premier, est aussi injecté dans le filtre BLU-AALO, le taux de modulation d'un réseau r_i dû à l'un ou l'autre des deux canaux vérifie:

$$m_i = \frac{2 I_i}{2 \cdot 3 \sum_{i=1}^{3} I_i} \quad \textbf{(III-109)}$$

soit, en posant **α' = 3** **(III-110)**

$$m_i = \frac{1}{\alpha'} \frac{I_i}{\sum_{i=1}^{3} I_i} \quad \textbf{(III-111)}$$

Dans ce second cas on a:

$$I_0 = 6 \sum_{i=1}^{3} I_i \quad \textbf{(III-112)}$$

Cette extension du modèle et les formules **(III-107), (III-108), (III-111) et (III-112)**, nous seront utiles au prochain chapitre afin de confronter à des simulations les résultats de la caractérisation d'un filtre BLU-AALO dans lequel un ou deux canaux DBL de puissances identiques sont injectés simultanément.

III.8 Conclusion

Le concept des filtres BLU-AALO émis au **chapitre II** supposait la présence de trois réseaux de Bragg dynamiques dans le composant. Cette hypothèse a été démontrée au cours de ce chapitre en partant de l'expression de l'éclairement moyen du cristal d'InP:Fe situé au cœur du composant et en considérant que des relations linéaires unissent l'éclairement au *champ de charge d'espace* et à la variation d'indice de modulation apparaissant par effet photoréfractif. En outre, un modèle à deux bandes de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe est mis à profit pour calculer le *champ de charge d'espace* à saturation dans les filtres BLU-AALO. La réponse spectrale des filtres est quant à elle calculée au moyen de la théorie des ondes couplées et d'une méthode matricielle car les réseaux de Bragg sont considérés comme non uniformes en raison de leur limitation spatiale transverse.

Pour un spectre DBL, de fréquence de modulation adéquate, en entrée d'un filtre BLU-AALO, le modèle proposé prédit un spectre BLU diffracté dont la puissance de la bande latérale inférieure est plus élevée que celle de la porteuse. D'autre part, la puissance théorique de la bande latérale supérieure est infime.

La caractérisation de filtres BLU-AALO qui fait l'objet du **chapitre IV** fournira l'occasion de confronter le modèle à des mesures.

Références du chapitre III

[III.1] M. Yamada and K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach", *Applied Optics,* vol. 26 (16), pp. 1474-1478, 1987.

[III.2] G. Picoli, P. Gravey, P. Ozkul and V. Vieux, "Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive InP:Fe : A new mechanism of resonance", American Institute of Physics, *Journal of Applied Physics*, 66(8), pp. 3798-3813, Oct. 1989.

[III.3] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48 (9), pp. 2909-2947, 1969.

[III.4] D. Hervé, "Etude d'un filtre optique accordable utilisant l'effet photoréfractif dans le phosphure d'indium dopé au fer et transposition à l'optique guidée", *Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale,* 1996.

[III.5] P. Yeh, “Electromagnetic waves in crystals", Introduction to photorefractive nonlinear optics, chap. 1, *Wiley Series in Pure and Applied Optics, J. W. Goodman editor*, pp. 28-30, 1993.

[III.6] G. C. Valley and J. F. Lam, "Theory of photorefractive effects in electro-optic crystals", Photorefractive materials and their applications I, chap. 8, édité par P. Gunter and J. P. Huignard (Springer, Berlin), pp. 240-241, 1988.

[III.7] D. C. Look, "Model for Fe^{2+} intracenter-induced photoconductivity in InP:Fe", *Physical Review* B, 20 (10), pp. 4160-4166, December 1979.

[III.8] B. Mainguet, "Caractérisation par la technique du mélange à deux ondes de l'effet photorefractif dans le phosphure d'indium dopé au fer", *Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale,* 1991.

[III.9] N.V. Kukhtarev, S. Markov, S. G. Odulov, M.S. Soskin, V. L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals", *Ferroelectrics, 22, p. 949-964, 1979.*

[III.10] A. M. Glass and J. Strait "The photorefractive effect in semiconductors", Photorefractive materials and their applications I, chap. 3, édité par P. Gunter and J. P. Huignard (Springer, Berlin), pp.75-77, 1988.

[II.11] F. S. Chen "Optically induced change of refractive indices in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$" *Journal of Applied Physics*, 40 (8), pp. 3389-3396, February 1969.

[III.12] J.J. Amodei, "Analysis of transport processes during holographic recording in insulators", *RCA Review*, vol. 32(2), pp.185-198, June 1971.

[III.13] J.J. Amodei, "Electron diffusion effects during hologram recording in crystals", *Applied Physics Letters*, vol. 18 (1), pp. 22-24, 1971.

Chapitre IV

Caractérisation

IV.1 Introduction

Le présent chapitre recouvre la réalisation et la caractérisation de filtres BLU-AALO ainsi que le comparaison des mesures effectuées avec des simulations. La réalisation d'un filtre nécessite notamment le réglage des angles entre les *faisceaux de commande* et les *faisceaux signal* à l'aide d'un montage expérimental spécifique. Quant à la caractérisation, qui consiste en la mesure du spectre optique en sortie d'un dispositif BLU-AALO en fonction du spectre en entrée, elle a été menée pour des fréquences centrales de fonctionnement d'un filtre ajustées respectivement à 16 et 31,5 GHz. D'autre part, les mesures ont porté sur le filtrage d'un seul ou de deux canaux DBL et ont été confrontées à des rétro-simulations basées sur le modèle présenté au **chapitre III**.

IV.2 Montage et réglage en fréquence de filtres BLU-AALO

Pour la réalisation de filtres BLU-AALO nous utilisons un barreau d'InP:Fe de dimensions 4×4×30 mm issu d'un lingot fabriqué au centre de France Télécom R&D Lannion. Le **tableau** situé en **annexe I** détaille les caractéristiques physiques de ce cristal qui par ailleurs serviront de paramètres aux rétro-simulations des réponses spectrales des filtres caractérisés. Avant que l'échantillon ne soit collé sur un support en invar, ses facettes ont subi un traitement antireflet. Si le collimateur fibré servant à l'injection du *faisceau de commande* et le miroir destiné à la réflexion de ce faisceau sont collés dans l'axe du barreau, de part et d'autre de celui-ci (**figure IV.1**), les deux autres collimateurs fibrés ne sont quant à eux pas fixés mais maintenus par un dispositif mécanique permettant de régler les angles d'injection et de réception des faisceaux signal au moyen de micro-mouvements (**figure IV.2**). Ce choix de ne pas figer l'angle d'injection correspond au besoin de caractériser des filtres BLU-AALO fonctionnant à différentes fréquences.

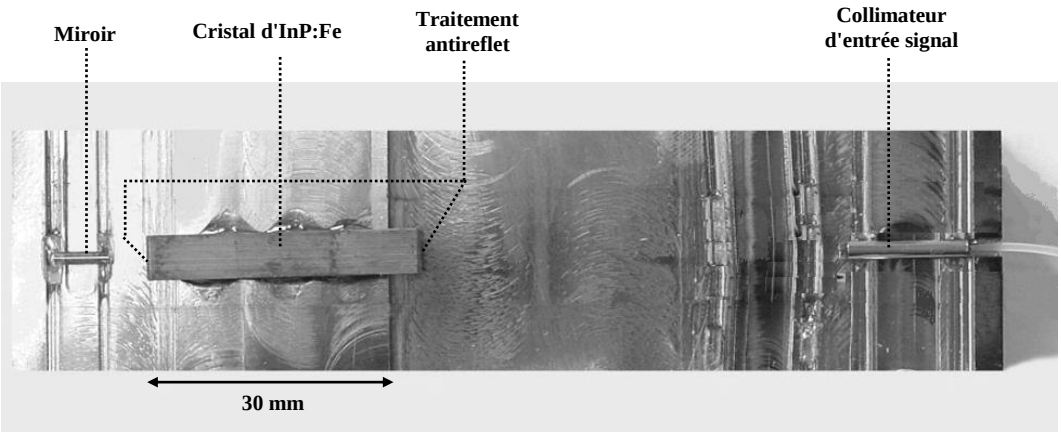


Figure IV.1 : Barreau d'InP:Fe, collimateur de commande et miroir figés sur un support en invar.

Le système mécanique conçu pour régler la position d'un *collimateur signal* comporte cinq micro-positionneurs. Si l'on se réfère au repère xyz tel qu'orienté sur la **figure IV.2,** trois vis servent respectivement au déplacement du collimateur selon les axes x, y et z tandis que les deux autres agissent respectivement sur les angles dans les plans xz et yz (voir aussi les photographies données en **annexe II**).

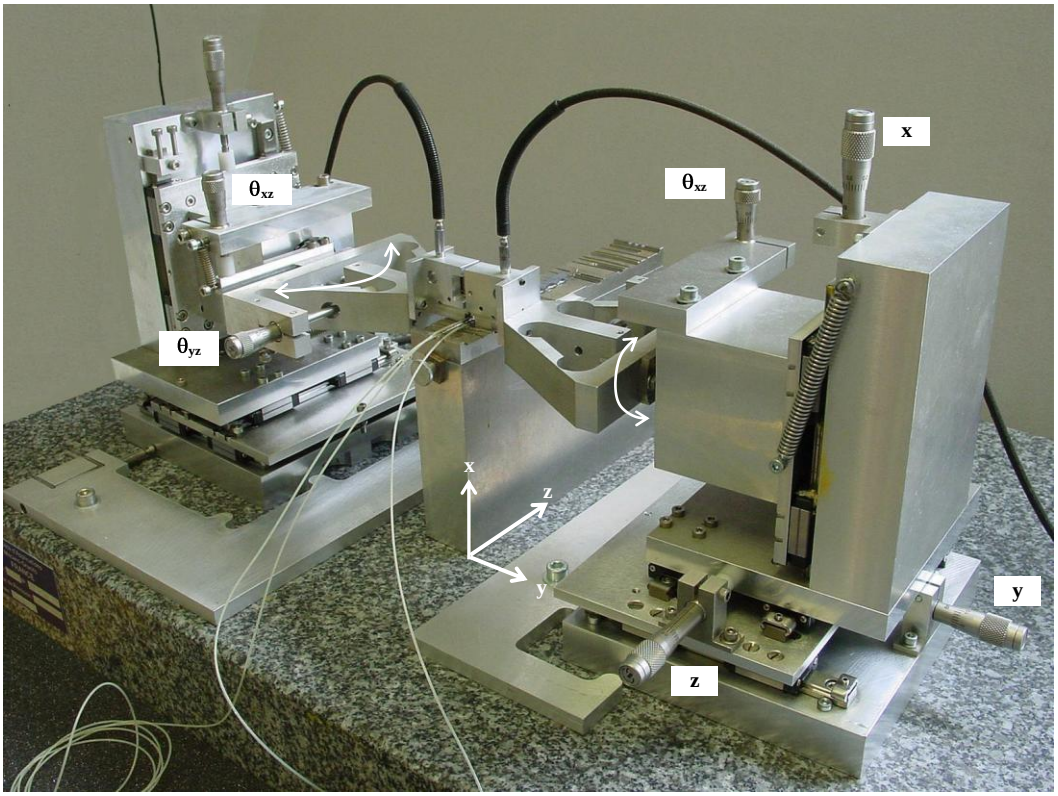


Figure IV.2 : Mécanisme de positionnement des *collimateurs signal*.

La fréquence centrale de fonctionnement d'un filtre BLU-AALO dépend des angles θ des *collimateurs signal* (**II-13**). La **figure IV.3** illustre le montage utilisé pour régler la fréquence centrale de fonctionnement des filtres par ajustement des angles. Alors que la disposition des éléments d'un filtre est conforme à celle que nous venons de décrire et d'illustrer, un premier laser accordable fournit le signal de commande cependant qu'un second alimente l'une des entrées signal. La longueur d'onde de commande est fixée au centre de la plage d'accordabilité du second laser. Ce dernier est piloté par une rampe de courant dont le balayage est asservi à un oscilloscope. En sortie du filtre, le signal optique diffracté est recueilli dans le second *collimateur signal,* photodétecté puis observé à l'oscilloscope. Au cours de l'expérimentation, la position des collimateurs est optimisée progressivement jusqu'à observer un maximum de puissance à l'oscilloscope. Lorsqu'un maximum est atteint, cela signifie que le filtre est réglé pour une certaine fréquence. Pour en connaître la valeur f_m, on mesure l'écart $\Delta\lambda$ entre la *longueur d'onde de commande* et la *longueur d'onde signal* pour laquelle la puissance diffractée est maximale. f_m se calcule alors au moyen de l'équation

(**II-15**). Une fois que le filtre est accordé sur une fréquence, il faut agir essentiellement sur les micro-mouvements angulaires pour atteindre la fréquence de fonctionnement recherchée.

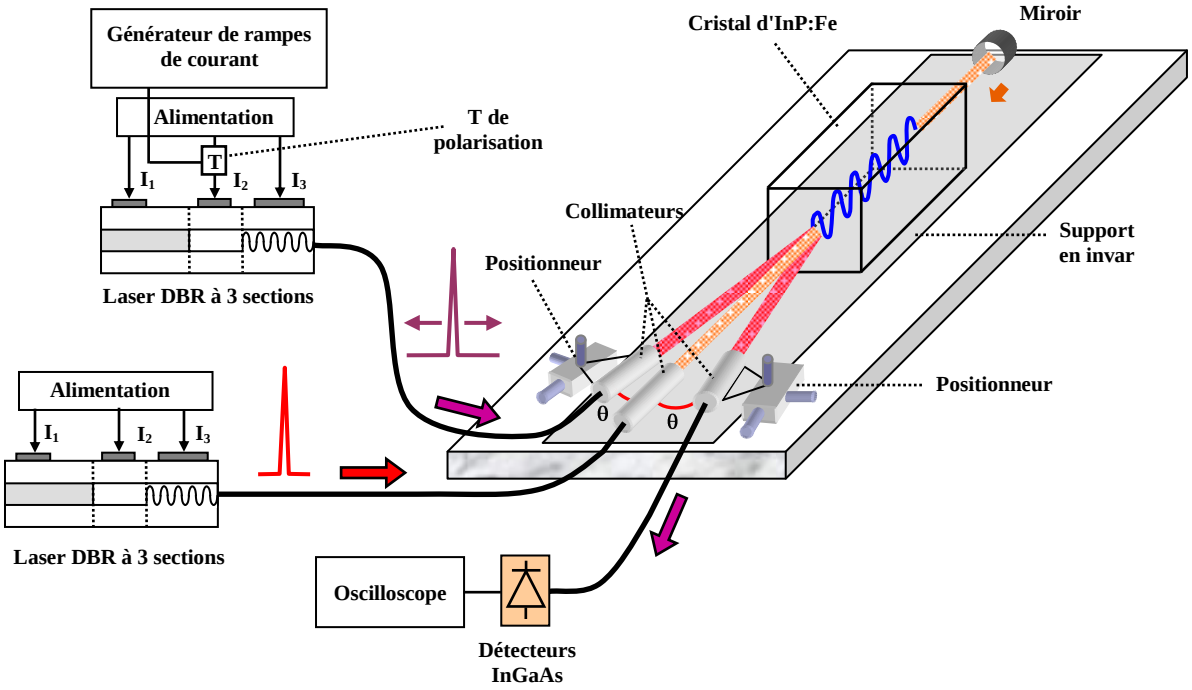


Figure IV.3 : Montage expérimental permettant le réglage de la fréquence de fonctionnement des filtres BLU-AALO.

Le montage et le processus précédents ont été mis en oeuvre de façon à régler la fréquence de filtres BLU-AALO à diverses valeurs. La caractérisation a quant à elle été conduite successivement pour des fréquences de 16 puis de 31,5 GHz.

Notons que les pertes d'insertion entre collimateurs ont aussi été calibrées, donnant des pertes voisines de 4,5 dB entre le *collimateur signal* d'entrée et le *collimateur signal* de sortie des filtres caractérisés.

IV.3 Injection d'un signal DBL modulé à 16 GHz

IV.3.1 Relevé de la réponse spectrale

Nous avons mis à profit le montage de réglage des angles d'injection (**figure IV-3)** afin de mesurer à l'oscilloscope la réponse spectrale d'un filtre BLU-AALO centré à 16 GHz. Pour cela nous avons inséré un modulateur Mach-Zehnder commandé par un signal à 16 GHz derrière le laser de commande.

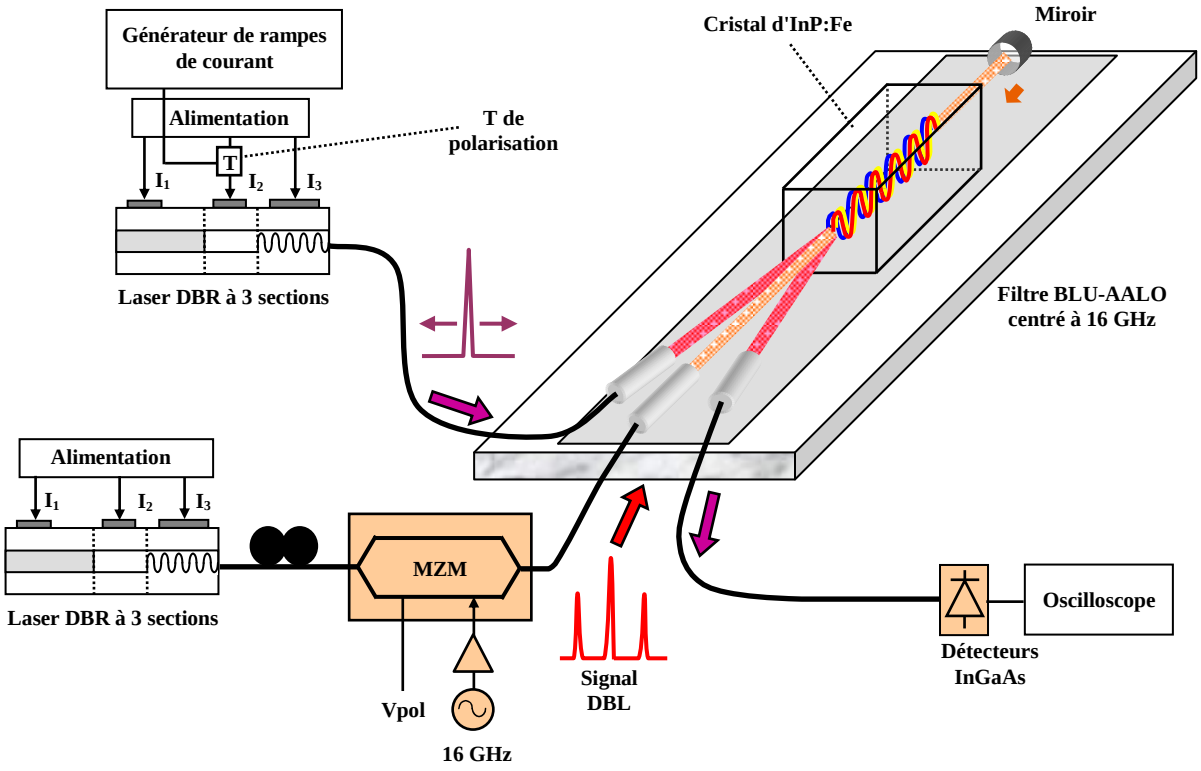


Figure IV.4: Montage expérimental de mesure de la réponse spectrale d'un filtre BLU-AALO centré à 16 GHz.

La **figure IV.5** représente le spectre observé à l'oscilloscope lorsque l'écart de puissance entre la porteuse optique et ses bandes latérales est de 6 dB. D'après ces mesures, la bande passante à –3 dB du filtre est de l'ordre de 0,0152 nm soit 1,90 GHz.

Remarquons que si le spectre mesuré n'est pas parfaitement symétrique cela est dû aux imperfections du montage et à la variation de la puissance du *signal* au cours du balayage en longueur d'onde.

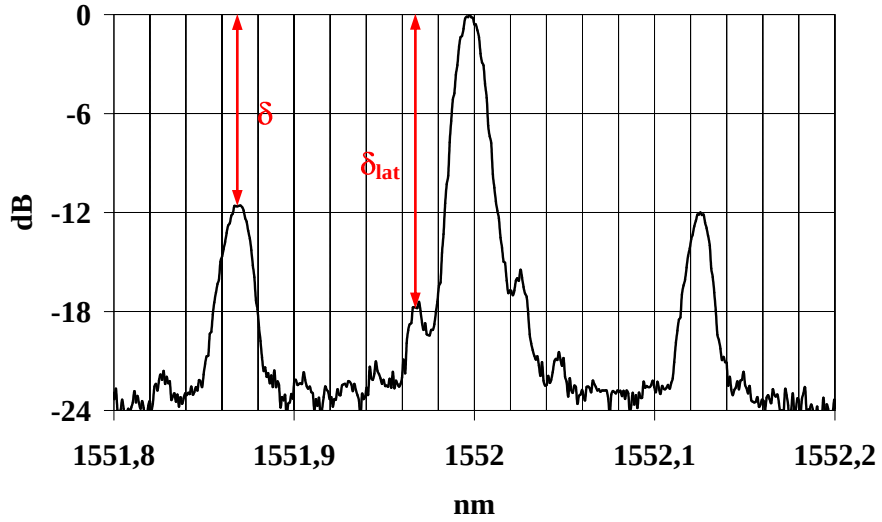


Figure IV.5 : Réponse spectrale (normalisée) mesurée d'un filtre BLU-AALO centré à 16 GHz correspondant à un signal DBL de commande ayant un écart de puissance de 6 dB entre porteuse et bandes latérales.

A partir du modèle proposé au **chapitre 3**, nous calculons la réponse spectrale (**figure IV.6)** du filtre BLU-AALO centré à 16 GHz dont nous utilisons les paramètres physiques qui sont donnés en **annexe I**.

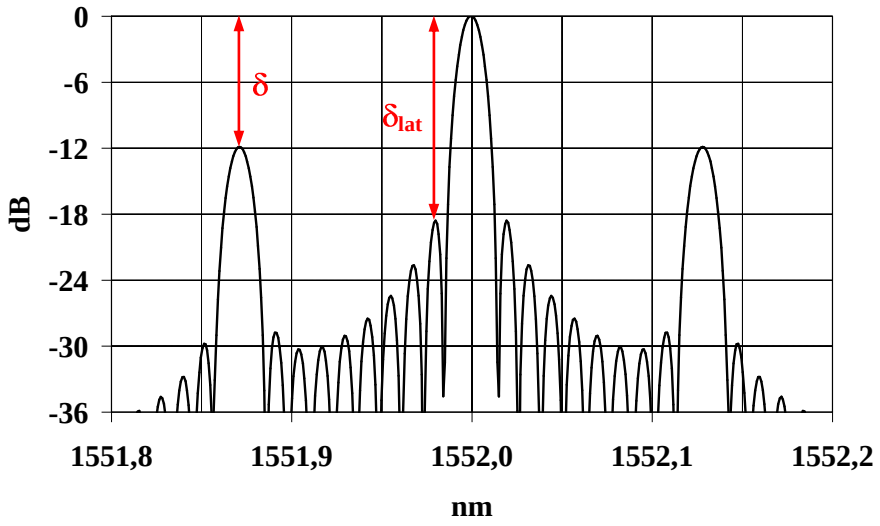


Figure IV.6 : Réponse spectrale (normalisée) calculée d'un filtre BLU-AALO centré à 16 GHz dont le signal de commande présente un écart de 6 dB entre porteuse optique et bandes latérales. L'écart type des gaussiennes associées aux réseaux vaut 12 mm.

En prenant comme valeur 12 mm (la longueur du réseau est de 30 mm) pour l'écart type σ des gaussiennes associées aux réseaux non uniformes, nous obtenons, pour le *réseau central*, la réjection des lobes latéraux δ_{lat} (-18,9 dB) la plus proche de celle mesurée (-17,8 dB) (**figure IV.5**). La bande passante simulée est alors de 0,0130 nm soit 1,62 GHz**.**

Par contre, la valeur optimale de σ qui permette d'obtenir la bande passante théorique (0,0147 nm soit 1,84 GHz) la plus proche de celle mesurée (0,015 nm soit 1,90 GHz), est de 8 mm.

Enfin, en ce qui concerne l'écart δ entre la réflectivité maximale du *réseau central* et celle des *réseaux latéraux* **(figure IV.5 et figure IV.6)**, les simulations sont en très bon accord avec les mesures puisque dans les deux cas la valeur avoisine les 12 dB. En outre, si la valeur donnée à l'écart type σ détermine aussi bien la réjection des lobes latéraux que la bande passante du filtre BLU-AALO, elle n'a en revanche pas d'influence sur le résultat de la simulation de δ.

IV.3.2 Caractérisation

a) Montage expérimental

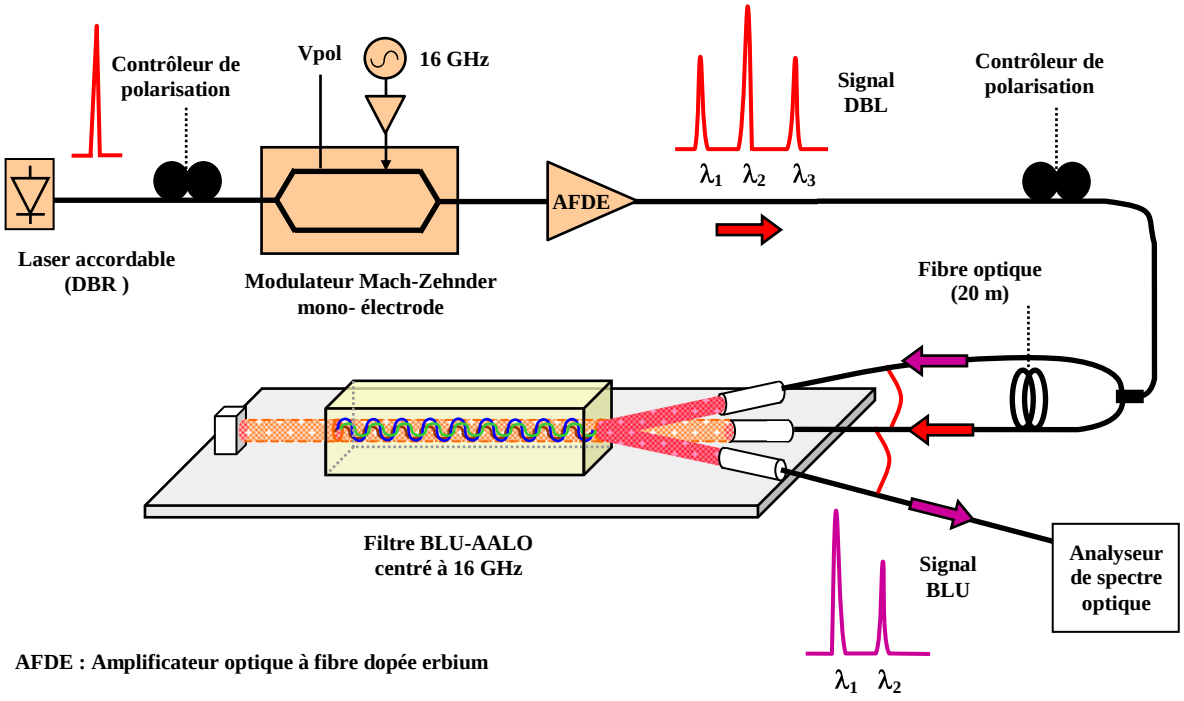
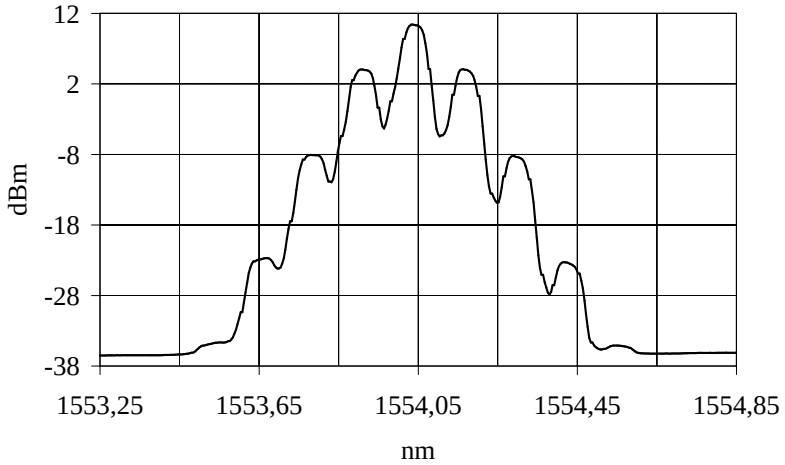


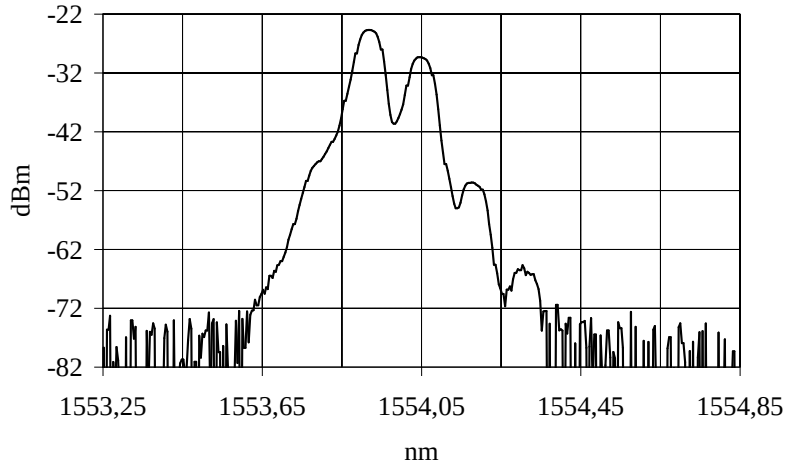
Figure IV.7 : Montage expérimental de caractérisation d'un filtre BLU-AALO centré à la fréquence de 16 GHz.

Afin de vérifier la validité du concept d'un filtre BLU-AALO, un composant de fréquence de fonctionnement centrée à 16 GHz a été testé au moyen du montage de la

figure IV.7. Une porteuse optique émise par un laser accordable, de type DBR, est modulée par un interféromètre Mach-Zehnder mono-électrode commandé par un signal hyperfréquence à 16 GHz d'une puissance de 18 dBm. Etant donnée la sensibilité à la polarisation des ondes de ce type de dispositif, un contrôleur de polarisation est inséré entre le laser et l'interféromètre. Le spectre DBL généré est amplifié par un amplificateur optique à fibre dopée erbium (AFDE) dont la fibre de sortie est connectée à un contrôleur de polarisation lui même relié à l'entrée d'un coupleur optique 3 dB. L'une des branches de sortie de ce dernier alimente l'*entrée de commande* du filtre BLU-AALO à laquelle est ajouté un tronçon de 20 m de fibre optique. De cette façon les composantes du *faisceau de commande* sont décorrellées par rapport à celles du *faisceau signal* fourni par la deuxième branche du coupleur. Enfin, un analyseur de spectre optique est placé en sortie du filtre pour la mesure du signal diffracté.



(a)



(b)

Figure IV.8 : (a) Spectre DBL de modulation 16 GHz injecté en entrée d'un filtre BLU-AALO centré à 16 GHz, (b) spectre BLU correspondant mesuré en sortie de ce composant.

b) Analyse qualitative des résultats

Le spectre diffracté donné à la **figure IV.8.b** est celui mesuré pour une polarisation optimale de l'onde optique en entrée du filtre. Le résultat obtenu est conforme à celui attendu. En effet, le signal de sortie est bien à bande latérale unique et ses composantes sont la bande latérale inférieure et la porteuse, issues du spectre DBL d'entrée. De plus, comme le laissaient présager les simulations du **chapitre III**, la puissance de la bande latérale diffractée est supérieure à celle de la porteuse diffractée.

D'autre part, en faisant varier les courants de commande du laser accordable, nous observons qu'un décalage du spectre DBL injecté dans le dispositif s'accompagne du même déplacement du spectre BLU de sortie. Ceci est vérifié sur la plage d'accordabilité de 15 nm du laser employé et valide le principe d'auto-accordabilité en longueur d'onde du filtre.

Notons que si l'on retire les 20 m de fibre optique utiles à la décorrellation des *faisceaux commande* et *signal*, on observe alors une fluctuation du niveau du spectre BLU d'une amplitude de 2 à 3 dB imputable à des réflexions parasites cohérentes avec le signal. Par contre lorsque les faisceaux sont décorrellés, le niveau du spectre diffracté est parfaitement stable.

c) Analyse quantitative

La **figure IV.8a** représente le signal DBL observé à l'analyseur de spectre optique en entrée du filtre BLU-AALO (avant le coupleur 3 dB). Les puissances respectives de la porteuse optique et des bandes latérales sont de 10,4 et 4,4 dBm. Il est à noter que les non linéarités de la caractéristique d'extinction du signal optique en fonction de la tension appliquée au modulateur MZM (voir **figure A.II.1** en **annexe II**) génèrent des composantes spectrales correspondant aux ordres 2 et 3 de la fréquence de modulation. En effet, l'amplitude du signal modulant est de 18 dBm (soit 2,5 V). Néanmoins, les composantes d'ordre 2 et 3 ne perturbent pas le dispositif car elles sont rejetées à plus de 12 dB par rapport aux bandes latérales correspondant à l'ordre 1 (**figure IV.8a**).

En sortie du composant, les puissance mesurées sont –24,7 dBm pour la bande latérale inférieure, -29,7 dBm pour la porteuse et –49,5 dBm pour la bande latérale supérieure. Si on définit le *rendement fibre à fibre* du filtre comme la différence entre les puissances de la bande latérale inférieure en entrée (avant le coupleur 3 dB) et celle en sortie du dispositif, dans le cas présent, ce rendement vaut –29,1 dB. En outre, toujours dans ce cas de figure, la *réjection de la bande latérale supérieure*, définie comme la différence de puissance entre les bandes latérales du signal diffracté est de 24,8 dB.

Enfin, en agissant sur la polarisation du signal d'entrée du filtre BLU-AALO, on constate que la sensibilité à ce paramètre peut atteindre 9 dB. Les dispositifs BLU-AALO requièrent donc un contrôle en polarisation qui est possible car il s'agit de composants d'émission.

IV.3.3 Rétro-simulations

Suite à la caractérisation du filtre BLU-AALO mis en œuvre à 16 GHz, des simulations ont été effectuées à partir du modèle proposé au **chapitre III**. Les paramètres requis par ce modèle comportent les caractéristiques physiques de l'échantillon d'InP:Fe utilisé, lesquelles incluent les différents dopages, la longueur du cristal (30 mm) ou l'atténuation dans le cristal (0,65 dB.cm-1). La liste exhaustive de ces paramètres est reportée en **annexe I** (**tableau AI-1**).

Outre les caractéristiques physiques, le modèle est fonction des conditions expérimentales qui incluent les niveaux de puissance des composantes du spectre en entrée du filtre, la température et les pertes liées aux collimateurs telles que les pertes fibre à fibre entre *entrée* et *sortie signal*, estimées ici à 4,5 dB.

Par ailleurs, le modèle considère que l'amplitude de la modulation d'indice de chacun des trois réseaux suit une gaussienne d'écart type σ dont la valeur dépend du recouvrement des *faisceaux signal* et *commande* dans le matériau (**§ III.7.2**), elle est donc liée à l'angle d'injection θ et à l'alignement des lentilles des collimateurs. *La valeur de σ est l'un des deux paramètres optimisables des simulations*. Le second paramètre nécessitant une optimisation est le coefficient α présent dans l'expression du taux de modulation des réseaux. Idéalement,

lorsque un canal DBL est injecté dans le filtre, α vaut 1,5 (**III-106**). Cependant, le modèle néglige le signal optique parasite lié au bruit de l'amplificateur, ensuite il ne tient pas compte de l'absorption des faisceaux de commande et enfin il considère un miroir parfait. Ainsi , augmenter le paramètre α est un moyen de tenir compte des pertes du *faisceau de commande* par réflexion sur le miroir et de l'effacement partiel des réseaux lié à l'intensité optique moyenne du bruit de l'amplificateur. En effet, cette approximation revient à considérer que ces phénomènes se traduisent par une diminution des taux de modulation des réseaux.

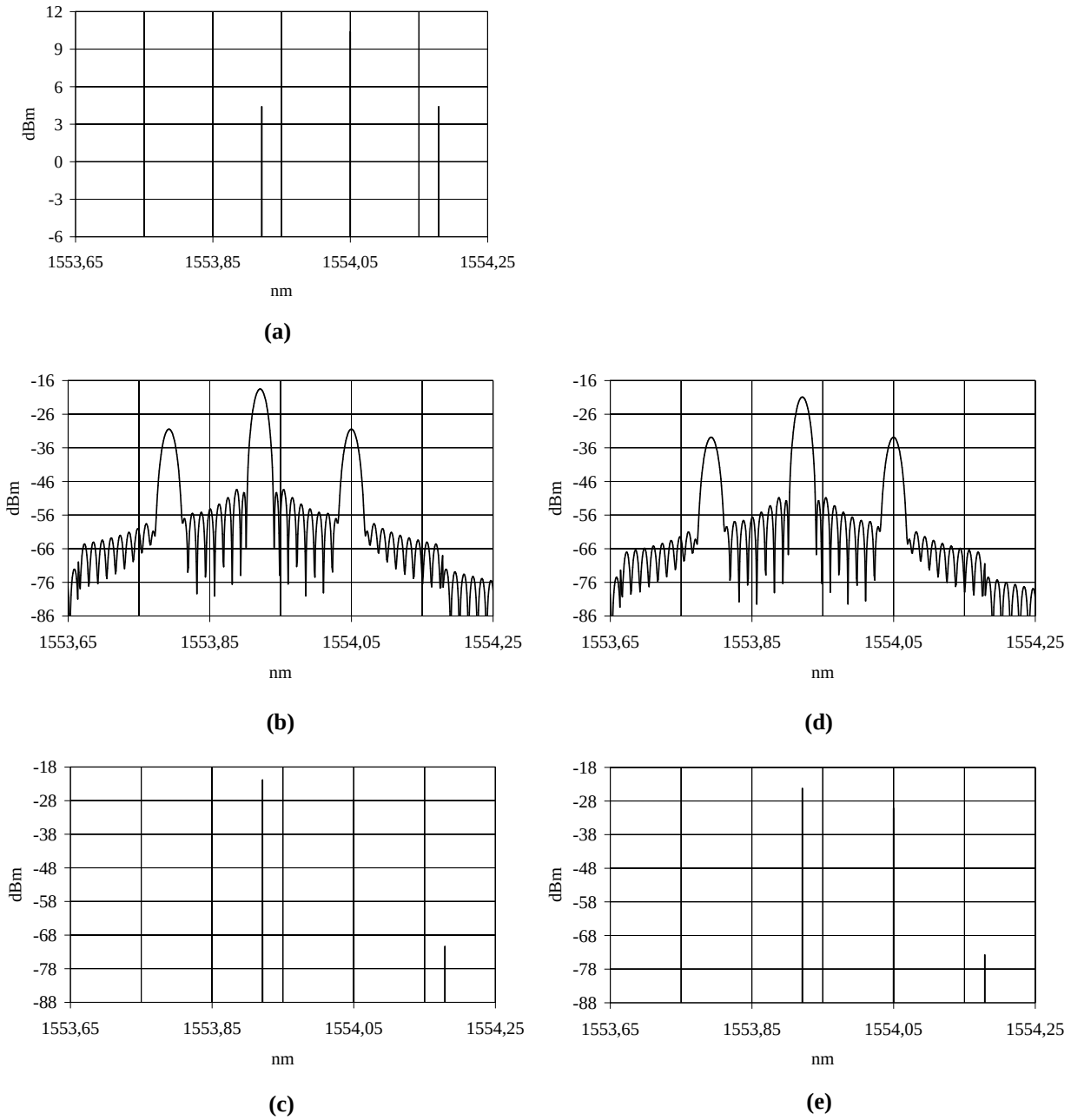


Figure IV.9 : Simulations d'un filtre BLU-AALO centré à 16 GHz. (a) Signal DBL d'entrée. (b) Réponse spectrale et (c) spectre de sortie pour des paramètres de simulation : k = 100, σ = 8 mm, α = 1,5 (série 1). (d) Réponse spectrale et (e) spectre de sortie pour des paramètres de simulation : k = 100, σ = 8 mm, α = 1,98 (série 2). La température du cristal est de 20°.

Deux séries de simulations sont présentées ici. Les **figures IV.9.(b&c)** illustrent la première série pour laquelle est prise la valeur théorique de α (1,5). Les **figures IV.9.(d&e)** correspondent au cas où le paramètre α est optimisé avec une valeur de 1,98.

Données expérimentales			
Puissances mesurées (dBm)	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**
Signal d'entrée	4,4	10,4	4,4
Signal de sortie	**-24,7**	**-29,7**	-49,5

Tableau IV-1 : Données de la caractérisation du filtre BLU-AALO centré à 16 GHz. Le cristal d'InP:Fe du filtre mesure 30 mm de long et présente une atténuation de 0,65 dB.cm^{-1}. La température du cristal est de 20° C.

Simulations			
Puissances simulées (dBm)	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**
Signal d'entrée	4,4	10,4	4,4
Signal de sortie (α = 1,5)	-21,9	-27,8	-71,4
Signal de sortie (α = 1,98)	**-24,3**	**-30,2**	-73,8

Tableau IV-2 : Résultats de deux séries de simulations reprenant les données de la caractérisation du filtre BLU-AALO centré à 16 GHz (puissances d'entrée, température etc.). Pour les deux séries, l'écart type σ utilisé vaut 8 mm et les réseaux de Bragg sont décomposés en N = 100 sous réseaux.

Ecarts simulations/mesures (dB)			
Composante	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**
(α = 1,5)	2,8	1,9	29,1
(α = 1,98)	**0,4**	**0,5**	23,4

Tableau IV-3 : Comparaison simulations/mesures du filtre BLU-AALO centré à 16 GHz.

Les **tableau IV-1** à **IV-3** synthétisent les paramètres et les résultats des deux séries de simulations.

Pour la première série de simulations, les puissances de la bande latérale inférieure diffractée et celle de la porteuse sont respectivement supérieures de 2,8 et de 1,9 dB aux niveaux mesurés. Pour ces mêmes composantes, la deuxième série de simulations dont le paramètre α est optimisé, donne des puissances très proches de celles mesurées. En effet, l'écart est cette fois inférieur à 0,5 dB (**tableau IV-3**).

Quant à la puissance de la bande latérale supérieure diffractée, bien que la valeur mesurée soit très faible (-49,5 dBm) elle est supérieure aux valeurs simulées (-71,4 et –73,8 dBm). Pour expliquer ces écarts nous pouvons avancer l'hypothèse de réflexions parasites sur les faces du cristal dues à l'imperfection du traitement antireflet.

Nous pouvons constater que confronté à la caractérisation d'un filtre BLU-AALO dans cette première configuration, le modèle utilisé pour les simulations donne de bons résultats. Par ailleurs, toujours en ce qui concerne cette même configuration expérimentale, les mesures et les simulations effectuées pour différents niveaux du signal optique en entrée du filtre ont donné des résultats en aussi bon accord que ceux reportés ici.

IV.4 Injection d'un signal DBL modulé à 31.5 GHz

IV.4.1 Caractérisation

a) Montage expérimental

Sachant que dans les systèmes optiques-radio, la distance entre les évanouissements du signal DBL photodétecté est d'autant plus réduite que la fréquence de modulation de la porteuse optique est élevée **(I-27)**, les signaux BLU sont particulièrement intéressants pour le transport radio millimétrique sur fibre optique **[IV.1]**. Dans cette perspective, la seconde étape dans la caractérisation des filtres BLU-AALO a porté un composant ayant une fréquence de fonctionnement appartenant au domaine millimétrique (31,5 GHz). Le dispositif utilisé est constitué des mêmes éléments que celui testé à 16 GHz (même cristal, mêmes collimateurs etc.) et la procédure suivie pour ajuster la fréquence centrale à 31,5 GHz est celle décrite au **paragraphe IV.2**.

Le montage expérimental de caractérisation du filtre centré à 31,5 GHz comporte plusieurs différences par rapport à celui ayant servi lorsque le filtre était centré à 16 GHz. Ces différences tiennent principalement à l'emploi d'un modulateur optique électro-absorbant (MEA) à multi-puits-quantiques au lieu de l'interféromètre Mach-Zehnder utilisé précédemment. Le MEA dispose en effet d'une bande passante à -3 dB de 33 GHz contre 20 GHz pour le MZM.

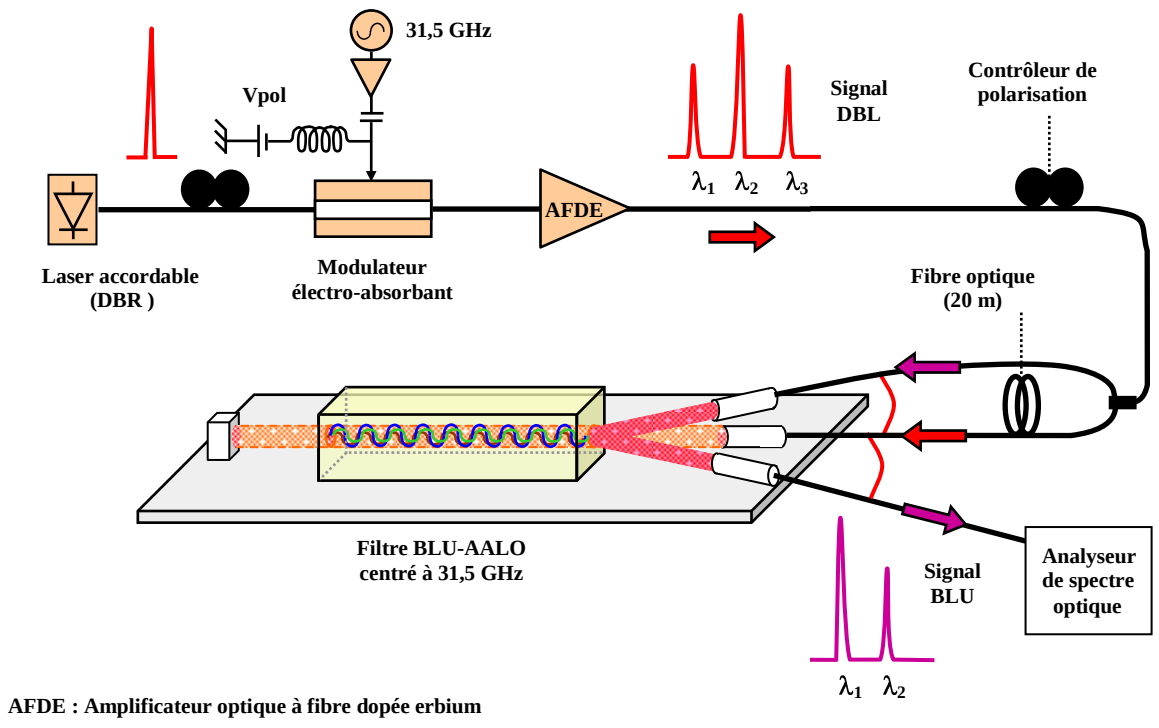


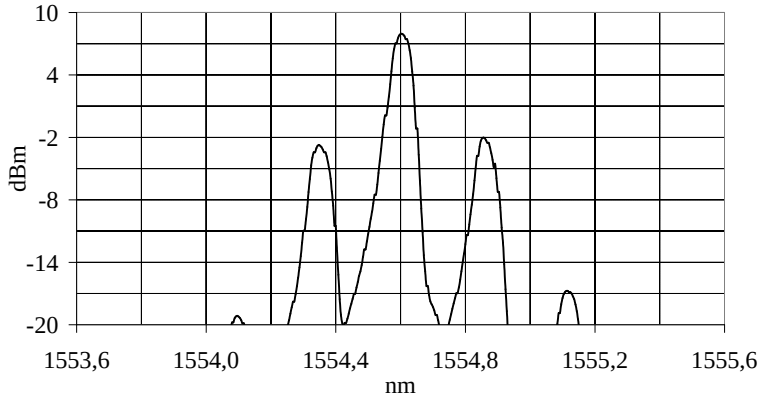
Figure IV.10 : Montage expérimental de caractérisation d'un filtre BLU-AALO centré à la fréquence de 31,5 GHz.

La porteuse optique est fournie par un laser accordable de type DBR émettant dans la plage de fonctionnement du MEA (≈ 1554 nm). Ce dernier n'est pas fibré mais disposé sur un support permettant le passage de la lumière dans la couche active du dispositif, au moyen de fibres lentillées alignées par des micro-positionneurs. La maquette a aussi pour fonction la commande en tension de la diode via des fils de connexion, une ligne 50 Ohms et un connecteur (**voir annexe II, photographie A.II.4 et figure 1,**). La puissance RF appliquée au modulateur est de 9,5 dBm à 31,5 GHz. En sortie du MEA, le signal optique DBL est amplifié par un AFDE, puis il traverse un contrôleur de polarisation avant d'être injecté dans le coupleur optique 3 dB connecté aux *entrées commande* et *signal* du filtre BLU-AALO de

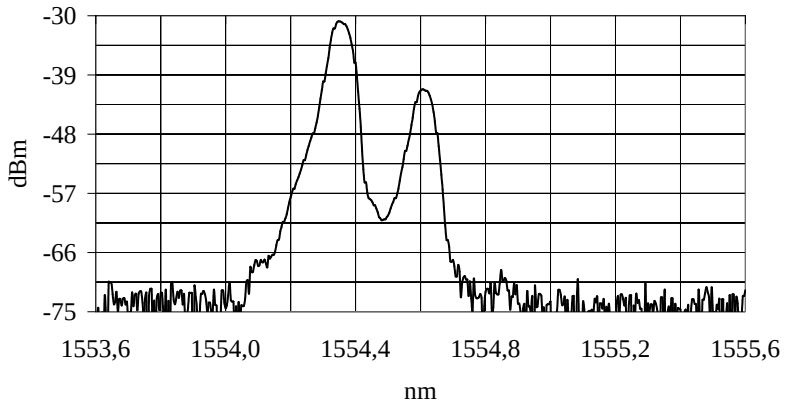
fréquence 31,5 GHz. Notons que l'*accès commande* du filtre comporte toujours un tronçon de 20 m de fibre optique servant à la décorrellation entre les composantes du *faisceau de commande* et celles du *faisceau signal*. Finalement, le signal diffracté par le filtre est observé à l'analyseur de spectre optique.

b) Analyse des résultats

Comme lors de la caractérisation précédente, le spectre en sortie du filtre BLU-AALO est bien composé d'une partie de la bande latérale inférieure et d'une partie la porteuse du *signal* DBL d'entrée.

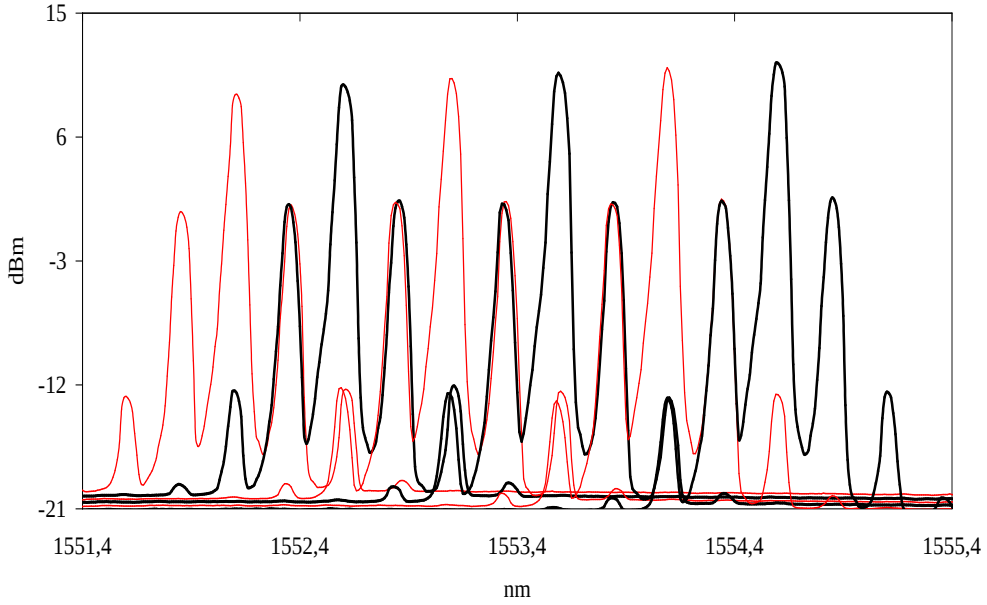


(a)

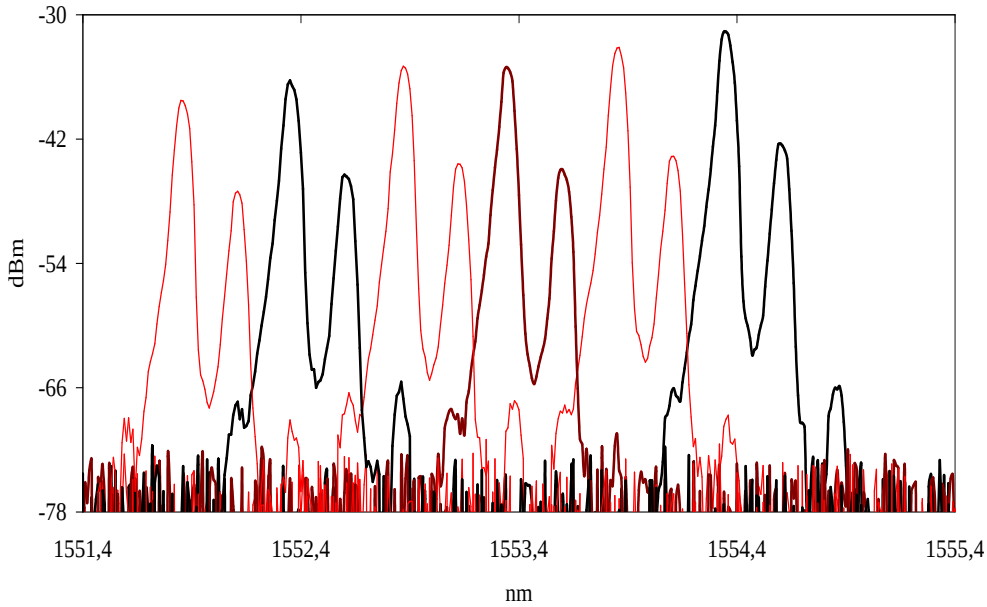


(b)

Figure IV.11 : Spectre DBL de modulation 31,5 GHz injecté en entrée d'un filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz, (b) spectre BLU correspondant mesuré en sortie de ce composant.



(a)



(b)

Figure IV.12 : (a) Superposition de spectres DBL de modulation 31,5 GHz et de longueurs d'onde centrales différentes injectés en entrée d'un filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz. (b) Superposition des spectres BLU correspondants mesurés en sortie de ce composant.

Les puissances du signal mesuré en entrée (**figure IV.11.a**) sont respectivement de 8 et de -3,5 dBm pour la porteuse optique et les bandes latérales. Les niveaux de puissance du signal diffracté sont de –31 dBm pour la bande latérale inférieure et de -41,5 dBm pour la

porteuse (**figure IV.11.b**). Quant à la bande latérale supérieure, d'un niveau de –70 dBm est elle rejetée de 39 dB par rapport à la bande inférieure.

D'autre part, en reprenant la définition du rendement fibre à fibre donnée au **paragraphe IV.3.c**, on trouve que celui-ci vaut -28 dB. Cette valeur reste sensiblement la même que dans le cas où le filtre était centré à 16 GHz (-28,4 dB).

Si l'on ôte les 20 m de fibres placés devant *l'accès de commande* du filtre, on constate à nouveau une instabilité du signal de sortie caractérisée par des fluctuations de 2 à 3 dB. Enfin, en ce qui concerne la sensibilité à la polarisation, celle-ci demeure de l'ordre de 9 dB.

La **figure IV.12.a** superpose des spectres DBL mesurés pour différentes longueurs d'ondes émises par le laser accordable. Parallèlement, la **figure IV.12.b** superpose les mesures des spectres BLU correspondants, mettant en évidence l'auto-accordabilité du filtre BLU-AALO.

IV.4.2 Rétro-simulations

Des tracés de simulations du spectre d'entrée, de la réponse spectrale ainsi que du spectre de sortie d'un filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz sont donnés à la **figure IV.13**. Les caractéristiques (puissances et longueurs d'onde) des composantes du signal d'entrée utilisées comme paramètres des simulations sont celles mesurées pour le composant caractérisé (**§ IV.4.1 et tableau IV-4)**.

Données expérimentales			
Puissances mesurées (dBm)	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**
Signal d'entrée	-3,5	8,0	-3,5
Signal de sortie	**-31,0**	**-41,5**	-70,0

Tableau IV-4 : Données de la caractérisation du filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz. Le cristal d'InP:Fe du filtre mesure 30 mm de long et présente une atténuation de 0,65 dB.cm^{-1}. La température du cristal est de 20° C.

Simulations			
Puissances simulées (dBm)	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**
Signal d'entrée	-3,5	8,0	-3,5
Signal de sortie (α = 1,5)	-29,3	-40,6	-98,6
Signal de sortie (α = 1,82)	**-30,9**	**-42,3**	-100,2

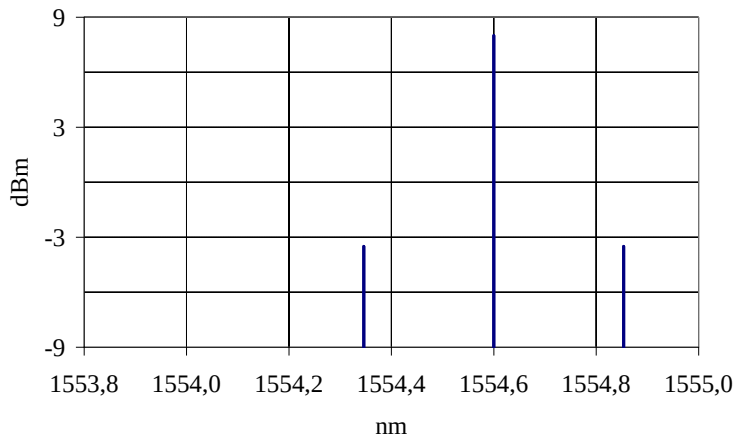
Tableau IV-5 : Résultats de deux séries de simulations reprenant les données de la caractérisation du filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz (puissances d'entrée, température etc.). Pour les deux séries, l'écart type σ utilisé vaut 7 mm et les réseaux de Bragg sont décomposés en N = 100 sous réseaux.

Ecarts simulations/mesures (dB)			
Composante	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**
(α = 1,5)	1,7	0,9	28,6
(α = 1,82)	**0,1**	**0,8**	30,2

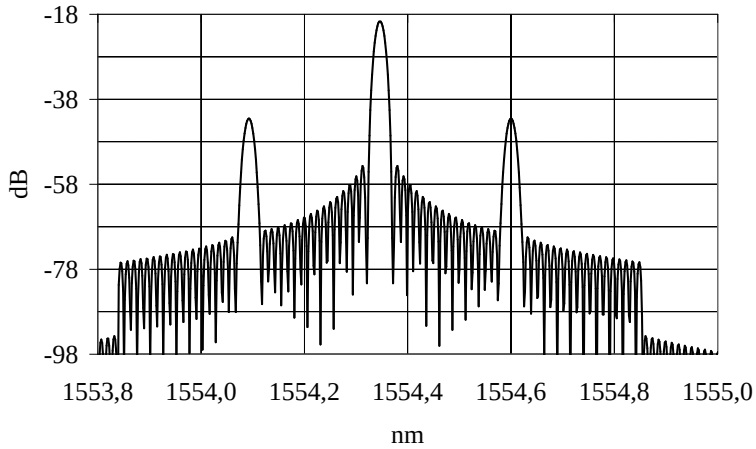
Tableau IV-6 : Comparaison simulations/mesures du filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz.

Les paramètres ajustables des simulations illustrées à la **figure IV.13** ont été optimisés. Ainsi, la valeur prise par l'écart type σ des profils gaussiens des réseaux de Bragg non uniformes est de 7 mm tandis que la valeur atteinte par le coefficient α est 1,82. A titre de comparaison, une seconde série de simulations a été effectuée en prenant pour α la valeur théorique 1,5. Les **tableau IV-5** et **IV-6** donnent les résultats des deux séries de simulations et les comparent aux mesures.

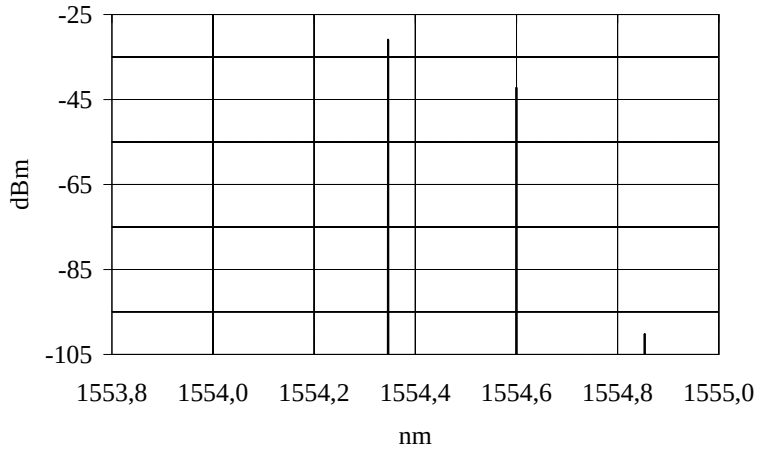
Lorsque α vaut 1,5, l'écart constaté entre mesures et simulations des bande latérale inférieure et porteuse diffractées, n'excède pas 1,7 dB. Lorsque α est optimisé à 1,82, ce même écart est réduit à 0,8 dB. Cette fois encore, on peut considérer que les résultats donnés par le modèle sont en bon accord avec les mesures. Par contre, bien que de niveau extrêmement faible (-70 dBm), la puissance mesurée de la bande latérale supérieure est sensiblement plus élevée que les valeurs théoriques (-98,6 et –100,2). Cette différence s'explique très vraisemblablement par des réflexions parasites sur les faces du cristal.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.13 Simulations d'un filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz. (a) Signal DBL d'entrée, (b) réponse spectrale et (c) spectre de sortie pour des paramètres de simulation : k = 100, σ = 7 mm, α = 1,82. La température du cristal est de 20°.

IV.5 Injection de deux canaux DBL modulés à 31,5 GHz

IV.5.1 Caractérisation

a) Montage expérimental

Dans les réseaux d'accès hybrides fibre radio, le routage des signaux peut être facilité par la mise en place de techniques de multiplexage en longueur d'onde **[IV.2]**. Ces dernières offrent en particulier la possibilité de dédier une longueur d'onde spécifique à toute nouvelle station de base qui viendrait compléter le réseau.

Il nous a donc paru intéressant de caractériser un filtre BLU-AALO dans lequel deux canaux DBL sont injectés simultanément, ce qui a conduit à l'expérimentation présentée par la **figure IV.14**.

Deux lasers, l'un de type DBR, l'autre de type DFB fournissent deux porteuses optiques respectivement à 1552,65 et 1553,5 nm. Ces signaux sont tous deux injectés, via un coupleur optique 3 dB, dans le MEA utilisé à la caractérisation précédente. Un contrôleur de polarisation est placé sur l'une des branches du coupleur (**figure IV.14**). De nouveau, le modulateur optique est commandé par un signal RF à 31,5 GHz de puissance 9,5 dBm et les deux signaux optiques DBL ainsi générés sont amplifiés par un AFDE avant d'être injectés dans le filtre BLU-AALO, toujours centré à 31,5 GHz. Tout comme aux montages expérimentaux précédents et toujours pour les mêmes raisons **(§ IV.3.2.a**), l'entrée du filtre comporte un contrôleur de polarisation et un tronçon de 20 m de fibre optique devant l'*accès de commande*. En sortie du composant, un analyseur de spectre optique mesure le spectre diffracté.

Théoriquement, six réseaux de Bragg inscrits par les six composantes spectrales du signal en entrée du filtre doivent être présents dans le cristal photoréfractif. En outre, puisqu'un écart de plus de 0,8 nm a été respecté entre les porteuses des deux canaux WDM DBL, le filtre doit réaliser quatre accords de Bragg sans qu'il y ait chevauchement des spectres issus de la diffraction par les différents réseaux.

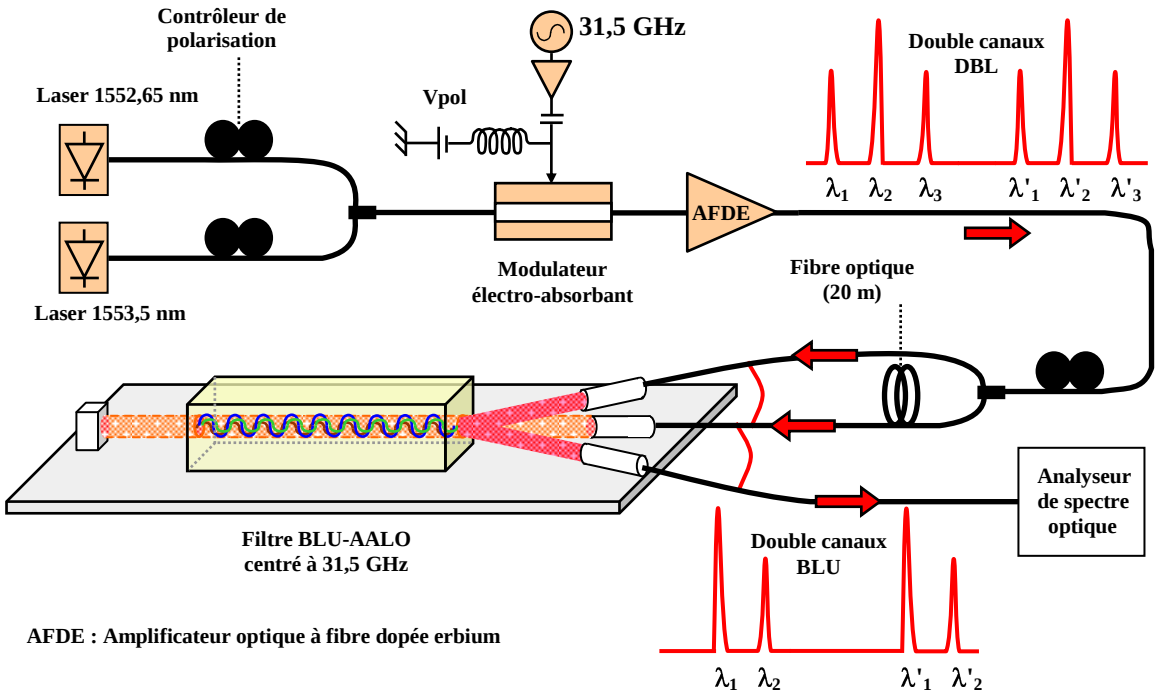
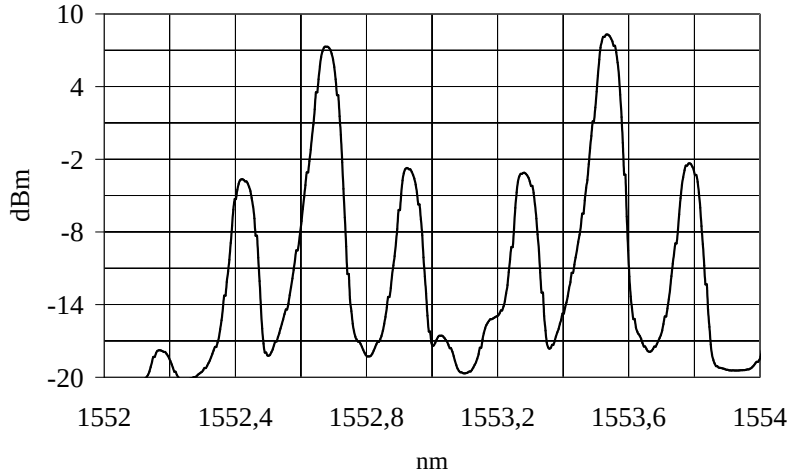


Figure IV.14 : Montage expérimental de caractérisation d'un filtre BLU-AALO centré à la fréquence de 31,5 GHz dans une configuration d'entrée à deux canaux WDM DBL.

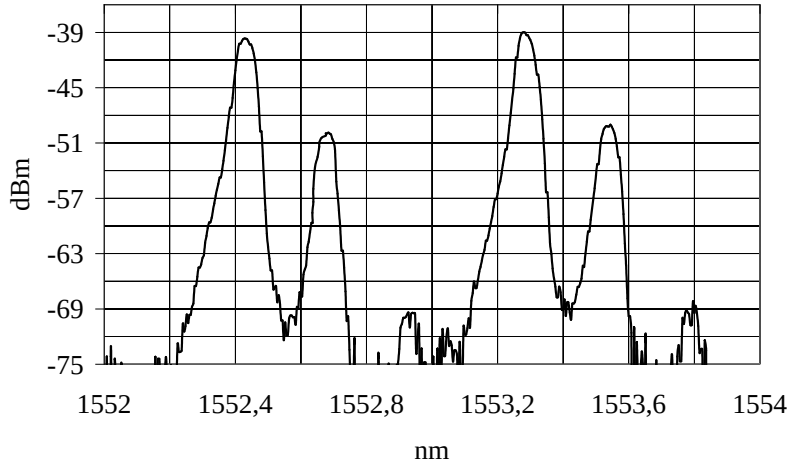
b) Analyse des résultats

Deux canaux WDM BLU, chacun composé d'une partie de la bande latérale inférieure et d'une partie de la porteuse d'un canal DBL d'entrée, sont observés en sortie du filtre BLU-AALO. Les mesures effectuées lorsque la polarisation des signaux est optimale (**figure IV.15.b**) montrent un rendement de –36 dB, soit une chute de 8 dB part rapport au cas ou un seul canal DBL était injecté dans le dispositif. Soulignons que les niveaux de puissance des deux canaux WDM DBL (**tableau IV-7**) sont équivalentes à celles du canal unique de l'expérimentation précédente. Il est normal de constater une diminution du rendement du filtre. En effet, le modèle présenté au **chapitre III** prédit **(§ III.7.5)** que l'ajout en entrée du dispositif d'un second canal ayant la même puissance que le premier, divise le taux de modulation des réseaux par deux **(III.103)**.

La réjection des bandes latérales supérieures s'élève cette fois à 30 dB et la sensibilité à la polarisation reste d'environ 9 dB.



(a)



(b)

Figure IV.15 : (a) Spectre à deux canaux WDM DBL de modulation 31,5 GHz injecté en entrée d'un filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz ; (b) spectre à deux canaux WDM BLU mesuré en sortie de ce composant.

IV.5.2 Rétro-simulations

Le signal d'entrée du filtre BLU-AALO est constitué de deux canaux DBL de mêmes puissances. Nous pouvons donc, pour simuler la réponse spectrale du composant, appliquer le modèle présenté au **chapitre III** en prenant la relation **(III-111)** comme expression du taux de modulation des réseaux de Bragg. Le paramètre α' qui apparaît au dénominateur de cette relation est théoriquement égal à 3. De façon similaire à l'optimisation du paramètre α lors la simulation des filtres comportant un seul canal DBL en entrée, nous pouvons augmenter la

valeur de α'. Par ce biais, comme précédemment, nous minorons l'indice de modulation des réseaux afin de tenir compte des pertes du *faisceau de commande* par réflexion sur le miroir et de l'effacement partiel des réseaux lié à l'intensité optique moyenne du bruit de l'amplificateur.

Comme il a été fait consécutivement aux caractérisations précédentes du filtre BLU-AALO soumis à l'injection d'un seul canal DBL (**§ IV.3 et IV.4**), les résultats de la caractérisation dans la configuration à deux canaux WDM DBL à 31,5 GHz sont confrontés ici à deux séries de simulations. Les **tableaux IV-7** à **IV-9** en donnent les principaux paramètres et les résultats. Par ailleurs, les caractéristiques des éléments du filtre n'ayant pas changé, ce sont toujours les mêmes valeurs de paramètres fixes qui sont utilisées (**Annexe I**).

Données expérimentales						
Puissances mesurées (dBm)	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**
Signal d'entrée	-3,8	7,5	-3	-3,2	8,3	-2,5
Signal de sortie	**-40,0**	**-50,0**	-69,5	**-39,0**	**-49,0**	-68,0

Tableau IV-7 : Données de la caractérisation du filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz et soumis à l'injection de deux canaux WDM DBL. Le cristal d'InP:Fe du filtre mesure 30 mm de long et présente une atténuation de 0,65 dB.cm^{-1}. La température du cristal est de 22° C.

Simulations						
Puissances simulées (dBm)	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**
Signal d'entrée	-3,8	7,5	-3	-3,2	8,3	-2,5
Signal de sortie (α' = 3)	-34,9	-45,9	-103,7	-34,1	-45,2	-103,4
Signal de sortie (α' = 5,2)	**-39,7**	**-50,6**	-108,5	**-38,8**	**-50,0**	-108,2

Tableau IV-8 : Résultats de deux séries de simulations reprenant les données de la caractérisation du filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz (puissances d'entrée, température etc.) et soumis à l'injection de deux canaux WDM DBL. Pour les deux séries, l'écart type σ utilisé vaut 7 mm et les réseaux de Bragg sont décomposés en N = 100 sous réseaux.

Ecarts simulations/mesures (dB)						
Composante	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**	**BL inf**	**Porteuse**	**BL sup**
(α' = 3)	5,1	4,1	34,2	4,9	3,8	35,4
(α' = 5,2)	**0,3**	**0,6**	39,0	**0,2**	**1,0**	40,2

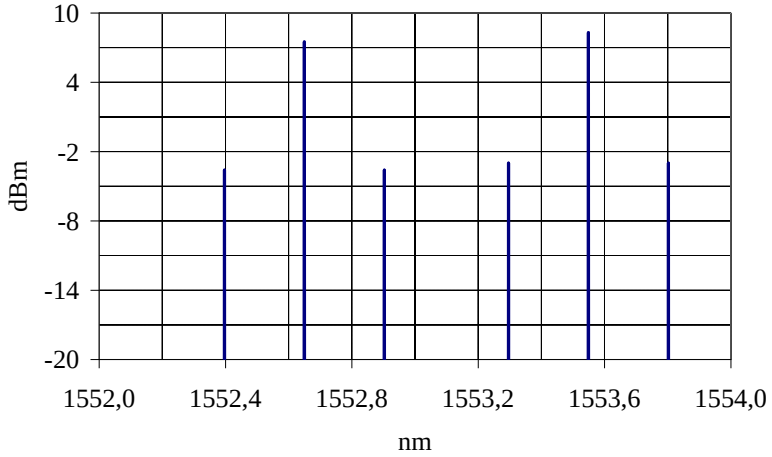
Tableau IV-9 : Comparaison simulations/mesures du filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz et soumis à l'injection de deux canaux WDM DBL.

La première série de simulations correspond à la valeur théorique de α' (3). En ce qui concerne les bandes latérales inférieures et les porteuses diffractées, les simulations aboutissent à un écart d'environ 5 dB par rapport aux puissances mesurées. Pour faire coïncider simulations et mesures dans une marge de 0,6 dB (**tableau IV-9**), le paramètre α' doit être optimisé à la valeur 5,2 laquelle est de 73,3% supérieure à la valeur théorique.

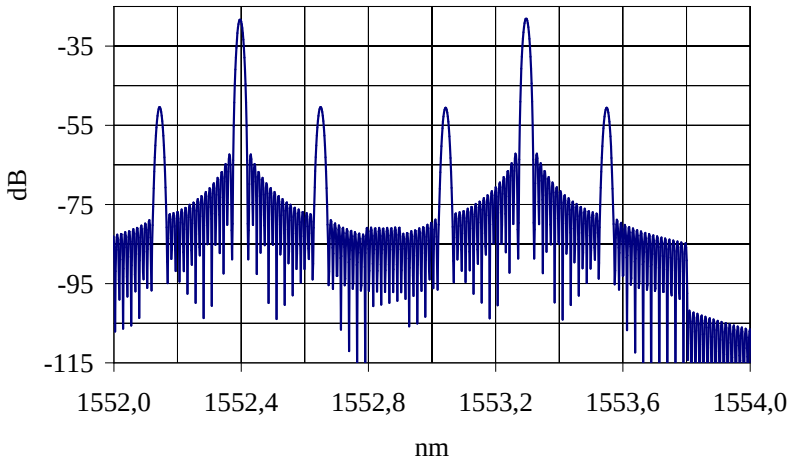
La forte puissance moyenne du bruit de l'amplificateur optique en entrée du filtre pourrait expliquer une telle différence. En effet, les pertes d'insertion dans le MEA sont de 15,8 dB et sont d'autant plus pénalisantes que deux canaux sont injectés en entrée avec une puissance totale inférieure à **3 dBm (2 mW)**. Ainsi le signal à amplifier en sortie du MEA a une très faible puissance, ce qui a pour conséquence la génération par l'AFDE d'un fort niveau moyen de bruit, qui efface partiellement les réseaux.

Remarquons qu'une fois de plus, dans cette configuration à deux canaux WDM, les puissances théoriques des bandes latérales supérieures sont infimes puisqu'elles ne dépassent pas les –103 dBm.

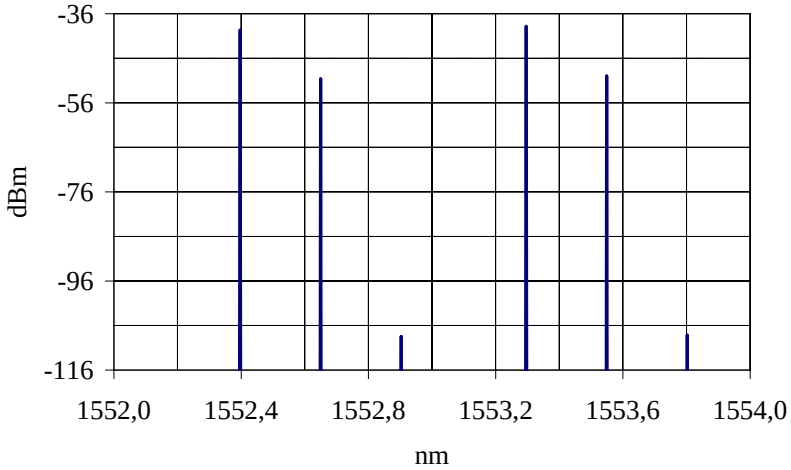
La **figure IV.16** illustre les simulations pour lesquelles le paramètre α' est optimisé.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.16 : Simulations d'un filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz. (a) Signal d'entrée composé de deux canaux DBL, (b) Réponse spectrale et (c) spectre de sortie pour des paramètres de simulation : k = 100, σ = 7 mm, α = 5,2. La température du cristal est de 22°.

IV.6 Conclusion

Les expérimentations présentées au cours de ce chapitre ont démontré la validité du concept des filtres BLU-AALO énoncé au **chapitre II**. La fréquence centrale de fonctionnement f_m d'un tel composant, basé sur un cristal d'InP:Fe de longueur 30 mm, a d'abord été réglée à 16 GHz avant d'être portée dans le domaine millimétrique (31,5 GHz). La caractérisation a consisté à injecter dans le filtre des signaux DBL issus de la modulation d'une porteuse optique à la fréquence f_m. Les mesures ont confirmé, d'une part que le dispositif génère un signal BLU et d'autre part, qu'il est auto-accordable en longueur d'onde. De plus, plusieurs canaux DBL de même fréquence de modulation peuvent être injectés simultanément en entrée d'un composant comme l'a prouvé une expérimentation menée avec deux canaux.

	Configuration expérimentale		
	Filtre à 16 GHz 1 canal DBL en entrée	Filtre à 31,5 GHz 1 canal DBL en entrée	Filtre à 31,5 GHz 2 canaux DBL en entrée
Longueur du cristal (mm)	30		
Pertes d'insertion *entrée signal*/sortie signal (dB)	4,5		
Rendement fibre à fibre entrée du coupleur/sortie (dB)	-29,1	-28	-36
Réjection BL sup. (dB)	24,8	39	30
Bande passante à –3 dB (GHz)	1,9		
Sensibilité à la polarisation (dB)	9		
Instabilité lorsque les faisceaux commande et signal sont corrélés	3		

Tableau IV-10 : Principales caractéristiques des filtres BLU-AALO testés.

Les principales caractéristiques du composant testé sont résumées dans le **tableau IV-10**. Lorsqu'un seul canal est injecté dans le filtre, le rendement fibre à fibre mesuré, défini comme la différence de puissance entre la bande latérale inférieure en entrée et en sortie du filtre, est de –28 dB. Lorsque le signal d'entrée comporte deux canaux, le rendement chute de 8 dB, ce qui implique que le nombre de canaux filtrés par un même dispositif devrait être limité à ce chiffre. La bande passante à –3 dB, qui a aussi été mesurée avoisine les 1,9 GHz et quel que soit le cas, la réjection de la bande latérale supérieure dépasse 18 dB.

Par ailleurs, chaque série de mesure a été confrontée à des simulations à partir du modèle développé au **chapitre III**. Ce dernier a donné de bons résultats, en particulier pour les configurations où un seul signal DBL est filtré. Dans ce cas, outre le fait que la puissance de la bande latérale inférieure diffractée soit effectivement supérieure à celle de la porteuse diffractée, l'écart entre les valeurs mesurées et les valeurs simulées optimales, constaté pour ces deux composantes, n'excède pas 0,8 dB.

Soulignons aussi le fait que, dans l'ensemble, les prédictions du modèle sont en bon accord avec d'autres mesures effectuées pour différents niveaux de puissance des signaux optiques en entrée du filtre BLU-AALO et non reportées ici.

Au **chapitre V**, le dispositif BLU-AALO sera mis en œuvre dans des expérimentations système et l'efficacité de ce filtre vis à vis des effets de la dispersion chromatique sera étudiée.

Références du chapitre IV

[IV.1] 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(8) :1410-1415, August 1997.

[IV.2] A. Nirmalathas, C. Lim, D. Novak, D. Castleford, R. Waterhouse and G. Smith, “Millimeter-wave fiber-wireless access systems incorporating wavelength division multiplexing”, *In Proc. Microwave Conference 2000, Asia Pacific*, pp. 625-629, 2000.

Chapitre V

Expérimentations système

V.1 Introduction

Après la conception, la modélisation puis le montage et la caractérisation des filtres BLU-AALO, l'étape suivante de validation de ces composants consiste à les insérer au cœur d'expérimentations de systèmes hybrides fibre-radio. En premier lieu, il s'agit de vérifier que ces filtres permettent de compenser efficacement les effets de la dispersion chromatique qui pénalisent fortement le transport radio sur fibre des classiques signaux DBL. De telles expérimentations conduites aussi bien à 16 GHz qu'à 31,5 GHz sont décrites dans ce chapitre.

Ensuite, sont traitées des expérimentations système complètes, incluant le transport sur fibre optique de signaux BLU contenant des données à un débit de 140 Mbit/s. Ce dernier est suivi d'une transmission radio à la fréquence de 16 GHz. Au cours de ces travaux deux architectures sont mises en œuvre : la première effectue le transport d'un seul canal BLU sur la fibre optique tandis que la seconde multiplexe deux canaux. L'étude de ces transmissions de données comporte l'observation des diagrammes de l'œil en réception et la mesure des taux d'erreur binaire.

V.2 Transmission radio sur fibre à 16 GHz

V.2.1 Propagation d'un signal BLU

Le montage expérimental représenté à la **figure V.1** est utilisé afin de mesurer les variations de la puissance photodétectée le long de la fibre optique après le transport d'un signal BLU issu d'un filtre BLU-AALO.

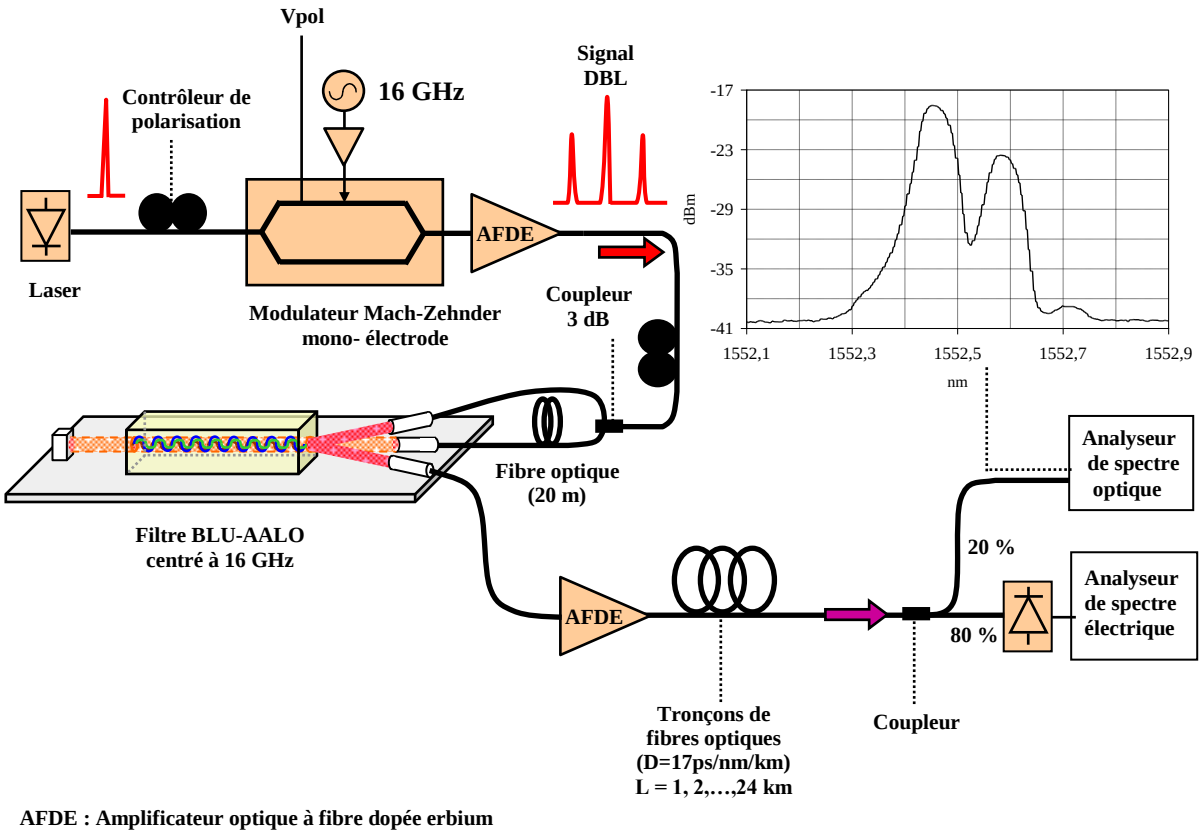


Figure V.1 : Montage expérimental de mesure de la puissance RF photodétectée en fonction de la longueur de fibre optique lorsque le signal BLU de modulation 16 GHz issu d'un filtre BLU-AALO se propage.

Un modulateur optique de type Mach Zehnder polarisé à $V_\pi/2$, commandé par un signal hyperfréquence de 19,8 dBm à 16 GHz sert à la modulation externe de la porteuse optique émise par un laser à 1552,5 nm. Le signal DBL résultant est amplifié par un AFDE puis injecté dans le coupleur optique 3 dB alimentant les entrés d'un filtre BLU-AALO centré à 16 GHz. Comme lors de la caractérisation de la réponse spectrale de ce composant, un

premier contrôleur de polarisation est inséré entre le laser et le MZM et un deuxième entre l'amplificateur optique et le filtre BLU.

La décorrélation des composantes spectrales de commande et signal est toujours assurée par 20 m de fibre supplémentaire sur l'une des entrées du dispositif.

En sortie, le signal optique BLU est amplifié par un AFDE avant d'être injecté dans des fibres optiques G652 (D = 17 ps/(nm.km)) dont la longueur varie jusqu'à 24 km par sauts de 1 km. En sortie de la fibre, un coupleur optique 80/20 % est connecté. Le bras sur lequel se trouve 80 % de la puissance alimente une photodiode rapide (40 GHz) dont la sortie est connectée à un analyseur de spectre électrique pour la mesure de la puissance RF photodétectée. D'un autre côté, la branche du coupleur optique contenant les 20 % restants du signal est dirigée vers un analyseur de spectre optique de façon à s'assurer qu'une puissance optique constante est injectée dans le photodétecteur. Ainsi, à chaque ajout d'un tronçon de fibre de 1 km, on ajuste la puissance optique en agissant sur la commande de l'AFDE en sortie du filtre BLU-AALO de manière à compenser les pertes liées aux connecteurs et à l'atténuation dans la fibre.

V.2.2 Propagation d'un signal DBL

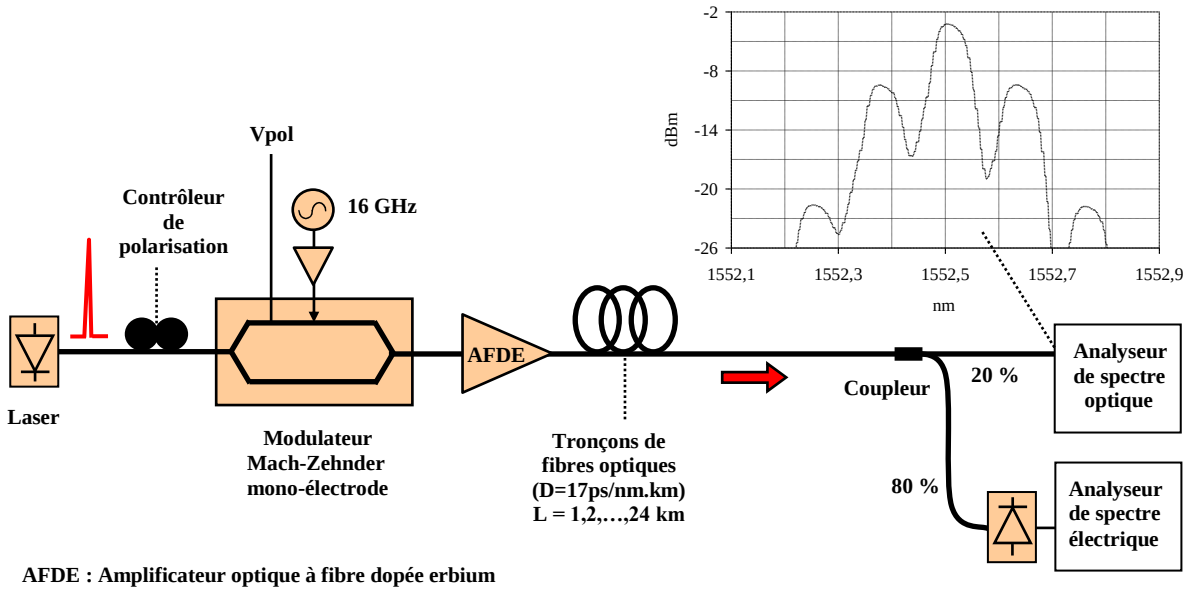


Figure V.2 : Montage expérimental de mesure de la puissance RF photodétectée en fonction de la longueur de fibre optique lorsqu'un signal DBL de modulation 16 GHz se propage.

Un second montage expérimental (**figure V.2**) dont l'architecture est voisine de celle que nous venons de décrire, a aussi été utilisé, mais afin, cette fois de mesurer la puissance RF photodétectée le long de la fibre optique dispersive G652 lorsque un signal DBL de fréquence de modulation 16 GHz se propage. Naturellement, le filtre BLU-AALO et son contrôleur de polarisation ne sont plus insérés dans le montage, ni le second AFDE.

V.2.3 Résultats des mesures

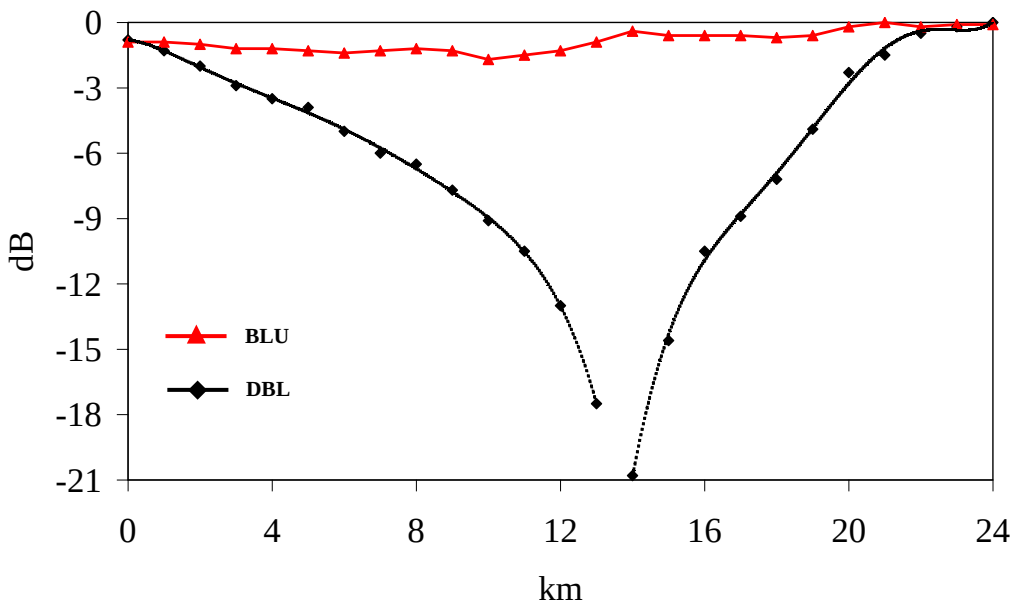


Figure V.3 : Puissances RF normalisées photodétectées en fonction de la longueur de fibre optique pour un signal DBL de modulation 16 GHz et pour un signal BLU de modulation 16 GHz, obtenu à partir d'un filtre BLU-AALO.

La figure V.3 illustre les puissance RF photodétectées en fonction de la longueur de fibre optique correspondant respectivement au signal BLU et au signal DBL.

Comme attendu, pour le signal DBL à 16 GHz les effets de la dispersion chromatique se manifestent par un évanouissement du signal dont le maximum se situe à 14 km avec une pénalité mesurée supérieure à 20 dB. Ces observations sont en accord avec la théorie qui, à cette fréquence, prédit une période de 28,7 km entre les évanouissements **(I-27)**.

Quant à la propagation du signal BLU, elle se traduit par une puissance photodétectée quasi-constante puisque l'amplitude de la fluctuation observée n'excède pas 1 dB. Une telle

performance s'explique par la forte réjection de la bande latérale supérieure (21 dB) (**figure V.1**).

Ces résultats constituent une première validation de la compensation des effets de la dispersion chromatique dans les systèmes à transmission radio sur fibre au moyen d'un filtre BLU-AALO.

V.3 Transmission radio sur fibre à 31,5 GHz

V.3.1 Propagation d'un signal BLU

La puissance RF photodétectée en fonction de la longueur de fibre pour un signal optique BLU de modulation 31,5 GHz a été mesurée au moyen du montage expérimental schématisé à la **figure V.4**.

La longueur d'onde de la porteuse optique générée par un laser DBR est accordée de façon à coïncider avec la zone de fonctionnement d'un MEA à multi-puits quantiques. Ce dernier n'étant pas fibré, le couplage optique dans sa zone active est réalisé à l'aide de micro-positionneurs (**figure A.2.1 annexe II**). Il est d'autre part commandé électriquement par un signal de fréquence 31,5 GHz et de puissance 13 dBm. En sortie du MEA, un AFDE amplifie le signal DBL afin de compenser les pertes d'insertion dans le modulateur (15,8 dB) et de fournir un signal de pompe suffisant au filtre BLU-AALO centré à 31,5 GHz dont il alimente les deux entrées via un coupleur 3 dB. En entrée de ce dernier, la polarisation du signal optique est optimisée grâce à un contrôleur de polarisation. La décorrellation des composantes du *faisceau signal* d'entrée et de celles du *faisceau de commande* se fait par l'intermédiaire du tronçon de fibre de 20 m ajouté en *entrée de commande* du filtre[1]. Après amplification par un second AFDE, le signal BLU à la sortie du filtre est transmis le long de fibres optiques d'une longueur allant jusqu'à 24 km par sauts de 1 km. A l'extrémité de la fibre, 80 % de la

[1] Afin de simplifier la description des expérimentations, par la suite nous désignerons par ***dispositif BLU-AALO*** l'ensemble regroupant un ***filtre BLU-AALO*** son ***contrôleur de polarisation***, son **coupleur** 3 dB et les **20 m de fibre**.

puissance du signal est injectée dans un photorécepteur rapide (40 GHz) et la puissance RF photodétectée est mesurée à l'analyseur de spectre électrique. Les 20 % restants du signal BLU servent au contrôle de la puissance par l'intermédiaire d'un analyseur de spectre optique. On assure une puissance constante en ajustant l'amplification optique pour chaque longueur de fibre.

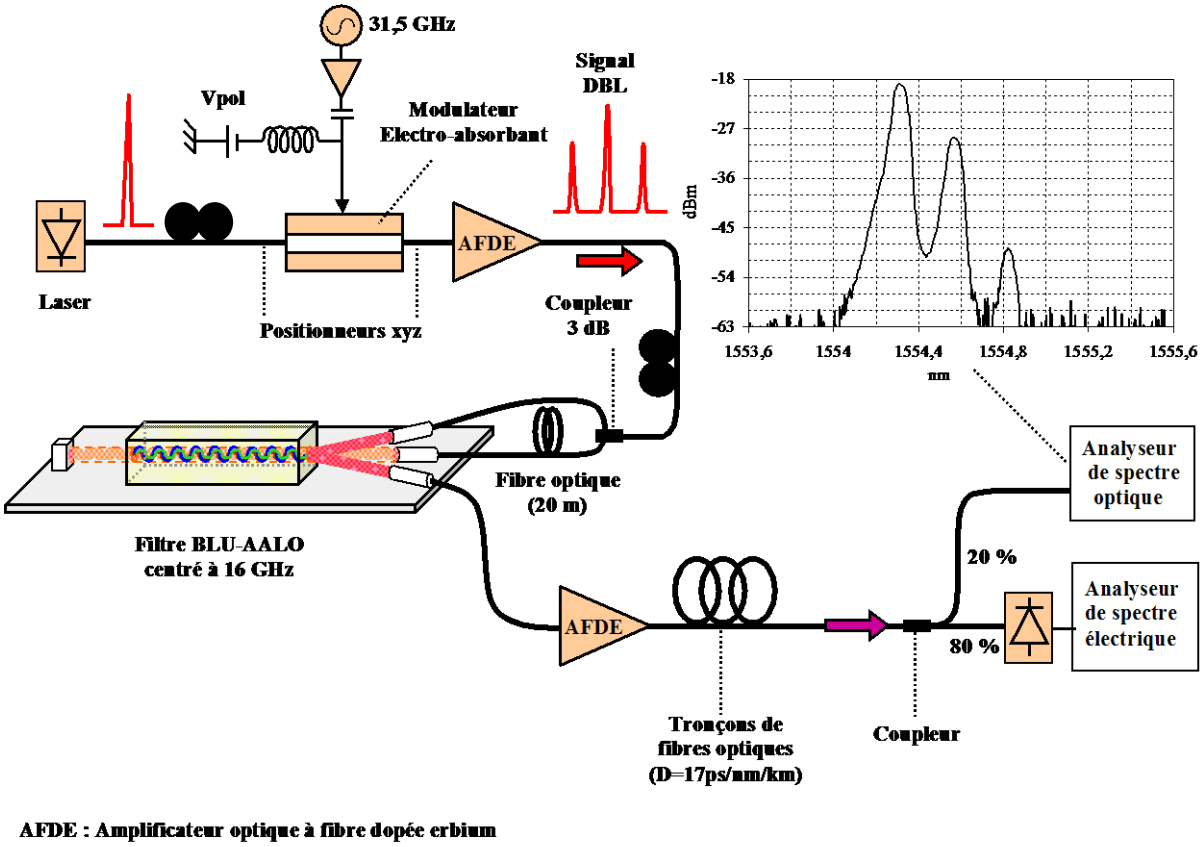


Figure V.4 : Montage expérimental de mesure de la puissance RF photodétectée en fonction de la longueur de fibre optique, lorsque le signal BLU de modulation 31,5 GHz issu d'un filtre BLU-AALO se propage.

V.3.2 Propagation d'un signal DBL

La **figure V.5** illustre le montage expérimental utilisé pour mesurer la puissance RF photodétectée en fonction de la longueur de fibre lorsque se propage un spectre DBL de modulation 31,5GHz. Par rapport à l'expérimentation précédente, le dispositif BLU-AALO et l'AFDE ont été retirés.

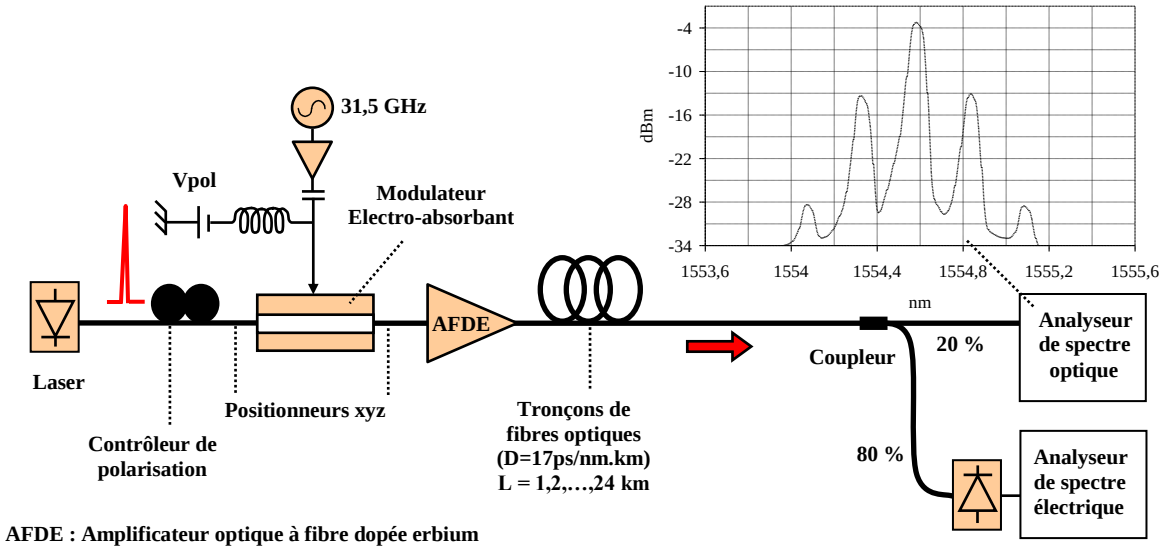


Figure V.5 : Montage expérimental de mesure de la puissance RF photodétectée en fonction de la longueur de fibre optique lorsqu'un signal DBL de modulation 31,5 GHz se propage.

V.3.3 Résultats des mesures

De nouveau, lorsque le signal BLU se propage, la puissance photodétectée est quasi constante le long de la fibre optique (**figure V.6**). La légère ondulation observée, vraisemblablement imputable au résidu de bande latérale inférieure en sortie du filtre BLU-AALO, demeure inférieure à 0,8 dB. Ces bons résultats, obtenus grâce à une réjection de la bande latérale supérieure proche de 29 dB (**figure V.4**) confirment l'efficacité des filtres BLU-AALO face aux effets de la dispersion chromatique sur les transmissions hybrides fibre-radio.

Par opposition, les mesures effectuées avec le signal DBL de modulation 31,5 GHz donnent lieu aux évanouissements récurrents habituels de la puissance RF lors de la photodétection. La période du phénomène est en accord avec les prévisions théoriques puisqu'elle est de 7,5 km, contre 7,6 km en théorie. Remarquons que le premier maximum de transmission ne se situe pas à 0 km ce qui est imputable au chirp du MEA. Ceci souligne la nécessité de compenser les effets de la dispersion chromatique dans les systèmes HFR. En effet contrairement à la période des minima qui est connue en fonction de la fréquence radio,

l'emplacement des minima varie en fonction des caractéristiques des modulateurs utilisés dans le système.

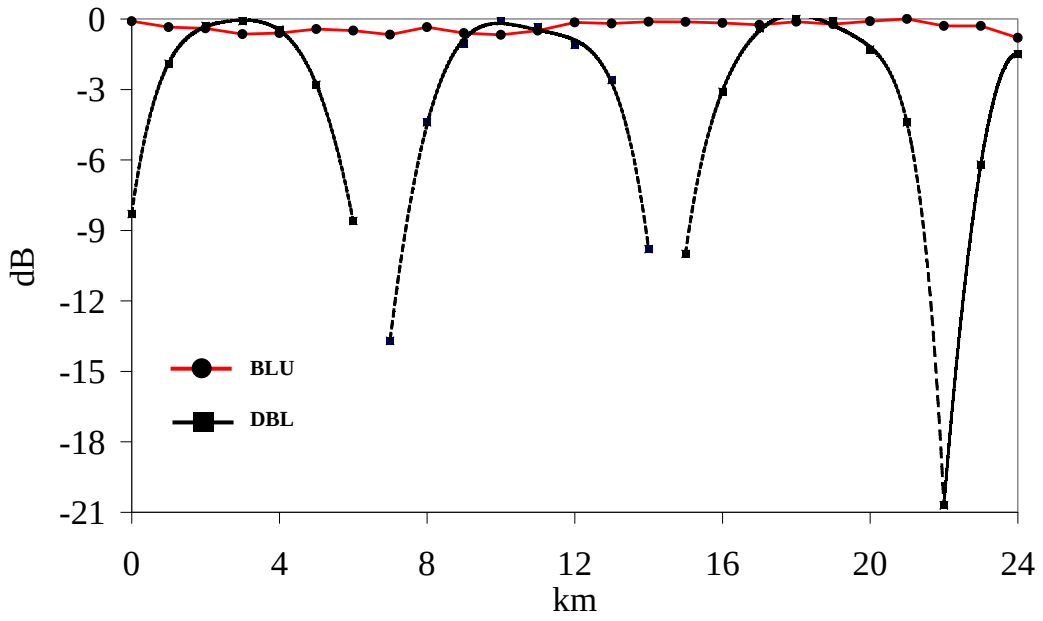


Figure V.6 : Puissances RF normalisées photodétectées en fonction de la longueur de fibre optique pour un signal DBL de modulation 16 GHz et pour un signal BLU de modulation 16 GHz, obtenu à partir d'un filtre BLU-AALO.

V.4 Transmission BLU hybride fibre-radio sur porteuse RF à 16 GHz

V.4.1 Introduction

a) Transmission de données sur fréquence porteuse

Contrairement aux transmissions système que nous allons maintenant présenter, jusqu'à présent, les signaux optiques employés au cours des diverses expérimentations menées sur les filtres BLU-AALO ne contenaient pas d'information à transmettre. Les signaux optiques consistaient en une porteuse de fréquence 1,93 THz (1,55 µm) modulée en amplitude par une porteuse radio. Le spectre ainsi obtenu comportait trois composantes (signaux DBL) dont l'une était supprimée par le filtre BLU-AALO donnant un spectre BLU. Après photodétection

du signal optique le spectre n'est plus composé que de la porteuse hyperfréquence destinée à la transmission radio.

En principe, pour accomplir une transmission de données par radio, il faut moduler la porteuse radio par un signal utile. La modulation peut consister à faire varier, soit l' amplitude, soit la phase, soit la fréquence voire la polarisation de l'onde en fonction de l'information à transmettre **[V.1]**.

Quant à l'information, elle consiste en éléments binaires souvent regroupés en mots de n éléments binaires. Le nombre de mots possibles étant $M = 2^n$, le nombre d'états possibles du signal utile doit lui aussi être égal à M. Nous n'allons ici décrire que l'unique format de modulation et le procédé, que, pour des raisons techniques, nous avons employés.

b) Choix du format de modulation MDP2

Parce qu'il est possible de la réaliser en utilisant seulement un mélangeur comme modulateur, nous avons choisi le format de modulation de phase à deux états (MDP2) pour les expérimentations système avec transmission de données.

Le format de modulation de phase MDP-M (où M est le nombre d'états codés) consiste à faire varier la phase $\Phi(t)$ d'une onde u(t) suivant M états possibles de cette phase. L'onde ainsi modulée peut s'exprimer sous la forme:

$$u(t) = A\cos\left(2\pi f_0 t + \Phi(t)\right) \quad \textbf{(V-1)} \qquad \text{avec} \qquad \Phi(t) = \sum_k \Phi_k \chi(t-kT) \quad \textbf{(V-2)}$$

où $\chi(t\text{-}kT)$ est une fonction porte d'amplitude ± 1

u(t) s'exprime aussi sous la forme: $$u(t) = A\sum_k \chi(t-kT)\cos\left(2\pi f_0 t + \Phi_k\right) \quad \textbf{(V-3)}$$

Φ_k qui représente la valeur de la phase de l'onde sur l'intervalle de temps [kT, (k+1)T[, peut prendre les M valeurs suivantes:

$$\Phi_k = \theta_0 + (2m+1)\frac{\pi}{M}, \quad 0 \le m \le M-1 \qquad \textbf{(V-4)}$$

Le signal modulé MDP-M **(V-3)** peut aussi s'écrire **(V-5)** comme la somme de deux porteuses en quadrature ($\cos 2\pi f_0 t$ et $\sin \pi f_0 t$) modulées en amplitude:

$$u(t) = A\sum_k \left[\cos\Phi_k \cos 2\pi f_0 - \sin\Phi_k \sin 2\pi f_0 t\right]\chi(t-kT) \qquad \textbf{(V-5)}$$

On voit que le cas particulier qui nous intéresse, celui d'une modulation MDP2, est équivalent à une modulation d'amplitude puisque (en prenant $\theta_0 = -\pi / 2$), respectivement pour m = 0 et m = 1, nous avons:

$$u(t) = A\sum_k \cos 2\pi f_0 \ \chi(t-kT) \quad \textbf{(V-6)} \qquad\qquad u(t) = A\sum_k -\cos 2\pi f_0 \ \chi(t-kT) \quad \textbf{(V-7)}$$

La modulation MDP2 d'une porteuse revient donc à la multiplier soit par le niveau logique +1 soit par -1.

Pour cette raison, alors que d'autres formats de modulation réclament l'usage d'un modulateur incluant plusieurs mélangeurs, la modulation MDP2 peut quant à elle être réalisée au moyen du montage illustré à la **figure V.7** à partir d'un seul mélangeur utilisé comme modulateur. Un générateur de séquences pseudo aléatoires délivre un signal NRZ (non return to zero) dont on élimine la composante continue, ce qui nous permet d'obtenir des signaux +1 et –1. Tandis que le signal à la fréquence porteuse est injecté avec un faible niveau de puissance sur l'accès OL du mélangeur, le signal NRZ est quant à lui injecté dans l'entrée FI avec un fort niveau de puissance, de façon à permettre la modulation en faisant fonctionner le

mélangeur dans sa zone non linéaire. Le signal en sortie RF du composant, centré à la fréquence de l'OL est ainsi modulé en phase par les données.

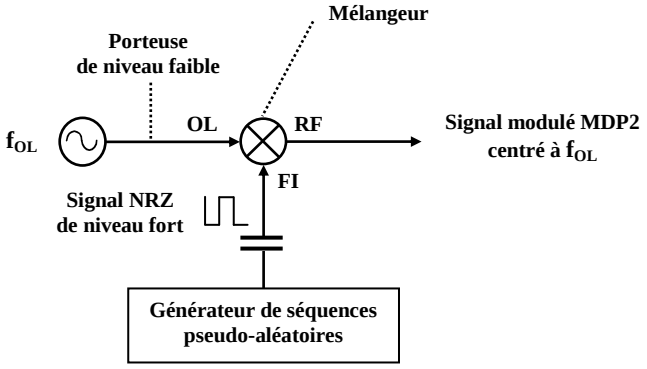


Figure V.7 : Schéma de réalisation de la modulation MDP2.

c) Choix de la fréquence porteuse RF

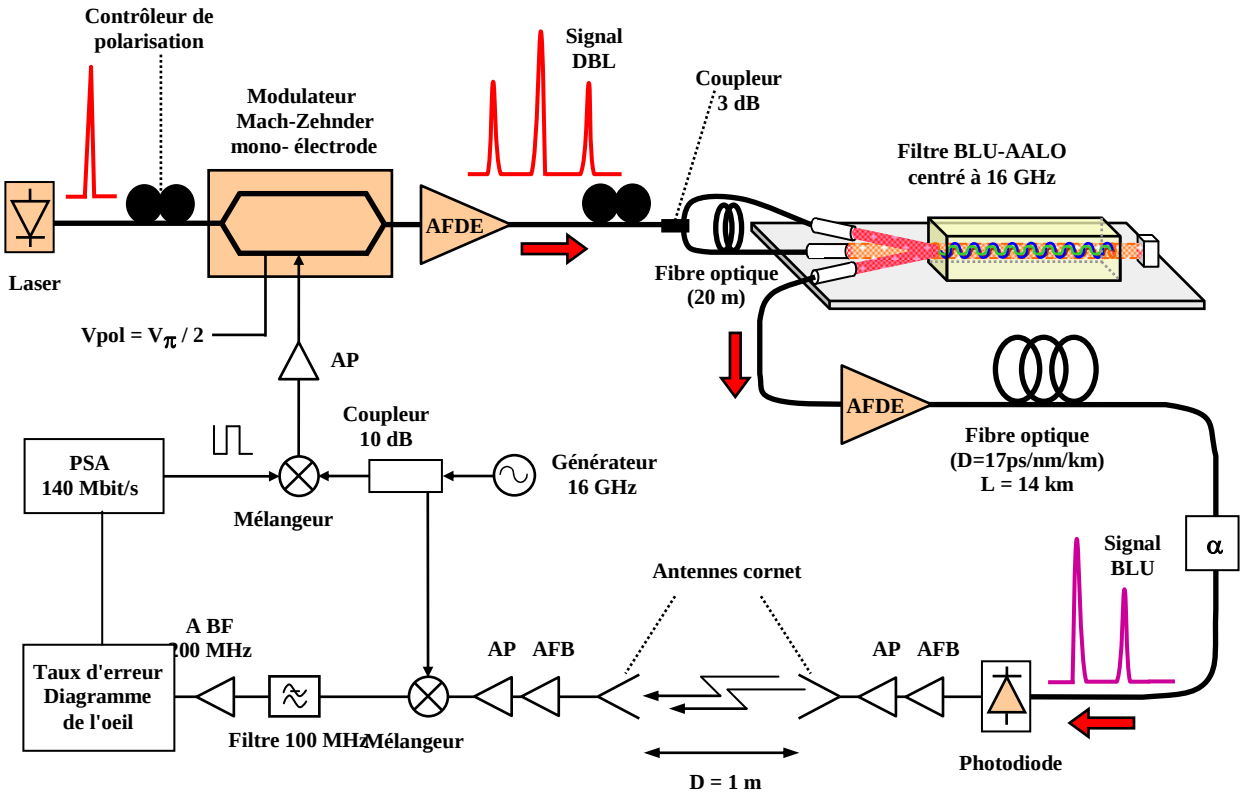
Ce sont les équipements hyperfréquence disponibles au laboratoire (amplificateurs, mélangeurs antennes etc.) qui ont dicté le choix de la fréquence 16 GHz comme porteuse radio pour les transmissions de données hybrides fibre-radio que nous avons mises en place.

V.4.2 Montage expérimental

a) Description de l'expérimentation système

En ce qui concerne la génération du signal optique BLU à partir d'un filtre BLU-AALO centré à 16 GHz, la transmission de données HFR (**figure V.8**) reprend le principe du montage utilisé précédemment pour le transport radio sur fibre (**§ V.2**). Cependant cette fois, la porteuse radio (16 GHz), fournie par un générateur, est modulée en phase conformément au procédé que nous venons de décrire (**§ V.4.1(b)**) et la puissance appliquée au MZM est de 19,8 dBm. Les données sont émises par le générateur de séquences pseudo-aléatoires (PSA) sous forme d'un signal NRZ avec un débit de 140 Mbit /s.

Le signal optique amplifié par l'AFDE en sortie du dispositif BLU-AALO parcourt 14 km de fibre optique avant d'être photodétecté. La puissance optique devant le photodétecteur rapide est fixée à 1,4 dBm par ajustement du gain de l'AFDE. Deux étages d'un gain total de 34 dB amplifient ensuite le signal RF qui est alors rayonné par une antenne cornet. Après un bond radio de 1 m, le signal en sortie de l'antenne de réception est à son tour amplifié par deux étages d'un gain total de 16,3 dB avant d'être dirigé vers l'entrée RF d'un mélangeur. La conversion descendante est alors effectuée par application sur l'accès OL du mélangeur de réception, d'un signal à 16 GHz d'une puissance de -3 dBm, provenant du générateur utilisé en émission. Après filtrage à l'aide d'un filtre passe bas (0-100 MHz), le signal en bande de base est amplifié et finalement le diagramme de l'œil est observé à l'oscilloscope. Une mesure du taux d'erreur en réception est aussi effectuée au moyen de l'appareil de test associé au générateur de séquences PSA.



AP : Amplificateur de puissance
ABF : Amplificateur en bande de base
PSA : Générateur de séquences pseudo-aléatoires
AFB : Amplificateur faible bruit
AFDE : Amplificateur optique à fibre dopée erbium
α : Atténuateur optique variable

Figure V.8 : Montage expérimental du système HFR de transmission de données à 140 Mbit/s portées par une onde à 16 GHz et incorporant un filtre BLU-AALO.

Parallèlement à l'expérimentation de la **figure V.8**, des mesures des spectres optiques (**figure V.9**) et électriques ont aussi été effectuées à l'analyseur de spectre optique ou électrique, en différents points de la transmission.

b) Bilan des puissances

Composant	Gains (dB)	Pertes (dB)	P_{opt} (dBm)	P_{elec} (dBm)
Laser			3,4	
MZM		9,1	-5,7	
AFDE 1	17,0		11,3	
Filtre BLU-AALO		31,3	-20,0	
AFDE 2	26,0		6,0	
Fibre optique (14 km)		4,6	1,4	
Photodiode				-27,7
Ampli RF 2 étages	34,0			6,3
Antenne d'émission	15,8			22,1
Canal de propagation (1m)		52,9		-30,8
Antenne de réception	15,8			-15,0
Ampli 2 étages	16,3			1,3
Mélangeur		9,9		-8,6
Ampli BF	20			11,4
Filtre passe bas (0-100 MZ)		0,2		11,2

Tableau V-1 : Bilan des puissances de la chaîne HFR de transmission de données à 140 Mbit/s portés par une onde à 16 GHz et incorporant un filtre BLU-AALO.

Le **tableau V-1** donne le bilan des puissances de la chaîne de transmission HFR.

Nous pouvons constater que les pertes du canal de propagation sont très proches de la valeur théorique de l'atténuation en espace libre qui est ici de 56,2 dB. Cette dernière est calculée en fonction de la longueur d du bond radio et de la longueur d'onde λ de la porteuse radio par la relation :

$$A = 10\mathrm{Log}\left(\frac{4\pi\pi}{\lambda}\right)^2 \qquad \textbf{(V-8)}$$

c) Spectres optiques

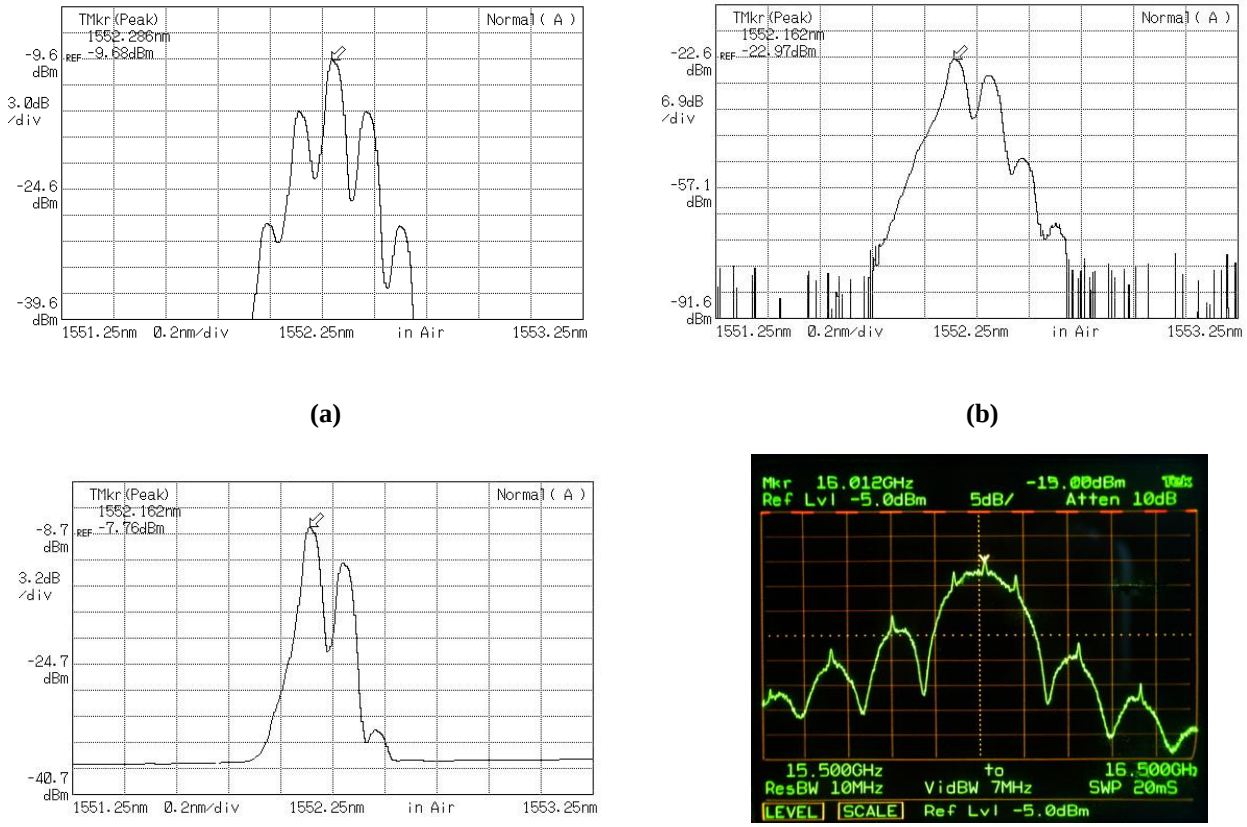
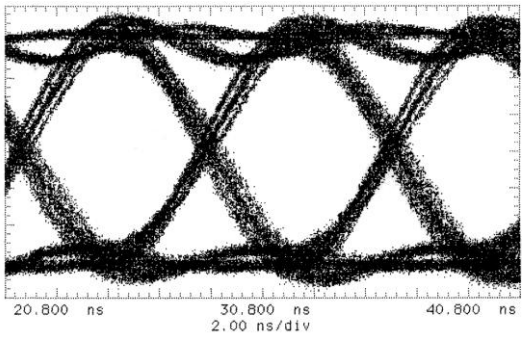


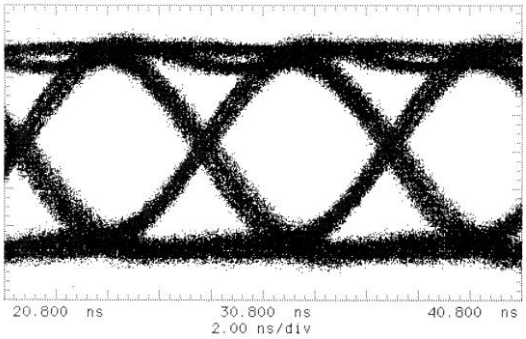
Figure V.9 : Spectres optiques (a) en sortie du MZM, (b) en sortie du filtre BLU-AALO, (c) devant le photodétecteur. (d) Spectre RF mesuré en réception.

La **figure V.9** donne les spectres optiques en plusieurs points de la chaîne de transmission. La polarisation de la lumière sur le MZM et sur le filtre BLU-AALO sont optimisées de façon à maximiser la puissance transmise par ces composants.

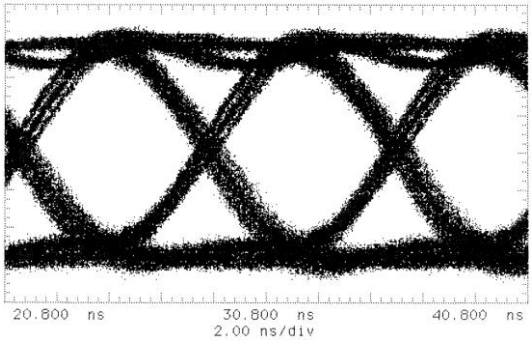
V.4.3 Etude des diagrammes de l'oeil



0 km



9 km



14 km

Figure V.10 : Diagramme observé après transmission HFR de données à 140 Mbit/s, pour différentes longueurs de la liaison optique transportant le signal BLU suivie du bond radio de 1 m.

La large ouverture des diagrammes de l'œil en réception (**figure V.10**) atteste que la transmission de données est de bonne qualité. Si l'on se réfère aux mesures réalisées avec une liaison optique de 14 km et un bond radio de 1 m, pour constater la fermeture du diagramme de l'œil, la puissance optique devant le photorécepteur doit être atténuée d'environ 10 dB par rapport aux 1,4 dB initiaux.

D'un autre côté, l'épaisseur relative des niveaux hauts et bas du diagramme indique que la liaison est bruitée. En effet, l'expérimentation, qui a été mise en œuvre avec les équipements déjà disponibles au laboratoire, ne comprend pas, faute de composants

appropriés, de filtres en certains points critiques du système, en particulier en sortie des amplificateurs optiques et hyperfréquences.

Une optimisation des composants notamment des amplificateurs RF et l'usage de filtres devrait diminuer le bruit en réception.

V.4.4 Mesure du taux d'erreur

Par le biais d'un atténuateur placé devant le photorécepteur, nous faisons varier la puissance optique arrivant sur la station de base tout en mesurant le taux d'erreur binaire en réception.

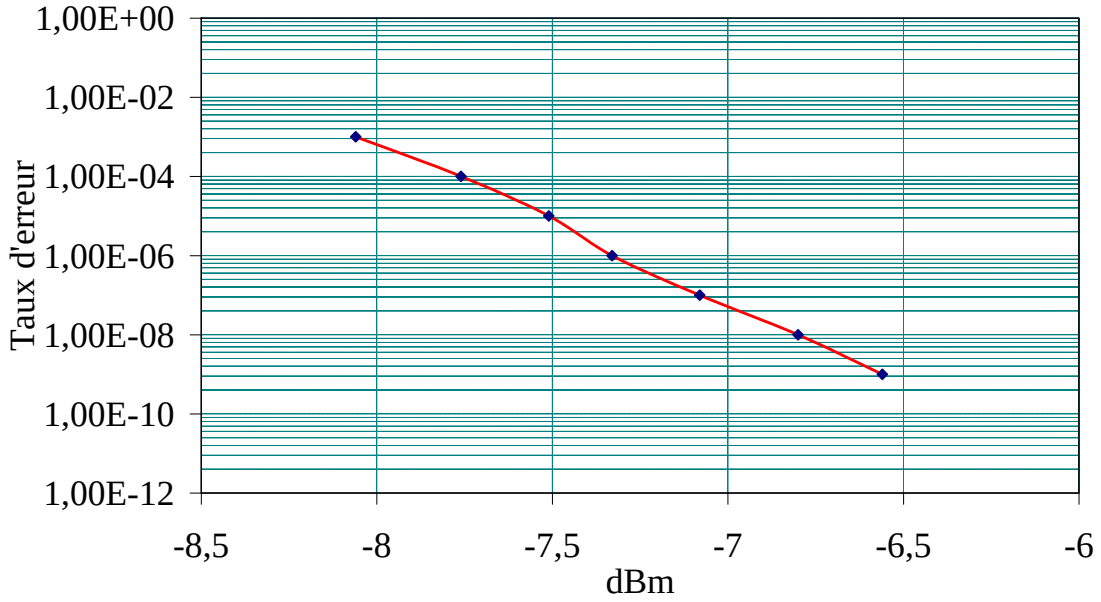


Figure V.11 : Taux d'erreur binaire en fonction de la puissance optique devant le photodétecteur pour une liaison optique de 14 km et un bond radio de 1 m.

Le seuil de détection pour un taux d'erreur de 19^{-9} est de –6,5 dBm. Notons que pour le diagrammes de l'œil mesuré après 14 km (**figure IV.10**) la puissance optique devant le photorécepteur était de 1,4 dBm soit 8 dB au dessus de ce seuil.

V.5 Transmission hybride fibre radio de deux canaux WDM BLU de porteuse RF à 16 GHz

V.5.1 Introduction

Après la liaison qui vient d'être décrite et suite à l'expérience menée lors de la caractérisation (**§ IV.5**), nous avons aussi voulu tester le filtre BLU-AALO dans une configuration de multiplexage en longueur d'onde. Pour les raisons déjà évoquées aux paragraphes **V.4.1(c)**, la fréquence de la porteuse radio reste de 16 GHz et le format de modulation MDP2 est de nouveau utilisé.

V.5.2 Montage expérimental

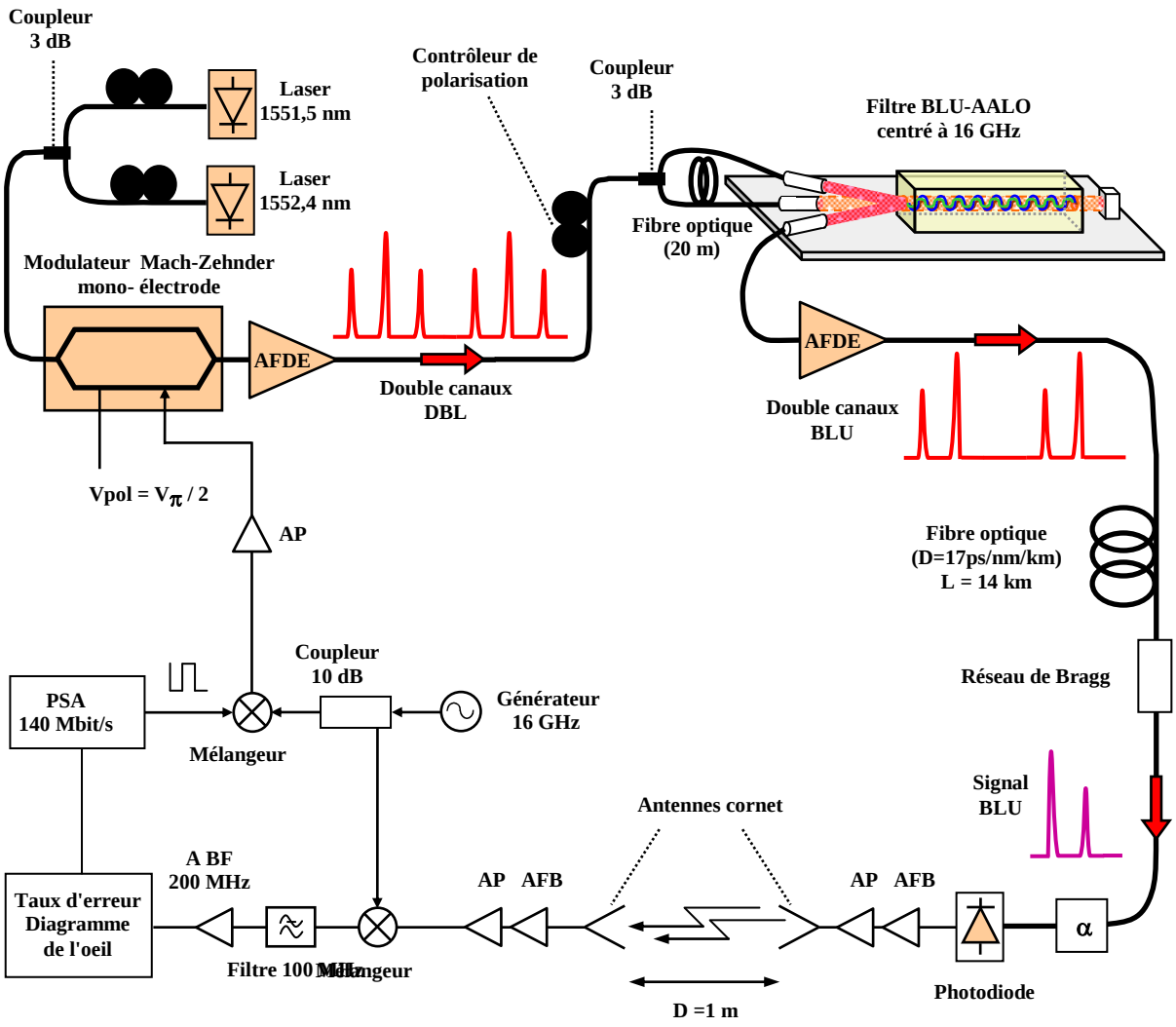
a) Description de l'expérimentation système

Deux porteuses optiques espacées de 0,9 nm, de longueurs d'ondes respectivement égales à 1551,5 nm et 1552,4 nm, alimentent le même modulateur Mach-Zehnder par le biais d'un coupleur 3 dB. Deux contrôleurs de polarisation placés sur les bras du coupleur assurent la sélection du mode TE de chaque porteuse. La porteuse radio à 16 GHz qui commande le MZM subit une modulation de phase à deux états par les données générées au débit de 140 Mbit/s (**§ V.4.1(b)**). La puissance RF sur le modulateur est de 19,8 dBm.

Les deux canaux DBL multiplexés en longueur d'onde ainsi générés, sont amplifiés par un AFDE puis filtrés par le dispositif BLU-AALO centré à 16 GHz. En sortie du filtre, un second AFDE amplifie le signal qui est désormais composé de deux canaux BLU multiplexés en longueur d'onde. Ce signal est alors transmis par fibre optique sur une distance de 14 km après laquelle un filtre de Bragg, jouant le rôle de multiplexeur à extraction, élimine le canal à 1551,5 nm et extrait celui à 1552,4 nm. Le signal BLU restant est transmis à la station de base constituée d'un photodétecteur rapide (40 GHz), de deux étages d'amplification et de l'antenne cornet d'émission.

Le bond radio effectué est de 1 m. Après une double amplification, le signal RF reçu subit une conversion descendante par mélange avec un signal d'OL à 16 GHz prélevé sur le générateur utilisé en émission.

Enfin, après que le signal en bande de base ait été filtré et amplifié, le diagramme de l'œil en réception est relevé à l'oscilloscope.



AP : Amplificateur de puissance
ABF : Amplificateur en bande de base
PSA : Générateur de séquences pseudo-aléatoires
AFB : Amplificateur faible bruit
AFDE : Amplificateur optique à fibre dopée erbium
α : Atténuateur optique variable

Figure V.12 : Montage expérimental du système HFR à deux canaux WDM accomplissant la transmission de données à 140 Mbit/s portées par une onde à 16 GHz et incorporant un filtre BLU-AALO.

Lors de l'expérimentation, les spectres optiques et RF des signaux ont aussi été mesurés à l'analyseur de spectre optique et électrique aux différents points de la chaîne de transmission.

b) Bilan des puissances

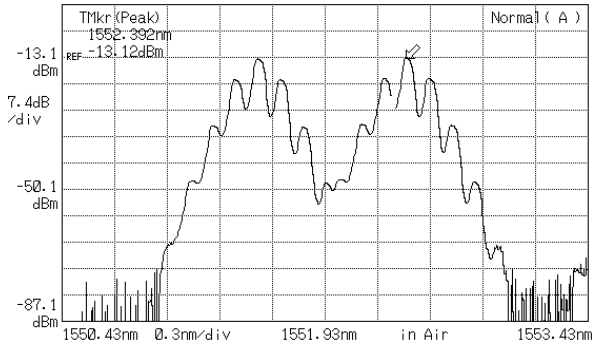
Les valeurs des puissances, pertes et gains optiques et électriques de la chaîne HFR à deux canaux WDM BLU sont données par le **tableau V.2**

Composant	Gains (dB)	Pertes (dB)	P_{opt} (dBm)	P_{elec} (dBm)
Laser			2,4	
MZM		9,1	-6,7	
AFDE 1	17,0		10,3	
Filtre BLU-AALO		35,3	-25,0	
AFDE 2	33,3		8,3	
Fibre optique (14 km)		4,6	3,7	
Filtre d'extraction		2,3	1,4	
Photodiode			-34,3	
Ampli RF 2 étages	34,0			-0,3
Antenne d'émission	15,8			15,5
Canal de propagation (1m)		53,8		-38,3
Antenne de réception	15,8			-22,5
Ampli 2 étages	16,3			-6,2
Mélangeur		12,3		-18,5
Ampli BF	20			1,5
Filtre passe bas (0-100 MZ)		0,2		1,3

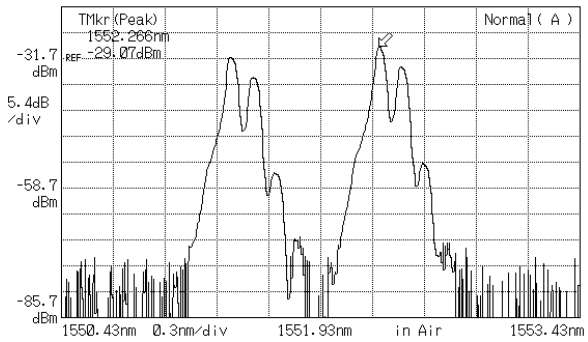
Tableau V-2: Bilan des puissances de la chaîne HFR à deux canaux WDM accomplissant la transmission de données à 140 Mbit/s portés par une onde à 16 GHz et incorporant un filtre BLU-AALO

Comme le laissaient prévoir la caractérisation et la modélisation (**§ IV.5.1**), le bilan des puissances fait apparaître une chute sensible du rendement du filtre BLU-AALO en comparaison de la transmission d'un seul canal BLU (**§ V.4**). En effet, d'après **tableaux V-1** et **V-2**, les pertes dans le composant passent de 31,3 à 35,3 dB.

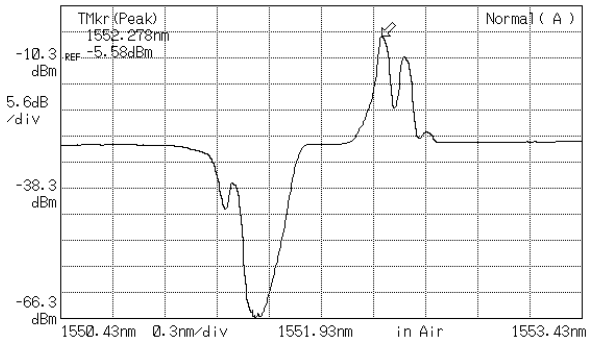
c) Spectres optiques



(a)



(b)



(c)

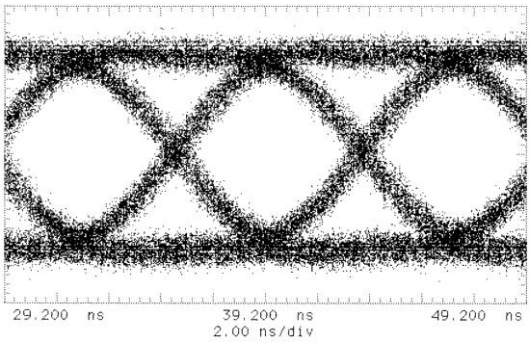
Figure V.13 : Spectres optiques (a) en sortie du MZM, (b) en sortie du filtre BLU-AALO, (c) devant le photodétecteur.

La **figure V.13** donne les spectres optiques en plusieurs points de la chaîne de transmission. La polarisation de la lumière sur le MZM et sur le filtre BLU-AALO sont optimisées de façon à maximiser la puissance transmise par ces composants.

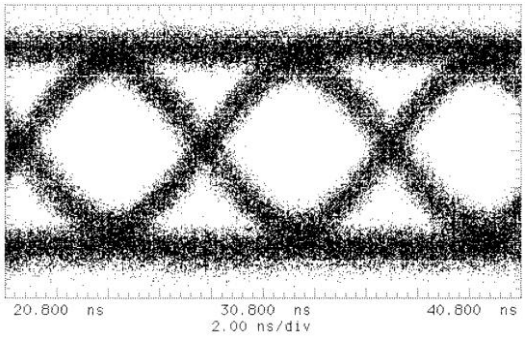
V.5.3 Etude des diagrammes de l'œil

D'après le diagramme de l'œil en réception (**figure V.14**) qui présente une large ouverture, nous pouvons conclure que la transmission des données est de bonne qualité.

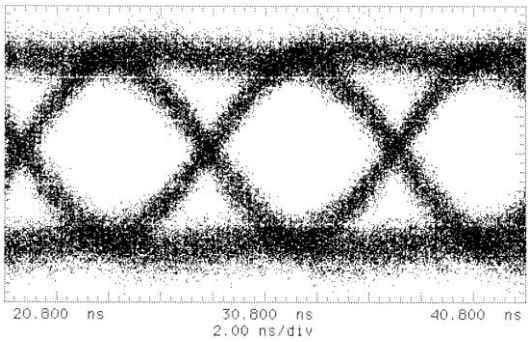
Si, comme en témoigne l'épaisseur accrue des niveaux hauts et bas du diagramme de l'œil par rapport à la précédente transmission HFR (**figure V.10**), le bruit est cette fois plus important, ceci s'explique en partie par chute du rendement du filtre BLU-AALO que nous avons déjà soulignée (**V.5.2(b)**). Dès lors, l'amplification optique de signaux plus faibles implique la génération de bruit supplémentaire.



0 km



9 km



14 km

Figure V.14 : Diagramme observé après transmission HFR de données à 140 Mbit/s, pour différentes longueurs de la liaison optique transportant les deux canaux BLU suivie du bond radio de 1 m.

V.5.4 Mesure de taux d'erreur

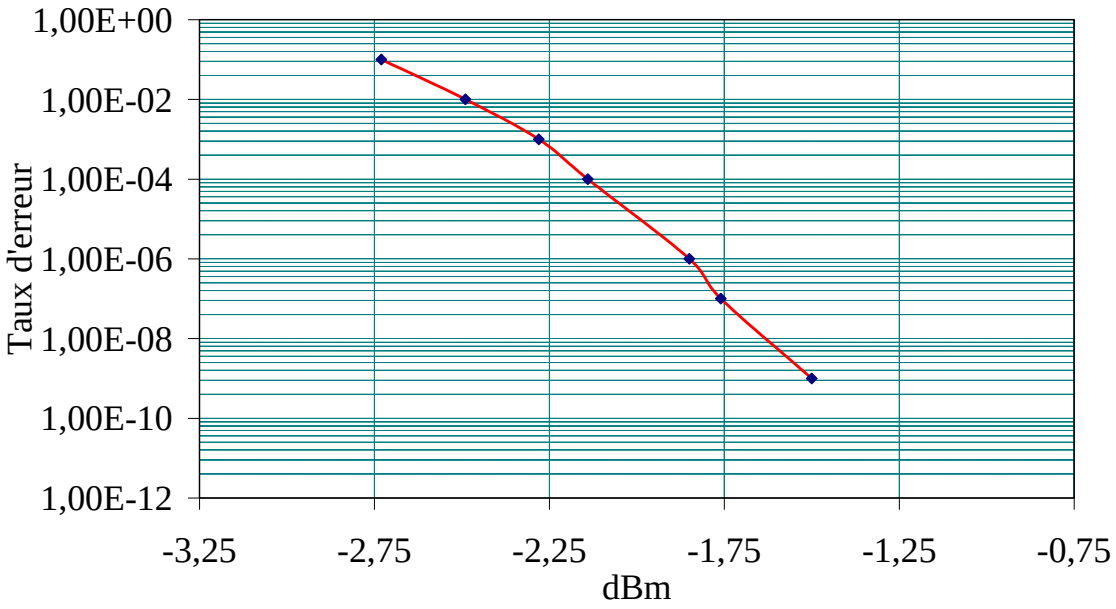


Figure V.15 : Taux d'erreur binaire en fonction de la puissance optique devant le photodétecteur.

Pour la nouvelle mesure de taux d'erreur, le seuil de détection pour un taux d'erreur de 10^{-9} est maintenant de -1,5 dBm ce qui représente une chute de 5 dB de la sensibilité par rapport à l'expérimentation ne comportant qu'un canal BLU.

Puisque que pour le diagramme de l'œil mesuré après 14 km (**figure IV.14**) nous avons à nouveau fixé la puissance optique devant le photorécepteur à 1,4 dBm, l'écart entre cette valeur et seuil de détection est désormais de 3 dB (contre 8 précédemment).

V.6 Conclusion

Les premières transmissions radio sur fibre rapportées au cours de ce chapitre, conduites respectivement à 16 GHz puis à 31,5 GHz ont démontré la compensation des effets de la dispersion chromatique au moyen de filtres BLU-AALO. En effet, aucun évanouissement du signal photodétecté n'est constaté lors de la propagation d'un signal BLU sur une distance de 24 km.

Deux expérimentations HFR, dont les signaux optiques étaient traités par un filtre BLU-AALO, ont ensuite été présentées. Pour la première, un seul canal BLU était transporté sur la fibre optique alors que pour la seconde deux canaux BLU étaient multiplexés en longueur d'onde. Chacun des deux systèmes a mené à bien la transmission de données à un débit de 140 Mbit/s. L'observation des diagrammes de l'œil permet de conclure à des transmissions de bonne qualité. Parallèlement des mesures des taux d'erreurs binaires en fonction de la puissance optique devant la photodiode de la station de base ont été menées.

Ainsi, en dépit du faible rendement des filtres BLU-AALO ceux-ci permettent des liaisons HFR affranchies des effets néfastes de la dispersion chromatique. De plus, si le débit était ici de 140 Mbit/s, les filtres BLU-AALO qui sont dotés d'une bande passante de l'ordre de 1,5 GHz, offrent un potentiel bien plus élevé.

Références du chapitre V

[V.1] M. Joindot et A. Glavieux, "Introduction aux communications numériques". Support de cours de l'ENST Bretagne, 1994.

Conclusion générale

Les filtres optiques à bande latérale unique auto-accordables en longueur d'onde (BLU-AALO) constituent un nouveau moyen de compenser les effets de la dispersion chromatique dans les systèmes nécessitant le transport radio sur fibre.

Les travaux de recherche que nous avons présentés recouvrent l'étude de ces filtres depuis leur élaboration et leur modélisation jusqu'à leur validation dans des expérimentations système hybrides fibre-radio.

Un faisceau optique de commande à la longueur d'onde 1,55 µm peut générer par illumination contra-directionnelle un miroir de Bragg dynamique dans un barreau photoréfractif de phosphure d'indium dopé au fer (InP:Fe). Le miroir ainsi généré diffracte un signal dont la longueur d'onde est proche de la longueur d'onde de *commande*.

C'est sur cette base que nous avons conçu les filtres BLU-AALO. Le signal d'entrée de ces composants présente un spectre à double bande latérale (DBL) provenant d'une porteuse optique modulée à une fréquence radio. Ce signal est partagé en deux faisceaux d'égales puissances sur les deux accès (*signal* et *commande*) du filtre. Chacune des trois composantes du spectre de la *commande* génère un réseau de Bragg dont seulement deux sont utiles. Lorsque l'angle d'injection des faisceaux d'entrée est correctement ajusté, les réseaux utiles diffractent deux des composantes du *signal* fournissant le spectre BLU désiré. Si l'angle d'injection détermine la fréquence centrale de fonctionnement du filtre BLU-AALO, ce composant dont les réseaux sont dynamiques fonctionne quelle que soit la longueur d'onde du signal à filtrer, dans la mesure où celle-ci se situe dans la fenêtre de transmission autour de 1,55 µm.

Une fois ce concept posé, nous avons développé un modèle des filtres BLU-AALO et des composants ont été montés puis caractérisés ce qui a permis de vérifier le principe énoncé.

En outre, nous avons validé le modèle par confrontation avec les résultats de la caractérisation et les spectres BLU obtenus sont conformes au calcul théorique.

Dès lors, la vérification de la compensation des effets de la dispersion chromatique fut la première étape des expérimentations système. Ceci fut fait aussi bien dans le domaine des ondes centimétriques avec des signaux optiques modulés à la fréquence 16 GHz, que dans le domaine millimétrique à la fréquence 31,5 GHz.

Finalement deux transmissions de données à 140 Mbit/s comportant à la fois une transmission par fibre optique (sur 14 km) et un bond radio (de 1 m) furent mises en place. Ces deux expérimentations empruntaient la fréquence radio de 16 GHz. Dans le cas d'un signal BLU unique comme dans celui de deux canaux WDM-BLU issus du même filtre BLU-AALO, des mesures de taux d'erreur binaire ont prouvé la qualité des liaisons mises en place.

Ainsi, après l'introduction du concept des filtres BLU-AALO, suivie de la proposition d'un modèle, elle-même suivie de la réalisation et de la caractérisation de composants, les expérimentations avec transmission de données constituent une validation système des filtres BLU-AALO et en achèvent l'étude tout au moins, dans le cadre de la thèse menée au LEST entre le premier octobre 1999 et le premier octobre 2002.

Brest, le 26 septembre 2002.

ANNEXES

Annexe I

Caractéristiques des cristaux d'InP:Fe utilisés

Paramètres	Valeurs
σ_n^0 : Section efficace de photo-ionisation des électrons (à λ = 1,55 µm)	$3,5\ 10^{-19}$ cm^2
σ_p^0 : Section efficace de photo-ionisation des trous (à λ = 1,55 µm)	10^{-18} cm^2
e_n^{th} : taux de génération thermique des électrons	$8,8710^6 T^2 e^{-\left(\frac{7,29\,10^3}{T}\right)}$ s^{-1}
e_p^{th} : taux de génération thermique des trous	0
c_n : taux de recombinaison des électrons (à température ambiante)	$3,1\ 10^{-8}$ cm^3.s^{-1}
c_p : taux de recombinaison des trous (à température ambiante)	$1,6\ 10^{-8}$ cm^3.s^{-1}
μ_n : mobilité des électrons (à température ambiante)	1500 cm^2.V^{-1}.s^{-1}
μ_p : mobilité des trous (à température ambiante)	100 cm^2.V^{-1}.s^{-1}
ε_r : permittivité électrique relative (statique)	12,6
r_{41} : coefficient électro-optique (à λ = 1,55 µm)	1,7 pm.V^{-1}
n_m : indice de réfraction (à λ = 1,55 µm)	3,17
n_{T0} :Concentration de piège ionisés en l'absence d'excitation photonique	$1,3\ 10^{16}$ cm^2
p_{T0} : Concentration piège non-ionisés en l'absence d'excitation photonique	$10,4\ 10^{16}$ cm^2
a : atténuation	0,14 cm^{-1}

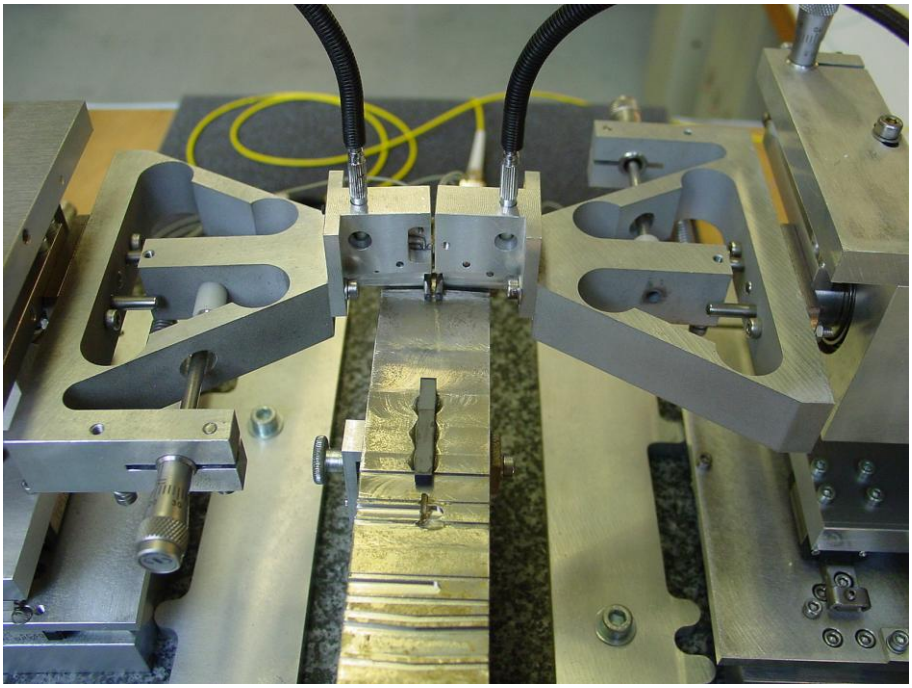
Tableau AI-1: Valeurs des paramètres du barreau d'InP:Fe inséré dans les filtres BLU-AALO.

Les valeurs des paramètres qui sont données au **tableau AI-1** proviennent de la caractérisation de l'échantillon d'InP:Fe utilisé **[AI.1]**.

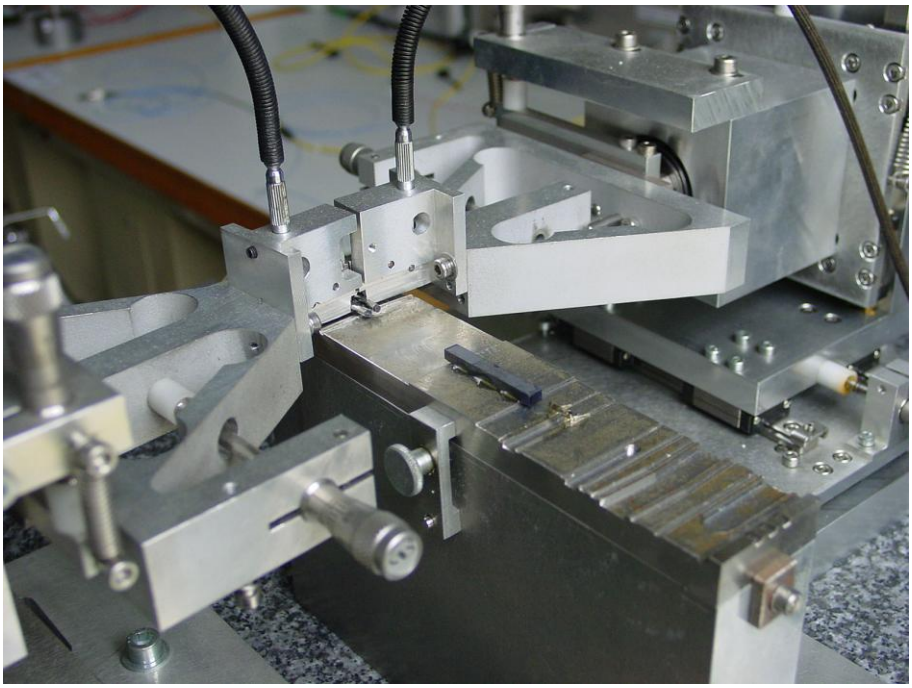
[AI.1] D. Hervé. "Etude d'un filtre optique accordable utilisant l'effet photoréfractif dans le phosphure d'indium dopé au fer et transposition à l'optique guidée". *Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale*, 1996.

Annexe II

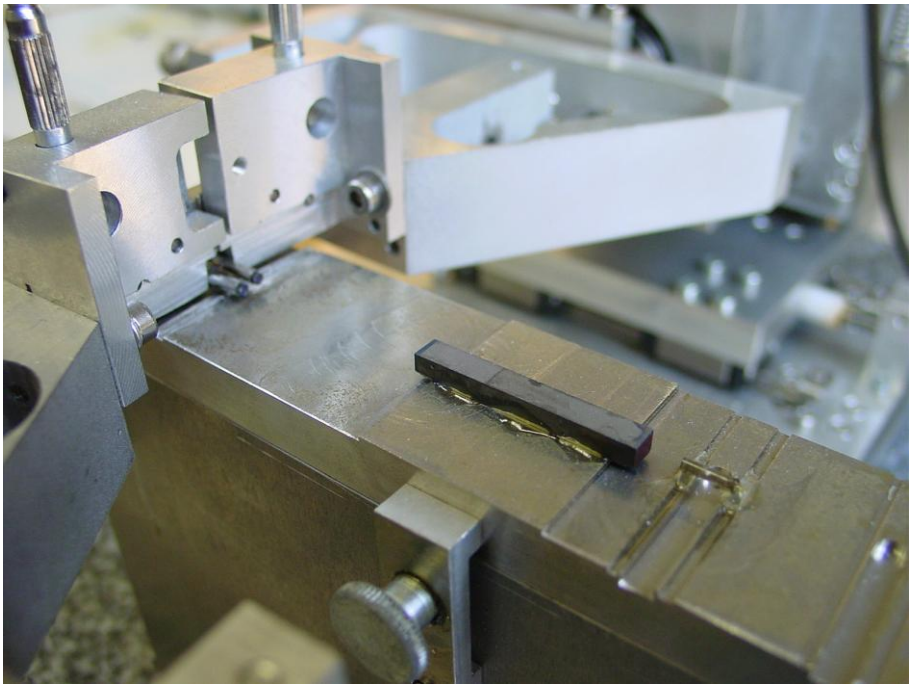
Vues photographiques, schémas et caractéristiques de dispositifs utilisés



Photographie A.II.1: Mécanisme de positionnement des *collimateurs signal* d'un filtre BLU-AALO.



Photographie A.II.2: Mécanisme de positionnement des *collimateurs signal* d'un filtre BLU-AALO.



Photographie A.II.3: Mécanisme de positionnement des *collimateurs signal* d'un filtre BLU-AALO.

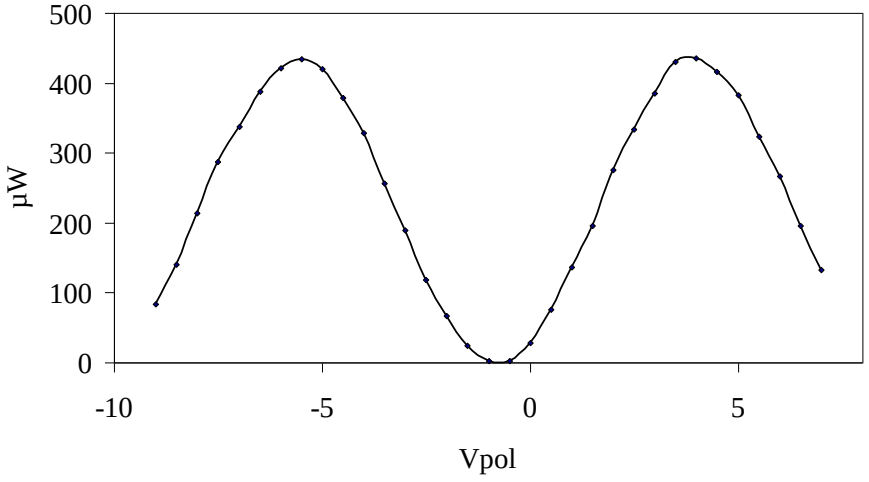
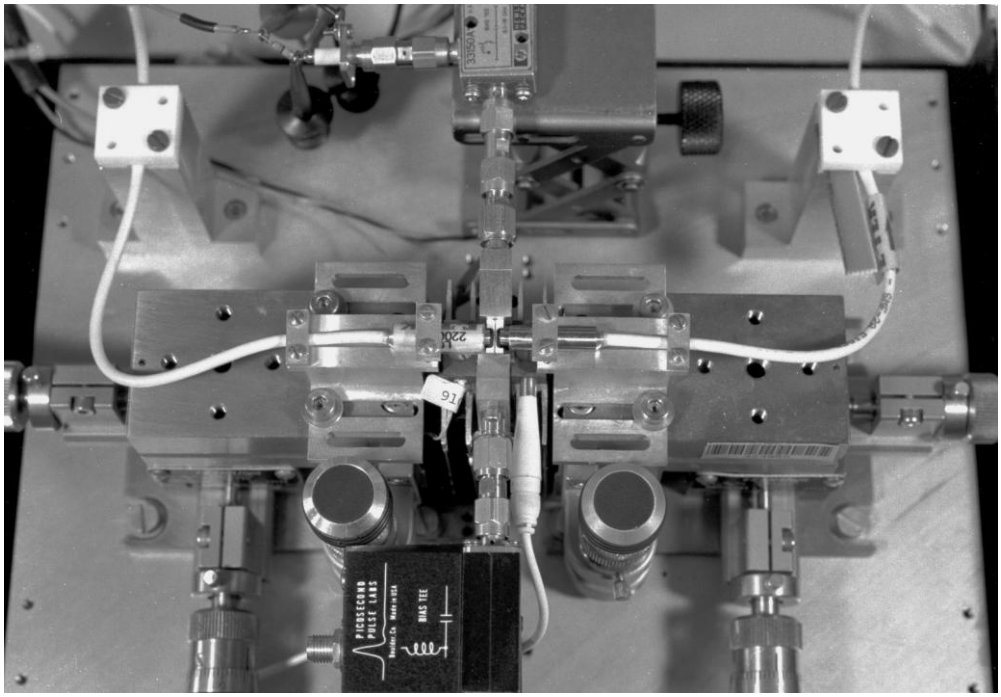


Figure A.II.1: Caractéristique puissance optique de sortie/ tension de polarisation du modulateur optique Mach-Zendher (Sumitomo). La puissance d'entrée est de 1250 µW



Photographie A.II.4: Support de commande millimétrique et de couplage optique pour modulateurs électro-absorbants.

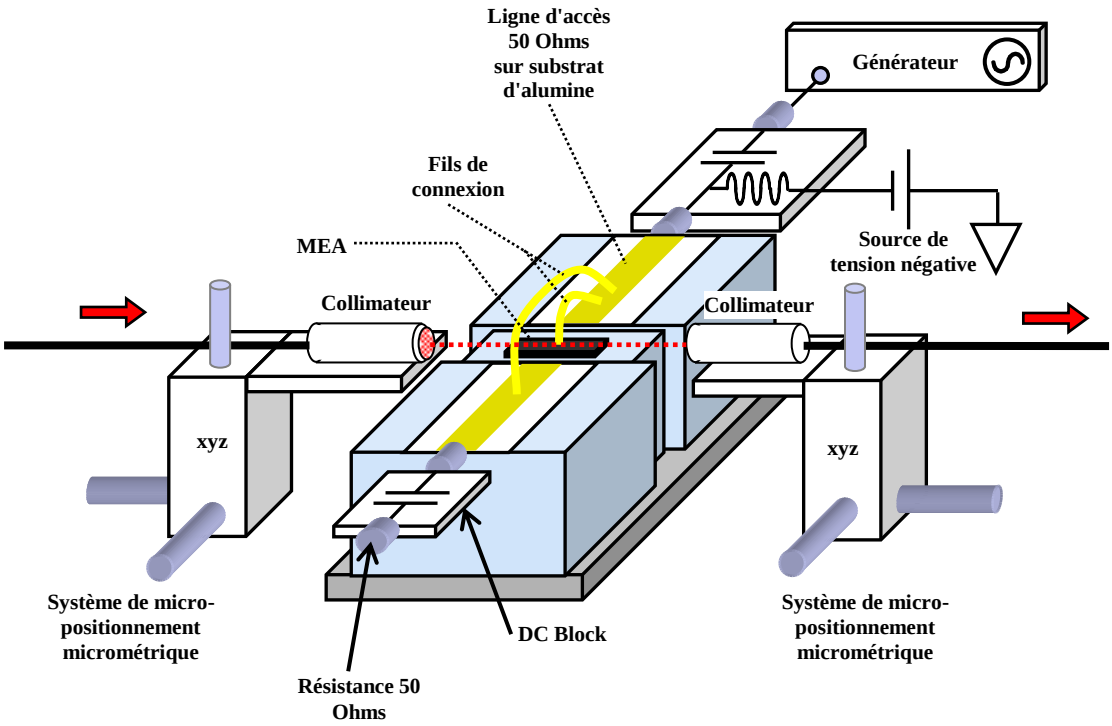


Figure A.II.1: Schéma du montage de commande millimétrique et de couplage optique pour modulateurs électro-absorbants.

Annexe III

Publications et communications

Publications

E. Vourc'h, D. Le Berre et D. Hervé, "Lightwave Single Side-Band Wavelength Self-Tunable Filter Using an InP:Fe Crystal for Fiber-Wireless Systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14 pp. 194-196, février 2002.

E. Vourc'h, D. Le Berre et D. Hervé, "Millimeter-Wave Power Fading Compensation for WDM Fiber-Radio Transmission Using a Wavelength-Self-Tunable Single Side-Band Filter" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech .(IMS'02 Special Issue),*décembre .2002, accepté.

Communications

E. Vourc'h, D. Le Berre et D. Hervé "Source optoélectronique à bande latérale unique utilisant un filtre optique auto-accordable dans l'InP:Fe pour les systèmes hybrides fibre optique-radio" *Journées Nationales Micro-Ondes 2001 (JNM 2001*), actes de la conférence, article 2D-22, mai 2001.

E. Vourc'h, D. Le Berre et D. Hervé, "Lightwave Single Side-Band Source Using a Wavelength Self-Tunable InP:Fe Filter for Fiber-Wireless Systems", *IEEE Microwave-Photonics MWP'01*, Long Beach, Proceding, pp. 199-202, janvier 2002.

E. Vourc'h, D. Le Berre et D. Hervé, "A WDM Fiber-Radio Experiment Incorporating a Wavelength-Self-Tunable Single Side-Band Filter" *IEEE International Microwave Symposium IMS'02,* Seattle, juin 2002.

D. Hervé et E. Vourc'h, "Application of Dynamic Bragg Gratings in InP:Fe: From Spectrum Analysis to WDM Single Side-Band Fiber-Radio Systems" *IEEE LEOS 2002, présentation invitée,* Glasgow, novembre 2002.

E. Vourc'h et D. Hervé "Wavelength Self-Tunable Single Side-Band InP:Fe Filter Model" *IEEE Microwave-Photonics MWP'02,* novembre 2002. Accepté.

Distinctions

"The Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), INC.
2001 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics
(MWP'01, Los Angeles)
In recognition of Outstanding Achievement
Student Paper Competition, First Place".

"The International Engineering Consortium's William L. Evritt Student Award of Excellence"
International Engineering Consortium (IEC), Chicago, May 2002.

Optical single sideband self-tunable filter for hybrid fiber-radio systems

Summary

A wavelength-self-tunable single-sideband filter is proposed so as to compensate for deleterious chromatic dispersion effets in fiber-radio systems.

First we describe the WST-SSB filter's concept. The latter is based on dynamic Bragg gratings generated inside an InP:Fe photorefractive crystal. The device's input signal is an optical carrier modulated at a radio frequency (RF) whose spectrum is double sideband (DSB). The gratings filter this DSB signal into a single sideband signal (SSB). In addition, since the DSB input signal controls the device by generating the dynamic bragg gratings itself, the filter is wavelength-self-tunable.

Second we propose a model for WST-SSB filters spectral response.

Third, devices are built and characterized at both microwave and millimeter-wave frequencies. The results of these experiments confirm the filter's principle and experimental data are in good agreement with simulations.

Besides, the compensation of chromatic dispersion effects is achieved thanks to WST-SSB filters. These validations are obtained by using SSB signals corresponding to 16 GHz as well as 31,5 GHz RF modulated input DSB signals.

Finally, hybrid fiber-radio experiments implementing a WST-SSB filter result in eye diagram and bit error rate measurements that prove good transmission performance.

Résumé

Un filtre à bande latérale unique auto-accordable en longueur d'onde (BLU-AALO) est proposé afin de compenser les effets de la dispersion chromatique qui, dans les systèmes hybrides fibre-radio (HFR), peuvent compromettre la liaison hertzienne.

La première étape de l'étude établit le concept des filtres BLU-AALO. Le signal d'entrée est une porteuse optique modulée en amplitude par un signal hyperfréquence et possède un spectre à double bande latérale (DBL) qui est filtré sous forme d'un signal à bande latérale unique (BLU). Le signal DBL d'entrée générant lui-même, par effet photoréfractif dans un cristal d'InP:Fe, les réseaux de Bragg assurant le filtrage, ceci confère au filtre un caractère auto-accordable en longueur d'onde.

Dans un deuxième temps une modélisation de la réponse spectrale des filtres BLU-AALO est proposée.

Des composants sont ensuite mis en œuvre et caractérisés à des fréquences centimétriques et millimétriques. Les résultats expérimentaux obtenus confirment le principe du filtre. En outre, les mesures s'avèrent être en bon accord avec les simulations auxquelles elles sont confrontées.

Par ailleurs, des transmissions radio-sur-fibre de porteuse hyperfréquence à 16 GHz et à 31,5 GHz viennent valider la compensation des effets de la dispersion chromatique au moyen de filtres BLU-AALO.

Enfin, les mesures de taux d'erreur et celles des diagrammes de l'œil, qui sont réalisées lors d'expérimentations système HFR, démontrent des transmissions de données de bonne qualité. Ajoutons que ces expérimentations mettent aussi en œuvre le multiplexage en longueur d'onde de canaux DBL et BLU.

Mots clés :

Filtre optique accordable	Système hybride fibre-radio
Réseau photo-induit	Dispersion chromatique
Effet photoréfractif	Bande latérale unique
Phosphure d'indium	Format de modulation
Fibre optique	Multiplexage en longueur d'onde