



HAL
open science

Récupération d'horloge par boucle à verrouillage de phase utilisant le mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs

Cédric Ware

► **To cite this version:**

Cédric Ware. Récupération d'horloge par boucle à verrouillage de phase utilisant le mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Télécom ParisTech, 2003. Français. NNT: . tel-00005767

HAL Id: tel-00005767

<https://pastel.hal.science/tel-00005767>

Submitted on 5 Apr 2004

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

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



Thèse

présentée pour obtenir le grade de docteur
de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications

Spécialité : **Électronique et Communications**

Cédric WARE

Récupération d'horloge par boucle à verrouillage de phase utilisant le mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs.

Soutenue le 15 décembre 2003 devant le jury composé de

Jean-Claude Simon
Georg Guekos
Geert Morthier
Bruno Lavigne
Monique Renaud
Didier Erasme

Président du jury
Rapporteurs
Examineurs
Directeur de thèse

Remerciements

Ce travail de thèse a été mené au sein du groupe de recherche Télécommunications Optiques du département Communications et Électronique de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications (« Télécom Paris »), membre du Groupe des Écoles des Télécommunications. Il n'aurait pu aboutir sans la contribution directe ou indirecte de nombreuses personnes, que je remercie toutes chaleureusement. La liste en serait trop longue pour tenir dans ces pages ; néanmoins, je tiens à y faire apparaître le nom de certaines d'entre elles, et espère honteusement que celles que j'aurai tues ne les liront pas.

Naturellement, ma gratitude va d'abord au professeur Didier Erasme, qui m'a supporté et néanmoins soutenu durant toutes ces années en tant que directeur de thèse ainsi que, plus récemment, animateur du groupe de recherche. Didier, pour répondre au touchant laïus que tu m'as réservé à la fin de la soutenance, je garde un excellent souvenir de ces discussions longues et fructueuses que nous avons eues sur la physique et la métaphysique ; même si nous ne trouvons pas toujours de réponse à nos questions, elles m'ont grandement éclairé, et j'espère bien qu'il y en aura d'autres. Je n'oublie pas non plus toutes les idées dont tu as bien voulu me faire profiter, et dont plus d'une transparaît dans cette thèse, aussi bien dans le domaine théorique que sur la façon de mettre en place correctement une expérience sans en faire une usine à gaz. J'ai beaucoup appris sous ta houlette, et n'ai nul doute que cela continuera en ta compagnie. Merci beaucoup.

J'ai particulièrement apprécié, de la part des professeurs Jean-Claude Simon, de l'ENSSAT, Georg Guekos, de l'ETH Zurich, et Geert Morthier, de l'Université de Gand, qu'ils aient accepté respectivement de présider le jury et rédiger les rapports ; ainsi que de Bruno Lavigne, d'Alcatel, et Monique Renaud, d'Avanex, de m'avoir fait l'honneur d'être mes examinateurs. M^{me} Renaud et M. Guekos ont en outre contribué à certaines expériences *via* les amplificateurs optiques à semi-conducteurs qu'ils ont aimablement mis à notre disposition ; et chacun des membres du jury a, à l'une ou l'autre occasion, échangé des idées et ainsi participé à l'élaboration de cette thèse. Je leur adresse mes plus vifs remerciements.

Je suis également reconnaissant à mes responsables hiérarchiques de m'avoir accueilli dans leur établissement et leurs laboratoires, en tant que thésard (et élève) puis enseignant-chercheur (et thésard). Au premier degré, le chef du département Communications et Électronique, position d'abord occupée par le professeur Philippe Gallion, qui ne fut pas en reste quant aux conversations scientifiques, et non moins aux calembours pas systématiquement truculents que nous échangeâmes ; ensuite par le directeur d'études Jean-Claude Bic qui, outre avoir contribué à ma compréhension des boucles à verrouillage de phase, fut toujours anxieux du bon déroulement de toutes choses au sein de son département, et manifesta semble-t-il un intérêt particulier à l'aboutissement de ma thèse — je regrette de n'avoir pu y répondre à temps. La même reconnaissance va à la direction de l'ENST ; à celle de l'École doctorale en la personne du

professeur Bernard Robinet qui m'accorda dérogation sur dérogation pour prolongation des travaux de recherche ; et de même à Marc Oberlé, secrétaire général du CGTI, qui me permit d'entamer et de poursuivre lesdites recherches simultanément à mon cursus d'Ingénieur-élève du Corps des Télécoms. À tous merci de votre confiance.

Je n'oublie pas mes collègues de travail, à commencer par Marie Baquero et Danielle Childz qui ont organisé le pot ô combien réussi, et dont l'aide efficace en termes de tâches administratives est extrêmement appréciée au quotidien. Et mon groupe de recherche, constitué outre Didier et Philippe déjà cités, de Guy Debarge, monsieur maths et monsieur Mac ; Renaud Gabet, qui tient la plate-forme WDM d'une main de fer ; Yves Jaouën, monsieur télé(phone)travail et monsieur NASDAQ ; Catherine Lepers, que je peux maintenant taquiner à propos de sa soutenance d'habilitation ; et anciennement de Claude Chabran, animateur et chef de laboratoire au voisinage duquel même les pires montages expérimentaux savaient se tenir. Tout ce petit monde entretient une excellente ambiance au sein d'une équipe bien soudée, à laquelle je suis très heureux d'appartenir.

Au-delà de ce cadre, je pourrais encenser tous les membres du département, dont le concours de chacun, à l'un ou l'autre moment, m'a permis de résoudre tel ou tel problème épineux — généralement auto-imposé. Je citerai plus particulièrement Alain Croullebois, qui a réalisé toute la partie mécanique des montages précédemment évoqués ; Bernard Huyart et Hervé Petit, à qui j'ai emprunté nombre de composants électroniques, et non moins d'heures de travail à éclaircir certains points obscurs ; Xavier Begaud, qui en tant que collègue de bureau est depuis cinq ans la cible immédiate de mes questions les plus incongrues ; Jean-Claude Belfiore, Philippe Ciblat, Patricia Desgreys, Louis Jallet, Patrick Loumeau, Olivier Rioul, Jorge Rodríguez Guisantes et Robert Vallet, qui m'ont été d'un secours inestimable dans mes tentatives de dépasser les frontières de l'optique non-linéaire, et dont certains ont bien voulu relire les parties correspondantes du présent mémoire.

J'ai également bénéficié de l'aide directe et substantielle d'un nombre certain de non-permanents du département avec lesquels j'ai travaillé. D'abord Horacio Soto Ortiz, qui m'a beaucoup appris de la « manip » lors de ses visites à l'ENST et de mes deux séjours au sein de son laboratoire du CICESE à Ensenada (Mexique), où il a bien voulu m'accueillir. Ensuite, par ordre chronologique approximatif, Cassandra Gozin et Yola Georgiadou, avec qui j'ai entamé ma formation expérimentale ; Daniele Bianchi et Ludovic Noirié, qui ont effectué les études préliminaires et déterminé les paramètres généraux de la boucle à 1 GHz ; Robin Brassac et Benoît Dhien, qui en ont fait les premiers essais ; Marina Servol, qui l'a domptée — et dont la motivation quasi-obsessionnelle, le yaourt de seize heures et les longues conversations dont elle m'a fait profiter, mériteraient bien plus qu'un point-virgule perdu au milieu de cette liste ; et Maja Ostojic, qui a mis en place la boucle à 10 GHz. Votre assistance m'aura été très précieuse, et j'espère avoir été de compagnie aussi agréable que vous le fûtes.

Bien entendu, la vie du « labo » ne se limite pas à ce que l'on a pu m'apporter spécifiquement pour cette thèse. J'ai une pensée chargée de souvenirs pour mes ex-collègues de bureau Laurent Du Mouza, Guillaume Pham et Uwe Wiedmann. Nos discussions à deux, trois ou quatre sur tous les sujets et tous les tons, depuis la bonne façon de lentiller une fibre jusqu'à la différence de temps de travail entre Allemands et Français, m'ont toujours beaucoup amusé. De même pour ceux de « l'autre bureau », Francine Jérémie, Philipp Müller, Arash Djalali-Vali, à l'époque où nous nous marchions joyeusement sur les pieds quand tout le monde essayait de manipuler en même temps. Plus récemment, à ce sujet, toutes mes recherches de matériel furent grandement facilitées par Stefan Lauffenburger d'une part, Christophe Gosset et Joseph Désiré Topomondzo d'autre part, bien que pour des raisons diamétralement opposées. En cas d'échec, à l'étage supérieur, Mohamed Ratni, Haroun Ben Romdane et dernièrement Souheil Bensmida n'ont jamais hésité à fouiller leurs propres tiroirs ou faire des mesures pour me rendre service.

Toujours chez les « hypermen », merci aussi à Fernando Rangel de Souza et Olivier Susplugas d'avoir traversé les barrières interdisciplinaires et surmonté quelques quiproquos pour relire le chapitre 2 à la lumière de leur expertise sur les boucles à verrouillage de phase électriques.

Sur un autre plan, je ne saurais passer sous silence ma « troisième casquette » que malgré son caractère fort chronophage, je ne regrette pas — même si, en rétrospective, je procéderaï sans doute différemment. Je remercie donc Joseph Boutros de m'avoir coopté aux rênes du système informatique et réseau de ce qui était à l'époque le département Communications ; Frank Wiedmann, Olivier Pothier puis Christophe Brutel d'en avoir partagé le fardeau ; et Arnaud Lauriou de nous en avoir en grande partie soulagé. J'y associe le forum des élèves (et anciens élèves) de l'École Normale Supérieure, dont les participants m'ont souvent été — et me sont encore — d'un grand secours, et pas seulement sur les problèmes d'ordre informatique de catégorie « sysadmin ». Je les salue tous, et particulièrement Josselin Noirel, qui a écrit et corrigé une grande partie des macros L^AT_EX complexes destinées aux automatismes du présent texte.

J'en arrive au petit groupe qui s'est formé autour de la « Josephie », comme l'appelait son membre le plus éminent, à savoir Catherine Lamy, férue d'œnologie, de Barbara et de science-fiction, et la seule que je n'aie pu battre de façon reproductible à Tetris. Outre Olivier, Stefan et les deux Christophe mentionnés précédemment, on y rencontre Amal Abou Hassan, et la tolérance dont elle a fait preuve vis-à-vis de nos plaisanteries ; François-Xavier Bergot, monsieur maths dont on ne sait plus ce qu'il fait ; Loïc Brunel, l'éclaté rennais ; Mohamed Oussama Damen, grand maître d'échecs (en tout cas vu depuis mon niveau) ; Bahram Zahir Azami, notre délégué, avec Catherine ; Céline Durand, *la classe* ; Sandrine Vialle, gardienne des anniversaires ; Mohammad Aoude et Hadi Sawaya, nos deux libanais — sans compter Joseph lui-même, bien entendu ; et Sabine Leveiller, grande fana d'énigmes et de blagues sur les blondes — logiquement. Merci pour les réunions matinales rituelles autour de la bouilloire, les dîners en ville, les blagues d'informaticiens.

Le tableau est loin d'être complet, entre de grands anciens tels que Pierre-Jean Cherret et Vincent Geffroy — ou ex-anciens, comme Antoine Khy, ou pas encore anciens, comme Slim Chabbouh ; la « Mexican Connection », Gabriel Campuzano et Carlos Palavicini ; l'équivalent Zurichois, Lorenzo Occhi et Laurent Schares (et Stefan, et Maja) ; Evguenii Gueorguiev et ses questions presque aussi incompréhensibles que les miennes, façon bulgare ; Virginie Dallot et Alireza Kazemipour, les Charybde et Scylla du rangement ; et les « p'tits jeunes », Anne-Laure Deleuze, Ludovic Schreider, Bruno Bristiel, Sébastien Agnolini et Ihsan Fsaïfes, que je n'ai hélas toujours pas réussi à convaincre de l'infériorité de Windows sur à peu près tout ce qui existe, après moult débats pour certains...

J'ai gardé pour la fin les excellents moments passés à bavarder de tout et de rien en compagnie de Claire Descroix, Eliza Karnatsou, Beatriz Amante Garcia, Elena Olmedo Herrero, Ghaya Rekaya et Anne-Claire Lepage ; j'ai beaucoup apprécié vos personnalités variées, avec chacune son style propre, plus ou moins de saisie de perches et de retours de volée dans le discours. *Last but not least*, Lydia Lourdiane, que j'aurais pu classer ci-dessus, mais avec qui j'ai abordé tant de sujets, et qui a atteint avec moi de tels scores à l'escrime verbale, qu'elle mérite bien une catégorie à part ; et ce n'est pas pour rien que je lui demande de plus en plus souvent son avis sur ma production textuelle — celle-ci y compris.

Pour clore enfin ces lignes, merci Papa, merci Maman, merci Leslie, merci à toute ma famille, à qui j'ai toujours fait croire que je me tuais à la tâche, et qui m'a toujours soutenu. À tous ceux que j'ai mentionnés, ainsi qu'aux autres qui se reconnaîtront, j'ai encore une chose à vous dire :
;-)

Paris, le 17 mars 2004,

Cédric Ware.

Résumé

Dans le contexte des réseaux de transmission optiques à haut débit, l'on s'intéresse à la récupération d'horloge, fonction critique au niveau de la réception et de la régénération des signaux. À plusieurs dizaines de gigabits par seconde par canal, les boucles à verrouillage de phase électroniques remplissant traditionnellement cette tâche sont difficiles à réaliser. Or il est possible d'en reproduire le schéma à l'aide de composants optiques non-linéaires plus rapides, notamment les amplificateurs optiques à semi-conducteurs.

Après une mise en contexte et quelques généralités sur le principe de fonctionnement desdites boucles de phase et amplificateurs optiques, nous présentons deux systèmes de récupération d'horloge utilisant le mélange à quatre ondes dans ces derniers. Cet effet non-linéaire est observé et étudié, ainsi que les dispositifs de récupération d'horloge, dont le fonctionnement est démontré expérimentalement sur des signaux optiques de type RZ et NRZ à 10 Gbps. Des mesures de taux d'erreurs montrent une pénalité négligeable ; on obtient une bande d'accrochage de l'ordre de quelques dizaines de kilohertz, et une gigue de l'ordre de la picoseconde.

Bien que ce débit ne soit plus très impressionnant de nos jours, ces schémas, reposant sur des effets non-linéaires ultrarapides, peuvent être étendus à une utilisation à des débits beaucoup plus élevés (de l'ordre de plusieurs centaines de gigabits par seconde voire au-delà) et à la récupération d'horloge fractionnelle, pour des applications de démultiplexage temporel. Les expériences correspondantes restent à effectuer, ainsi que l'utilisation de composants non-linéaires à faible bruit tels que les fibres optiques microstructurées et le niobate de lithium périodiquement orienté.

Abstract

In the context of high-speed optical transmission networks, this work focuses on clock recovery, a function which is critical to signal reception and regeneration. At several tens of gigabits per second per channel, the electronic phase-locked loops that traditionally perform this task are difficult to realize. However, it is possible to reproduce their outline using faster nonlinear optical devices, notably semiconductor optical amplifiers.

After laying out the context and a few general considerations on the working principles of said phase-locked loops and optical amplifiers, we present two clock recovery systems using four-wave mixing occurring in the latter. This nonlinear effect is observed and studied, as well as the clock recovery devices themselves, whose operation is experimentally demonstrated on RZ and NRZ 10 Gbps optical signals. Bit error ratio measurements show negligible penalties; a locking bandwidth on the order of a few tens of kilohertz, and a jitter on the order of a picosecond, are obtained.

Although nowadays such bit rates are no longer that impressive, these schemes, being based on ultrafast nonlinear effects, can be extended to much higher bit rates (on the order of several hundred gigabits per second or beyond) and to fractional clock recovery, for time-division demultiplexing applications. The corresponding experiments remain to be done, as well as the utilization of nonlinear low-noise components such as microstructured optical fibers and periodically-poled lithium niobate.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	iv
Abstract	v
Table des matières	vii
Table des figures	xi
Introduction	1
I Généralités : récupération d’horloge ; boucles à verrouillage de phase ; amplificateurs optiques à semi-conducteurs.	5
1 Récupération d’horloge	7
1.1 Principe et nécessité	7
1.1.1 Généralités sur les systèmes de transmission optiques	7
1.1.2 Nécessité de la récupération d’horloge	10
1.2 Conversion de format NRZ vers pseudo-RZ	10
1.2.1 Conversion électronique	11
1.2.2 Mélange de signaux décalés	11
1.2.3 Amplificateur optique à semi-conducteurs saturé	12
1.3 Méthodes de récupération d’horloge	12
1.3.1 Filtrage de la fréquence d’horloge	13
1.3.2 Injection dans un système oscillant	13
1.3.3 Boucles à verrouillage de phase	13
1.4 Boucle à verrouillage de phase opto-électronique	14
2 Généralités sur les boucles à verrouillage de phase	17
2.1 Présentation	17
2.1.1 Principe	17
2.1.2 Variantes	18
2.2 Équations d’évolution	18
2.2.1 Composants de la boucle	18
2.2.2 Établissement des équations de fonctionnement	19

2.2.3	Régime stationnaire	20
2.2.4	Régime transitoire (petit signal)	21
2.2.5	Exemple : boucle du premier ordre	22
2.2.6	Exemple : boucle d'ordre deux	22
2.3	Fonctionnement non idéal	26
2.3.1	Stabilité	26
2.3.2	Signal non idéal	27
2.3.3	Acquisition	28
2.3.4	Boucle comportant un retard	30
2.4	Évaluation des paramètres	30
2.4.1	Gigue temporelle	30
2.4.2	Plages de verrouillage et de capture	31
2.4.3	Agilité, résistance à une suite de zéros	31
2.5	Applications	32
2.5.1	Démodulation de fréquence	32
2.5.2	Synthèse de fréquence	32
2.5.3	Récupération d'horloge	32
3	Généralités sur les amplificateurs optiques à semi-conducteurs	33
3.1	Présentation	33
3.1.1	Principe	33
3.1.2	Structures et matériaux	34
3.2	Effets non linéaires	36
3.2.1	Dynamique des porteurs libres	37
3.2.2	Conséquences sur la linéarité	38
3.2.3	Effets sur les signaux optiques	39
3.3	Applications	39
3.3.1	Conversion de longueur d'onde	40
3.3.2	Portes logiques	42
3.3.3	Régénération de signal optique	43
3.3.4	Gestion de dispersion par inversion spectrale	44
3.3.5	Conversion de format NRZ vers pseudo-RZ	45
3.3.6	Mélangeur pour récupération d'horloge	45
II	Mélange à quatre ondes et son utilisation dans une boucle à verrouillage de phase opto-électronique pour la récupération d'horloge.	47
4	Mélange à quatre ondes dans les SOA	49
4.1	Généralités sur le mélange à quatre ondes	49
4.2	Modélisation	50
4.2.1	Modèle à deux niveaux	51
4.2.2	Modèle de la matrice densité	54
4.3	Mélange de faisceaux continus	55
4.3.1	Schéma expérimental	55
4.3.2	Mélange à quatre ondes en fonction du detuning	56
4.3.3	Mélange à quatre ondes en fonction de la puissance d'entrée	56
4.4	Mélange de faisceaux modulés	57
4.4.1	Schéma expérimental	58

4.4.2	Mélange à quatre ondes en fonction de la puissance d'entrée	60
4.4.3	Mélange à quatre ondes en fonction du déphasage	62
5	Boucle opto-électronique à un étage	65
5.1	Présentation	65
5.2	Composants de la boucle	67
5.2.1	Comparateur (optique) de phase (électrique)	67
5.2.2	Oscillateur commandé	68
5.2.3	Filtre de boucle	68
5.3	Modélisation	69
5.3.1	Régime petit signal, stabilité	69
5.3.2	Régime grand signal, acquisition	70
5.4	Résultats expérimentaux	71
5.4.1	Signal d'entrée RZ	72
5.4.2	Signal d'entrée NRZ	77
5.5	Récupération d'horloge fractionnelle	82
6	Boucle opto-électronique à deux étages	83
6.1	Présentation	83
6.2	Modélisation	83
6.3	Résultats expérimentaux	85
6.3.1	Signal d'entrée RZ	85
6.3.2	Signal d'entrée NRZ	85
6.4	Récupération d'horloge fractionnelle	86
	Conclusion	95
	Annexes	97
A	Bases de théorie des systèmes linéaires	99
A.1	Transformée de Laplace	99
A.2	Systèmes linéaires passifs	99
B	Signaux numériques optiques	103
B.1	Formats de modulation	103
B.1.1	Paramètres physiques à moduler	103
B.1.2	Formats employés	104
B.1.3	Techniques de modulation	104
B.2	Réception	105
B.2.1	Photodétecteurs	105
B.2.2	Taux d'erreur, pénalité	106
B.2.3	Pénalité due à la gigue	107
B.3	Types de bruits	109
B.3.1	Battement du bruit dans un photodétecteur	109
B.3.2	Bruit quantique	109
B.3.3	Gigue temporelle	110
B.3.4	Bruit du détecteur	110
B.3.5	Rapport signal à bruit	110
B.4	Bruit, atténuation et amplification	111

B.4.1	Bruit d'atténuation	111
B.4.2	Bruit d'amplification	112
B.4.3	Facteur de bruit	112
C	Bases d'optique non-linéaire	115
C.1	Électromagnétisme linéaire en milieu diélectrique	115
C.2	Prise en compte des effets non-linéaires	116
C.3	Exemple : le mélange à quatre ondes	119
D	Modèle des composants de boucles	121
D.1	Comparateurs de phase	121
D.1.1	Mélangeurs	121
D.1.2	Ponts de diodes	122
D.1.3	Système de comparaison de phase utilisé dans la boucle opto-électronique	122
D.2	Oscillateurs commandés en tension	124
D.2.1	Système oscillant utilisé dans la boucle opto-électronique	124
D.3	Filtres électriques	125
D.3.1	Systèmes de filtrage utilisés dans la boucle opto-électronique	125
D.4	Atténuateurs électriques	126
	Index	129
	Bibliographie	131

Table des figures

1.1	Allure et spectre de signaux modulés en intensité, NRZ et RZ à 10 GHz.	8
1.2	Allure simulée du diagramme de l’œil d’un signal NRZ à 10 GHz après différentes étapes de régénération (paramètres arbitraires).	9
1.3	Extraction de signal pseudo-RZ par ligne à retard.	11
1.4	Extraction de signal pseudo-RZ par mélange à quatre ondes.	12
1.5	Extraction de porteuse par amplificateur optique à semi-conducteurs saturé.	12
1.6	Schéma de principe d’une boucle à verrouillage de phase conventionnelle.	14
2.1	Schéma de principe d’une boucle à verrouillage de phase.	17
2.2	Boucle à verrouillage de phase pour la synthèse de fréquence.	18
2.3	Boucle à verrouillage de phase hétérodyne, schéma de base et schéma équivalent. . .	19
2.4	Erreur de phase d’une boucle à verrouillage de phase d’ordre 1 en fonction du temps.	23
2.5	Erreur de phase d’une boucle à verrouillage de phase d’ordre 2 en fonction du temps.	25
2.6	Gain en boucle ouverte d’une PLL du second ordre dans \mathbb{C}	26
2.7	Trajectoires d’accrochage d’une boucle d’ordre 2 avec retard dans le plan $(\varphi, \dot{\varphi})$. . .	30
2.8	Trajectoire suivie par une boucle d’ordre 2 lors de la perte du signal.	30
3.1	Diagramme de bandes d’une diode P-N polarisée	34
3.2	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$: correspondance entre matériau, maille du cristal et gap.	35
3.3	Structure générale d’un amplificateur optique à semi-conducteurs.	35
3.4	Structures de guide d’un amplificateur optique à semi-conducteurs.	36
3.5	Paramètres typiques d’un amplificateur optique à semi-conducteurs.	36
3.6	Émission spontanée amplifiée d’un amplificateur optique à semi-conducteurs. . . .	36
3.7	Évolution temporelle de la répartition des porteurs dans la bande de conduction. . .	37
3.8	Allure de l’efficacité relative des non-linéarités	40
3.9	Spectre de mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs.	40
3.10	Conversion de longueur d’onde par modulation de gain croisée.	41
3.11	Conversion de longueur d’onde par modulation de phase croisée.	42
3.12	Conversion de longueur d’onde par mélange à quatre ondes.	42
3.13	Remise en forme de signal par un système de réponse voisine de la marche d’escalier.	43
3.14	Mélange à quatre ondes en fonction de la puissance de pompe (échelles linéaires). .	43
3.15	Inversion spectrale par mélange à quatre ondes.	44
3.16	Conversion de format NRZ vers pseudo-RZ au passage dans un amplificateur optique à semi-conducteurs.	45
4.1	Observation du mélange à quatre ondes dégénéré.	50
4.2	Observation du mélange à quatre ondes non dégénéré.	50

4.3	Paramètres choisis pour le SOA.	53
4.4	Paramètres d'ajustement du modèle.	53
4.5	Gain mesuré et calculé de l'amplificateur optique à semi-conducteurs.	54
4.6	Simulation du mélange à quatre ondes dégénéré.	54
4.7	Observation du mélange à quatre ondes : schéma expérimental.	56
4.8	Mélange à quatre ondes de faisceaux continus en fonction du detuning.	56
4.9	Mélange à quatre ondes de faisceaux continus en fonction de la puissance d'entrée de l'un des deux faisceaux.	57
4.10	Trains d'impulsions utilisés.	58
4.11	Allure du mélange à quatre ondes entre trains d'impulsions de taux de répétition légèrement différents	58
4.12	Observation du mélange à quatre ondes de faisceaux modulés : schéma expérimental.	59
4.13	Spectres de mélange à quatre ondes avec un signal RZ.	59
4.14	Spectres de mélange à quatre ondes avec un signal NRZ.	59
4.15	Mélange à quatre ondes d'un signal modulé en RZ en fonction de la puissance de sonde en entrée et en sortie.	61
4.16	Mélange à quatre ondes d'un signal modulé en NRZ en fonction de la puissance de sonde en entrée et en sortie.	61
4.17	Observation du mélange à quatre ondes de faisceaux modulés : schéma expérimental.	62
4.18	Mélange à quatre ondes filtré	62
4.19	Mélange à quatre ondes de deux trains d'impulsions en fonction de leur décalage temporel.	63
5.1	Boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage.	66
5.2	Gain en boucle ouverte dans le plan complexe.	70
5.3	Trajectoires d'accrochage dans le plan $(\varphi, \dot{\varphi})$	70
5.4	Temps d'acquisition simulé en fonction : du saut de phase $\delta\varphi$; du saut de pulsation $\delta\omega$; et du gain de boucle K	71
5.5	Spectres observés au point ③ suivant le régime de la boucle à verrouillage de phase.	72
5.6	Résultats de mesure pour la boucle à verrouillage de phase à un étage avec des signaux RZ.	73
5.7	Diagramme de l'œil et spectre de l'horloge (électrique) récupérée pour un signal RZ.	74
5.8	Performances de la boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage sur un signal RZ.	76
5.9	Signal NRZ (atténué).	77
5.10	Signal NRZ après passage dans le SOA (atténué).	77
5.11	Résultats de mesure pour la boucle à verrouillage de phase à un étage avec des signaux NRZ.	78
5.12	Diagramme de l'œil et spectre de l'horloge récupérée pour un signal NRZ.	79
5.13	Performances de la boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage sur un signal NRZ.	81
6.1	Boucle à verrouillage de phase opto-électronique à deux étages.	84
6.2	Gain en boucle ouverte dans le plan complexe.	85
6.3	Résultats de mesure pour la boucle à verrouillage de phase hétérodyne avec des signaux RZ.	86
6.4	Diagramme de l'œil et horloge récupérée pour un signal RZ.	87
6.5	Performances de la boucle à verrouillage de phase opto-électronique hétérodyne sur un signal RZ.	89

6.6	Résultats de mesure pour la boucle à verrouillage de phase hétérodyne avec des signaux NRZ.	90
6.7	Diagramme de l'œil et horloge récupérée pour un signal NRZ.	91
6.8	Performances de la boucle à verrouillage de phase opto-électronique hétérodyne sur un signal NRZ.	93
A.1	Transformées de Laplace utiles.	100
B.1	Allure et spectre de signaux modulés en intensité, NRZ et RZ à 10 GHz.	105
B.2	Simulation du taux d'erreur d'une liaison optique de 70 km sur fibre dispersive standard, modulation RZ (impulsions RC), préamplificateur EDFA (gain 20 dB) d'une part, et Raman (longueur 10 km, pompe 20 dB _m) d'autre part.	108
D.1	Comparateur de phase à quatre diodes.	123
D.2	Fonctionnement du comparateur de phase à quatre diodes idéal.	123
D.3	Fréquence générée par le bloc VCO en fonction de sa tension de commande	124
D.4	Réponse des filtres utilisés dans les boucles opto-électroniques.	126
D.5	Fonctionnement en haute impédance d'un atténuateur.	127

Introduction

Ce qui s'est appelé « transmissions » et « informatique » et a maintenant été regroupé sous l'appellation « technologies de l'information et de la communication » est dernièrement passé par bien des modes et des controverses, passant quasiment d'un jour à l'autre du statut de simple « domaine porteur » à celui de « révolution » puis de « bulle spéculative ». L'histoire et les étiquettes ne s'arrêteront sans doute pas là ; mais au-delà de ces aspects spectaculaires, au niveau technique, un fait subsiste : le volume de données transmises en permanence dans le monde est sans commune mesure avec tout ce qu'il a été jusqu'à une époque très récente, qui date à peine d'une décennie.

Ce volume, réparti essentiellement sur les deux réseaux mondiaux de transmission que sont le téléphone et l'Internet, est gonflé non seulement par le nombre de leurs utilisateurs mais également par la quantité d'information échangée par ces derniers. En effet, d'une part, le nombre de lignes téléphoniques a presque doublé en dix ans (546 millions en 1991, 1 040 en 2001), voire quadruplé si l'on compte la téléphonie mobile (1 030 millions en 2001) ; ajoutons-y les connexions à l'Internet, passées de 4,4 à 505 millions sur la même période [ITU01]. D'autre part, pour chacun de ces utilisateurs, l'utilisation faite du réseau a également évolué : téléphonie et courrier électronique d'abord puis documents formatés, images, musique, et maintenant vidéophonie.

La combinaison de ces facteurs nous a mené à une colossale augmentation du trafic de données, lequel, bien que réparti dans le monde, tend fatalement à se concentrer sur de grandes artères telles que les liaisons transocéaniques — au point qu'il a été dit au milieu des années 1990 que l'amélioration la plus sensible en termes de qualité de service de l'Internet en Europe provenait de l'augmentation de la bande passante entre l'Europe et les États-Unis. Ces « dorsales » des réseaux doivent donc maintenant être dimensionnées à l'échelle de la centaine de gigabits par seconde voire du téra-bit par seconde sur des longueurs de plusieurs milliers de kilomètres.

De telles performances ne peuvent actuellement être atteintes que par une seule catégorie de systèmes de transmission : les liaisons à multiplexage en longueur d'onde sur fibre optique, que l'on a récemment démontrées à 3,65 Tbps sur 6 850 km [Vareille01], et même 10 Tbps sur 300 km [Frignac02]. Le débit par canal est alors typiquement de 10 ou 40 Gbps, et l'espacement entre canaux de 100, 50, voire 25 GHz — ou, en longueur d'onde, environ 0,8, 0,4, voire 0,2 nm vers 1,55 μm .

La mise en place de ces liaisons, à de tels débits, requiert des composants appropriés, le long de la fibre comme à chacune de ses extrémités. À commencer, pour la partie émettrice, par les sources d'informations elles-mêmes, qui doivent comporter des multiplexeurs temporels capables de fournir plusieurs dizaines de gigabits par seconde ; ensuite, le passage desdits signaux au domaine optique nécessite des lasers et des modulateurs optiques répondant à ces vitesses ; enfin, des multiplexeurs en longueur d'onde les combinent de façon à profiter

au mieux de la bande passante offerte par les fibres et surtout les amplificateurs optiques. Symétriquement, au niveau de la réception et éventuellement de la régénération, on aura besoin de démultiplexeurs pouvant discriminer les canaux à des fractions de nanomètres d'écart, de photodétecteurs rapides, et de dispositifs de récupération d'horloge.

Cette dernière fonction, parfois passée sous silence, est néanmoins fondamentale : l'horloge que le détecteur utilise pour savoir à quel instant décider s'il reçoit un 1 ou un 0 doit impérativement être calée sur celle de l'émetteur*, le point où cette décision est prise devant être fixé par rapport à l'intervalle de temps bit, et non dériver comme l'entraînerait la moindre différence de fréquence ; même en ne se trompant que d'un hertz, *i.e.* une erreur de 10^{-10} sur l'horloge du détecteur, on aura bien plus qu'une erreur toutes les secondes ! La récupération d'horloge est donc essentielle pour la réception, ainsi que pour la régénération, qui nécessite entre autres une resynchronisation et donc une horloge fiable.

Pour ce faire, on utilise classiquement des boucles à verrouillage de phase électroniques : depuis que celles-ci sont disponibles sous forme de circuits intégrés économiques, elles ont participé à la démocratisation de la radiodiffusion FM, laquelle nécessite une fonction voisine, à savoir la récupération de la fréquence porteuse. Cette technologie de la boucle à verrouillage de phase est donc très répandue et bien maîtrisée, et peut également assurer la récupération d'horloge pour les signaux optiques, à condition naturellement que ceux-ci soient ramenés dans le domaine électrique.

À des débits cent ou mille fois plus grands que la porteuse de Radio-France, les conversions optique-électrique et le traitement du signal par des circuits électroniques commencent à former un goulot d'étranglement pour les systèmes de transmission. On cherche donc d'autres méthodes de récupération d'horloge, capables de fonctionner au moins à plusieurs dizaines de gigahertz.

Plan du mémoire

Ce mémoire est organisé en deux parties de trois chapitres chacune : l'une plus générale, visant à présenter le domaine et les dispositifs utilisés ; l'autre centrée sur le travail de recherche spécifique effectué.

Les généralités commenceront par un chapitre sur la récupération d'horloge : après une brève mise en contexte de celle-ci dans le domaine des réseaux de transmission optiques, figurera un « état de l'art » des différentes techniques utilisées pour réaliser cette fonction, dont notamment la boucle à verrouillage de phase, qui nous intéressera tout particulièrement.

Cet intérêt justifie un deuxième chapitre sur les boucles à verrouillage de phase conventionnelles, la présentation d'un modèle classique en vue d'analyser leur fonctionnement, et leurs paramètres caractéristiques. Quelques applications de ces dispositifs, en plus de la récupération d'horloge, seront abordées.

Le troisième chapitre sera consacré au composant qui sera notre outil principal : l'amplificateur optique à semi-conducteurs. Nous en décrirons le principe de fonctionnement, la structure de base, et les effets optiques non-linéaires qui s'y produisent. Ces amplificateurs sont à la base de nombreux systèmes de traitement optique du signal ; nous nous attarderons sur un rapide tour d'horizon des fonctions ainsi réalisées ou envisagées.

*Les effets relativistes ne seront pas abordés dans ce mémoire, les débits de transmission n'étant pas encore assez élevés et les sondes spatiales pas assez rapides pour les mettre en évidence. Notons toutefois que les concepteurs du couple de sondes Cassini/Huygens, ayant choisi une bande passante extrêmement réduite pour le système de récupération d'horloge du relais de données de la seconde à la première, ont été confrontés à ce problème — lequel n'est apparu qu'après le lancement, résultant en un léger changement du profil de la mission [ESA00].

L'une de ces fonctions est bien sûr la récupération d'horloge, ce qui nous amène à notre sujet de recherche — et à la seconde partie.

La propriété de l'amplificateur optique à semi-conducteurs que nous utiliserons étant sa capacité à générer du mélange à quatre ondes, nous accorderons l'espace d'un chapitre — le quatrième, aura-t-on deviné — à ce phénomène : sa modélisation ; son observation expérimentale pour des faisceaux optiques continus et modulés ; et, *last but not least*, la façon d'en faire un comparateur de phase ultrarapide.

Cette application prendra tout son sens aux chapitres 5 et 6, lesquels traiteront des deux schémas proposés de boucle à verrouillage de phase opto-électronique : description de leur fonctionnement ; modélisation sur la base des chapitres précédents ; et résultats expérimentaux dans divers conditions et régimes de fonctionnement.

Le présent mémoire s'achèvera alors sur un récapitulatif du travail effectué, des points restant à éclaircir, et des perspectives de développement sur ce thème.

Première partie

**Généralités : récupération d'horloge ;
boucles à verrouillage de phase ;
amplificateurs optiques à
semi-conducteurs.**

Chapitre 1

Récupération d'horloge

Commençons par le commencement

Ce chapitre initial, partant d'une rapide déclinaison des différents blocs constituant un système de transmission optique, amènera à ce qu'est la récupération d'horloge proprement dite et les paramètres importants pour un dispositif assurant cette fonction. Une parenthèse sera ensuite ouverte sur quelques dispositifs de conversion de format de signal, qui se fermera pour laisser place à un « état de l'art » des diverses méthodes de récupération d'horloge utilisées dans les réseaux à hauts débits. Cette liste, enfin, débouchera sur un bref premier contact avec la boucle à verrouillage de phase opto-électronique à laquelle est consacrée la suite de ce mémoire.

1.1 Principe et nécessité

1.1.1 Généralités sur les systèmes de transmission optiques

Fondamentalement, un système de transmission de données est constitué d'un certain nombre de blocs fonctionnels : un émetteur ; un canal de transmission, qui *a priori* dégrade le signal mais comporte éventuellement un ou plusieurs relais ou régénérateurs ; et un récepteur. Plus spécifiquement, dans le cas d'un système de transmission optique, l'émetteur génère — par définition — un signal lumineux, lequel se propage dans un canal constitué typiquement d'une fibre optique.*

Ce signal lumineux, devant transmettre de l'information, est modulé. Les grandeurs sur lesquelles on peut agir à cet effet sont l'intensité, la phase et la polarisation de la lumière transmise. À la différence des systèmes de communication par radio, où ces trois paramètres peuvent être utilisés de concert, les systèmes de transmission optiques actuels ne jouent que sur l'intensité : la polarisation se conserve mal au passage dans une fibre optique standard ; la phase est d'une part sensible au bruit et aux effets non-linéaires, et d'autre part difficile à détecter par les récepteurs classiques non cohérents [Gallion02].

Malgré un récent regain d'intérêt pour les modulations de phase différentielles (DPSK), nous nous limiterons donc aux modulations d'amplitude, en jouant habituellement sur des

*L'autre type de canal optique envisageable serait l'espace libre, qui est habituellement moins avantageux qu'un milieu guidé tel que la fibre. Son utilisation se justifie dans le cas de liaisons courtes point-à-point (par exemple entre deux bâtiments) ou *a contrario* pour les télécommunications spatiales (envisagé mais pas encore utilisé à grande échelle). Nous nous plaçons dans l'optique d'un système de transmission fibré, mais si les besoins en régénérateurs sont différents, la problématique de la récupération d'horloge est la même.

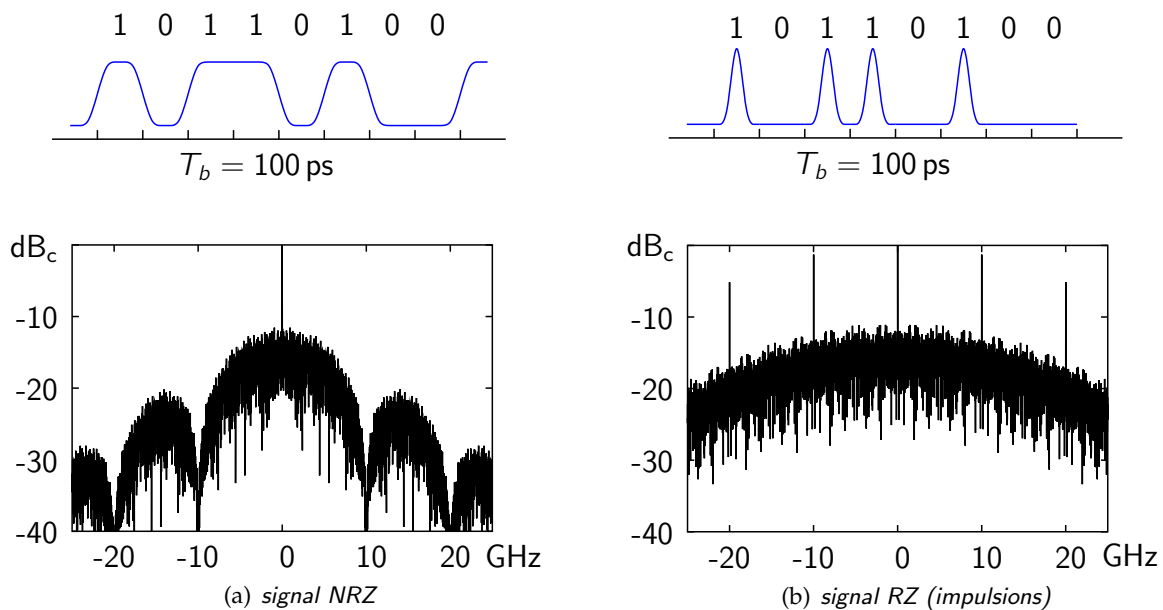


FIG. 1.1 – Allure et spectre de signaux modulés en intensité, NRZ et RZ à 10 GHz.

puissances de l'ordre du milliwatt par canal ; les formats les plus utilisés actuellement dans les systèmes optiques sont les Non-Retour à Zéro (NRZ) et Retour à Zéro (RZ). L'annexe B, section B.1, traite de leurs caractéristiques respectives ; sommairement, le format NRZ est plus simple et peut être rendu plus économe en bande passante, mais le format RZ présente l'insigne avantage de comporter une raie spectrale à sa fréquence d'horloge, ce qui n'est pas le cas d'un signal NRZ (figure 1.1).

Après avoir été émis, le signal transite par le canal de transmission qui, n'étant pas idéal, ne le restitue pas tel quel mais dégradé suivant plusieurs processus. Le plus évident est l'atténuation des fibres : 0,2 dB/km au minimum autour de 1,55 μm de longueur d'onde peut paraître faible, mais les longueurs de transmission visées étant de plusieurs centaines ou milliers de kilomètres, ceci ne représente pas un milieu suffisamment transparent. De ce fait, on place des amplificateurs optiques le long du parcours afin de ramener périodiquement la puissance du signal à un niveau acceptable ; mais de tels amplificateurs rajoutent automatiquement du bruit sous forme d'émission spontanée amplifiée. Enfin, sur de telles distances, il ne suffit pas de compenser l'atténuation : la dispersion chromatique et les effets non-linéaires apportés par la fibre et les amplificateurs deviennent des facteurs limitants.

Pour illustrer ce propos, la figure 1.2 représente schématiquement le diagramme de l'œil d'un signal avant et après transit dans une fibre optique (figures 1.2(a) et 1.2(b) respectivement), puis dans les différents étages d'un régénérateur devant remédier à ces dégradations. Ainsi, la première tâche d'un tel dispositif est de ramener le signal à un niveau de puissance plus proche de celui de départ à l'aide d'un amplificateur optique (réamplification, figure 1.2(c)). On constate que l'œil, donc le rapport signal à bruit, est fortement dégradé notamment du fait de l'émission spontanée amplifiée rajoutée par l'amplificateur.

Une deuxième étape, de remise en forme, est donc souhaitable, le principe étant d'appliquer au signal une fonction préservant son niveau moyen à l'échelle du temps bit (de façon à conserver le caractère 0 ou 1 du bit courant) mais pas le bruit (figure 1.2(d)). La fonction idéale est la « marche d'escalier » que représente une détection à seuil : on compare la puissance optique reçue à une certaine valeur de référence afin de déterminer si ce bit est un 0 ou un 1, comme

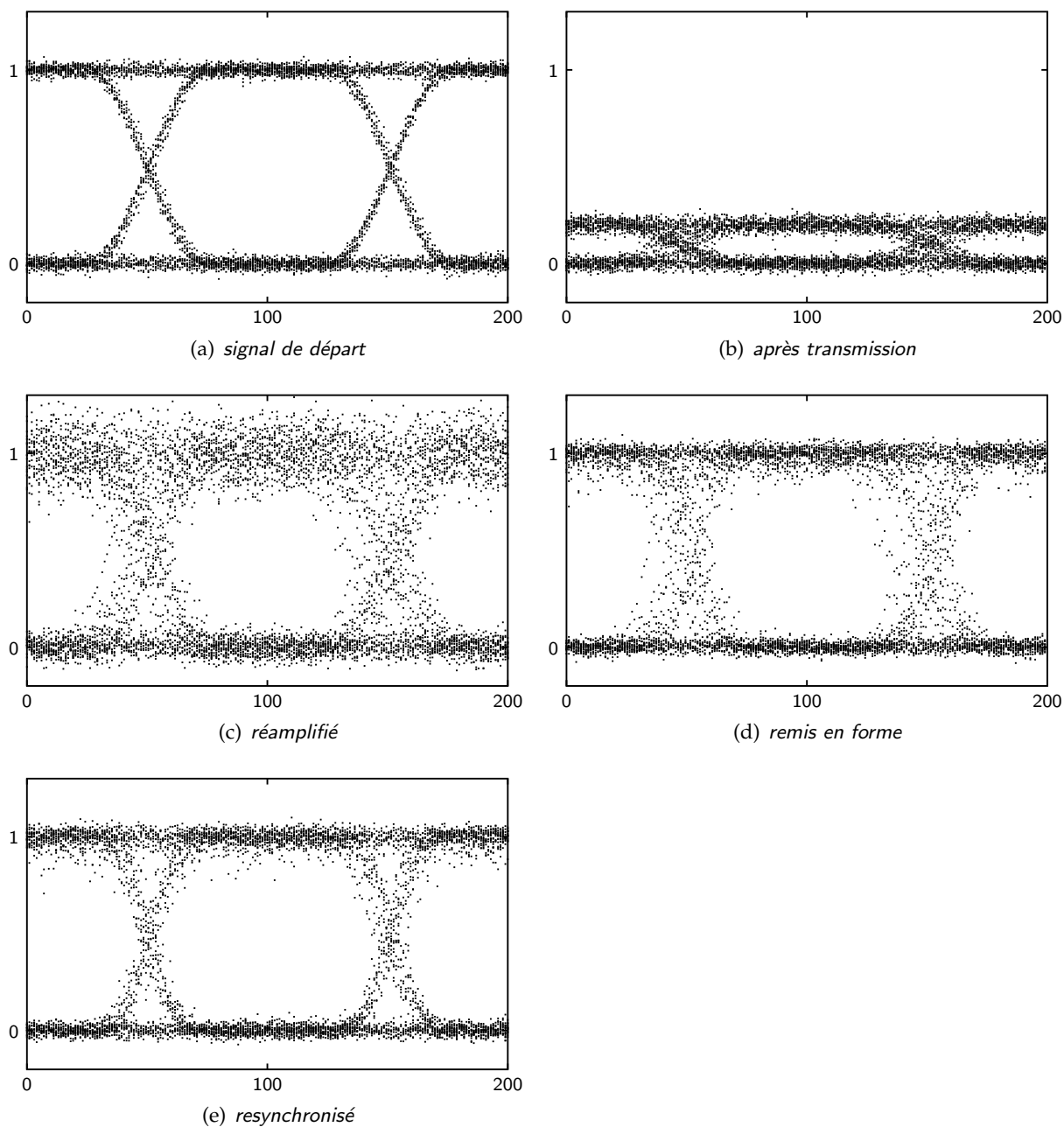


FIG. 1.2 – Allure simulée du diagramme de l'œil d'un signal NRZ à 10 GHz après différentes étapes de régénération (paramètres arbitraires).

au niveau du récepteur. De fait, il est toujours possible d'effectuer une détection et réémettre le signal, mais cette technique est lourde d'utilisation. On préférera faire passer le signal dans un dispositif non-linéaire ayant une réponse moins abrupte que la « marche d'escalier », mais qui garde le signal sous forme optique. Des exemples de tels régénérateurs sont donnés section 3.3.3.

Enfin, on constate que les fronts montants et descendants du signal ne sont toujours pas nets, ce qui correspond à une variation d'un bit à l'autre de leur position temporelle par rapport au moment de décision, *i.e.* une *gigue temporelle*. C'est une source potentielle d'erreurs, il convient donc, pour une régénération complète, de l'éliminer en resynchronisant le signal sur une horloge (figure 1.2(e)).

Les régénérateurs assurant ces trois fonctions sont qualifiés de « 3R », pour : réamplification, remise en forme et resynchronisation (*reamplification, reshaping, retiming*).

1.1.2 Nécessité de la récupération d'horloge

On remarque le besoin, notamment pour la réception et la resynchronisation, de connaître exactement la fréquence d'horloge, *i.e.* l'inverse du temps bit : par exemple, à la détection, la décision de la valeur 0 ou 1 d'un bit doit se faire à un moment précis du laps de temps sur lequel celui-ci est transmis. Les décisions successives doivent donc intervenir à intervalles réguliers, de longueur égale au temps bit. Si leur taux de répétition venait à s'en écarter, les instants correspondant aux décisions dériveraient par rapport à l'optimum (on aurait donc plus d'erreurs) voire finiraient par « sauter » des bits (on aurait donc une séquence tout à fait erronée, pour ne pas dire n'importe quoi).

On synchronise donc récepteurs et éventuellement régénérateurs à une horloge, *i.e.* un signal périodique (qu'il soit sinusoïdal, impulsionnel, en créneaux...) de période égale au temps bit. Afin d'en assurer l'exactitude, cette horloge doit être extraite du signal portant les données ; La fonction correspondant à cette opération est appelée *récupération d'horloge*, et est donc une fonction critique de tout système de transmission de données numériques.

Une fonction similaire, utile notamment dans le cas du démultiplexage temporel (où l'on cherche à sélectionner un bit sur N), est l'extraction d'un sous-multiple de la fréquence d'horloge. On parlera de *récupération d'horloge fractionnelle*, par exemple à 4×10 GHz pour une horloge à 10 GHz extraite d'un train de bits ou d'impulsions à 40 Gbps.

Le paramètre le plus important à considérer pour un dispositif prévu à cet effet est la gigue de cette horloge, qui s'ajoutera à celle du signal dans toute tentative de détection ou de resynchronisation. Quelques autres paramètres sont également intéressants, notamment les plages de verrouillage (intervalle sur lequel le système peut suivre les variations de fréquence du signal) et de capture (bande sur laquelle le système peut acquérir l'horloge)** ; l'agilité (vitesse d'accrochage) ; et pour les régénérateurs optiques, le fait de générer une horloge directement sous cette forme.

Le cadre étant posé, passons maintenant en revue les dispositifs utilisés pour la récupération d'horloge.

1.2 Conversion de format NRZ vers pseudo-RZ

Le format de modulation NRZ est très utilisé dans les systèmes de transmission optiques, pour sa simplicité et son efficacité spectrale. Mais le spectre d'un signal modulé de cette façon, nous l'avons vu, ne possède pas de raie marquée à sa fréquence d'horloge, contrairement à un signal RZ par exemple. Or la plupart des schémas de récupération d'horloge, pour ne pas

**On trouve également les termes *bande de suivi* et *bande d'accrochage*, respectivement.

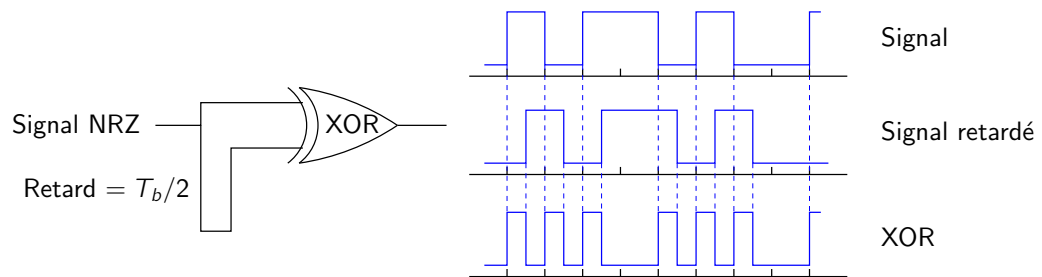


FIG. 1.3 – Extraction de signal pseudo-RZ par ligne à retard.

dire tous, nécessitent la présence de cette raie. Il est donc nécessaire d'employer un dispositif de conversion de format, sinon vers un format RZ au sens strict, du moins vers un format pseudo-RZ qui comportera cette fameuse raie. Nous présentons donc les diverses méthodes utilisées à cette fin.

1.2.1 Conversion électronique

L'opération de conversion de format est naturellement dans les cordes de l'électronique. Passons sur les bas débits (quelques dizaines de Mbps), où il est aisé de sur-échantillonner le signal et d'effectuer un traitement numérique. À des débits plus proches de ceux utilisés dans les systèmes optiques, on peut encore utiliser des dérivateurs ou des portes logiques, par exemple une porte « ou exclusif » (XOR) opérant sur le signal NRZ et le même signal décalé d'une fraction de temps bit. Un tel schéma, comme illustré figure 1.3, fait ressortir les variations dans la séquence binaire : la sortie est non-nulle pendant ladite fraction de temps bit si le bit courant est différent du précédent. Ce dispositif a été démontré à 40 Gbps en tant que bloc convertisseur dans un circuit de récupération d'horloge monolithique [Murata00].

L'usage de circuits électroniques, toutefois, nécessite que le signal soit sous forme électrique et non optique ; en outre, le débit reste limité à quelques dizaines de Gbps.

1.2.2 Mélange de signaux décalés

Par analogie avec la méthode précédente, on peut utiliser un dispositif optique pour reproduire un décaleur-mélangeur, comme démontré avec un interféromètre de Mach-Zehnder asymétrique avec un bras décaleur dans [Lee99], et par dédoublement du spectre par modulation du signal, décalage par dispersion, et recombinaison par mélange à quatre ondes dans [Bilenca02].

Dans le second, comme l'illustre la figure 1.4, le signal NRZ de départ est modulé à haute fréquence par un interféromètre de Mach-Zehnder, autour d'un point de fonctionnement correspondant à des interférences destructives entre les deux bras, ce qui dédouble le spectre du signal. Ces deux « portions » de spectre sont déphasées par une fibre dispersive, ce qui reproduit le décalage temporel d'une fraction de temps bit. Le mélange, qui ci-dessus était effectué par une porte logique, est assuré par le mélange à quatre ondes se produisant dans une fibre à dispersion décalée, et isolé par un filtre optique.

Comme précédemment, le spectre du signal résultant du mélange entre signaux décalés exhibe des raies aux multiples de la fréquence d'horloge.

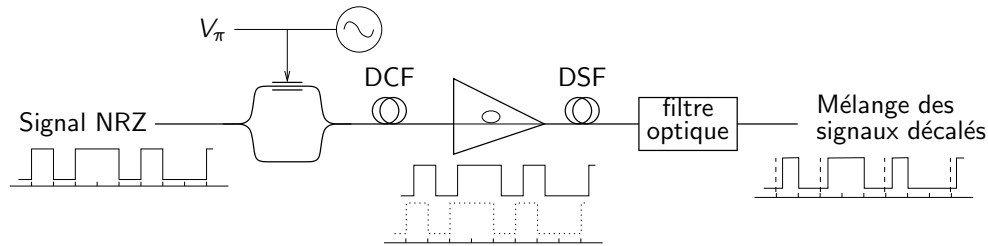


FIG. 1.4 – Extraction de signal pseudo-RZ par mélange à quatre ondes.

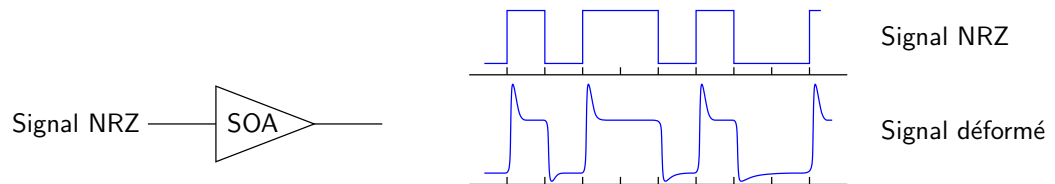


FIG. 1.5 – Extraction de porteuse par amplificateur optique à semi-conducteurs saturé.

1.2.3 Amplificateur optique à semi-conducteurs saturé

Une autre méthode permet le passage entre un signal NRZ et un autre signal comportant une raie spectrale à la fréquence d'horloge : le passage du premier par un amplificateur optique à semi-conducteurs saturé. Le principe en repose sur les effets non-linéaires que produit cette saturation, notamment la pulsation de la densité de porteurs qui, comme nous le verrons section 3.2, est la principale responsable de ces non-linéarités.

Avec une constante de temps de l'ordre de quelques centaines de ps, pour des débits de l'ordre du Gbps, la saturation du gain entraîne une déformation du signal à chaque transition, notamment au passage de 0 à 1, comme illustré figure 1.5 : comme le gain passe de sa valeur « non saturée » à sa valeur « saturée », plus faible, en un temps comparable au temps bit, le niveau du signal de sortie passe par un extremum lorsque le signal d'entrée atteint le niveau du 1 alors que gain n'est pas encore à la valeur correspondante.

Sans donner un véritable signal RZ à la sortie du dispositif, cette distorsion — évoquée section 5.4.2 et observée notamment figure 5.10 page 77 — fait réapparaître des raies spectrales à la fréquence d'horloge et ses multiples, ce qui satisfait le prérequis des dispositifs de récupération d'horloge.

1.3 Méthodes de récupération d'horloge

Un certain nombre de méthodes de récupération d'horloge ont été proposées. De fait, certaines sont utilisées dans les systèmes de transmission de données numériques, depuis que l'on s'est rendu compte que le Morse était inadapté à plus de quelques bits par secondes et que le cerveau du meilleur télégraphiste, qui assurait la synchronisation jusque là, n'arriverait jamais à suivre un flux de données plus important.

Nous proposons donc un rapide tour d'horizon des systèmes (automatisés) de récupération d'horloge disponibles ou envisagés.

1.3.1 Filtrage de la fréquence d’horloge

Si le signal dont on désire récupérer l’horloge possède une composante spectrale marquée à cette fréquence, on peut se contenter d’un filtre électrique étroit centré sur la fréquence d’horloge estimée de l’émetteur. On sait fabriquer de tels filtres, avec des facteurs de qualité $Q = f_0/\Delta f$ de l’ordre de 1000 (où f_0 est la fréquence centrale du filtre et Δf sa bande passante à 3 dB — qui sera alors de l’ordre de 10 MHz pour un signal à 10 Gbps), à des fréquences pouvant aller jusqu’à 40 GHz.

Cette méthode a l’avantage de la simplicité, mais pas celui de la flexibilité en ce sens qu’elle n’est pas transparente au débit. En outre, elle nécessite le passage du signal dans le domaine électrique ; si un filtre est d’une réalisation moins difficile à très haute fréquence que ne le serait, par exemple, une boucle à verrouillage de phase, il n’en reste pas moins que la technique n’est pas compatible avec une régénération réellement tout-optique.

Une méthode similaire mais plus exotique consiste à utiliser un interféromètre de Fabry-Perot d’intervalle spectral libre égal à la fréquence d’horloge, qui effectue le même filtrage — aux harmoniques près — sur le signal mais sans quitter le domaine optique. Un tel système a été démontré à 10 Gbps [Bintjas02]. En outre, de par sa nature même, ce filtre peut être adapté à la récupération d’horloge par paquets de données, puisque ladite horloge « naît » et « meurt » relativement rapidement avec le signal, suivant sa finesse ; mais cela signifie également qu’il n’est pas résistant à de longues suites de zéros dans le cas d’une transmission en continu.

1.3.2 Injection dans un système oscillant

Une autre solution est d’utiliser un système oscillant capable de se synchroniser à un signal optique, le système lui-même pouvant être optique ou électrique.

Dans la deuxième catégorie, on trouve notamment des oscillateurs électroniques à base de phototransistors bipolaires à hétérojonction. Bien que travaillant dans le domaine électrique, ceux-ci présentent l’avantage d’être directement sensibles au signal optique, sans photodétecteur comme le nécessiterait un filtre ou un simple oscillateur électrique. Un tel schéma de récupération d’horloge a été démontré à 4×10 GHz [Lasri01].

Quant aux systèmes tout-optiques, on peut y compter les lasers autopulsants [Bornholdt00] et à modes bloqués [Mathason98, Shirane01], dont on peut également asservir la fréquence d’oscillation en y injectant le signal. La récupération d’horloge a été démontrée grâce à ces composants, à 40 GHz et 16×10 GHz respectivement.

Cette méthode d’asservissement est typiquement limitée par les oscillateurs eux-mêmes, car la fréquence d’horloge doit être voisine de leur fréquence naturelle d’oscillation — ou d’un multiple de celle-ci si le composant permet la récupération d’horloge fractionnelle. Suivant le type de dispositif, la plage de verrouillage peut varier d’une fraction de MHz ([Lasri01], 250 kHz) à quelques GHz ([Bornholdt00]). Cette méthode nécessite en outre la présence dans le signal d’une raie spectrale à la fréquence souhaitée, ce qui peut nécessiter l’emploi de l’un des convertisseurs exposés section 1.2.

1.3.3 Boucles à verrouillage de phase

Depuis que l’on sait les réaliser sous forme de circuit intégré, les boucles à verrouillage de phase sont la méthode canonique de récupération de porteuse, en particulier dans le cadre de la réception de radio FM : la démodulation doit être cohérente, ce qui impose — même dans les systèmes de transmission analogiques — des contraintes voisines de la récupération d’horloge nécessitée par les systèmes numériques. Il fut donc naturel d’étendre leur utilisation à cette dernière, cf. section 2.5.3.

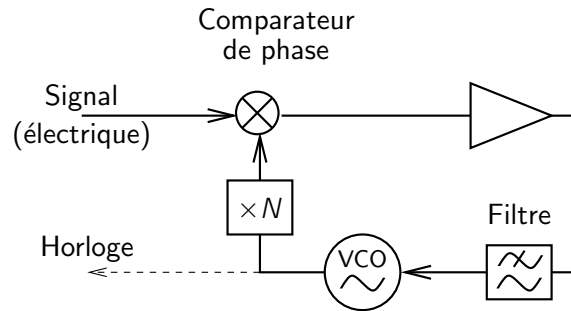


FIG. 1.6 – Schéma de principe d'une boucle à verrouillage de phase conventionnelle.

Le schéma général d'une boucle à verrouillage de phase est illustré figure 1.6, et sera abordé plus en détail chapitre 2 ; l'horloge est donnée par un oscillateur commandé par la différence de phase entre le signal et la sortie du même oscillateur (ou un multiple ou sous-multiple en fréquence de celle-ci pour la récupération d'horloge fractionnelle ou la synthèse de fréquence), cette différence de phase étant obtenue par le biais d'un comparateur de phase, lequel peut être constitué d'un simple mélangeur ou élément non-linéaire et d'un filtre.

En régime accroché, cette différence de phase — donc la sortie du comparateur de phase — est constante. On se rend ainsi compte qu'à haute fréquence, les composants qui devront être rapides sont le comparateur de phase, et l'oscillateur — ou éventuellement le multiplicateur de fréquence.

Ces dispositifs présentent les inconvénients du domaine électrique ; ils nécessitent un photodétecteur rapide pour y ramener le signal, et commencent à peiner à très haut débit, même si une expérience a été réalisée avec succès à 10×10 Gbps [Phillips00].

1.4 Boucle à verrouillage de phase opto-électronique

Si le facteur limitant pour une boucle à verrouillage de phase électrique, outre le fait de devoir convertir un signal optique, est la rapidité du comparateur de phase ou de l'élément non-linéaire, on peut tenter de s'en affranchir en utilisant un composant optique à cet usage.

Puisque l'on cherche à mélanger le signal optique et l'horloge récupérée, une approche possible est d'utiliser cette horloge sous forme électrique pour commander un modulateur optique, par exemple à électroabsorption, par lequel on fait passer le signal pour obtenir l'effet désiré. Cette méthode a été démontrée à 16×10 Gbps [Tong00].

Une autre approche est de mélanger directement les signaux sous forme optique, grâce aux effets non-linéaires que présentent un certain nombre de composants, à commencer par les amplificateurs optiques à semi-conducteurs, très utilisés car présentant à la fois un fort gain et de fortes non-linéarités de plusieurs types (modulation croisée de gain et de phase, mélange à quatre ondes...), ce qui leur permet d'effectuer un certain nombre d'opération de traitement de signal (cf. la section 3.3) sur des distances de propagation de l'ordre du millimètre. Notamment, le mélange à quatre ondes, comme son nom l'indique en partie, peut reproduire un mélangeur : ce sont certes à la base les signaux optiques qu'il mélange et donc aux fréquences optiques qu'il agit ; mais comme il mélange tous les harmoniques des signaux, il est également équivalent à un mélangeur électrique à la longueur d'onde de mélange, cf. section 4.4.

En outre, les phénomènes physiques à l'origine de ces non-linéarités en général, et du mélange à quatre ondes en particulier, sont extrêmement rapides (d'une fraction de nanoseconde pour les plus lents à quelques dizaines de femtosecondes pour les plus rapides) comparés au

temps bit correspondant aux débits des systèmes de transmission optiques actuels (10 à 40 Gbps par canal) voire futurs (jusqu'à plusieurs Tbps par canal ?)

D'autres types de composants sont utilisables en régime non-linéaire, ne serait-ce que les fibres optiques, notamment les fibres à cristaux photoniques ou les fibres dopées amplificatrices, mais de grandes longueurs de propagation sont nécessaires pour faire apparaître les effets recherchés. On peut également avoir recours à des matériaux non-linéaires d'ordre 2 tels que le niobate de lithium, plus efficaces que les composants cités précédemment (qui sont d'ordre 3), mais où les conditions d'accord de phase sont problématiques. Il existe des composants à base de niobate de lithium à domaines périodiquement inversés (« *Periodically Poled LiNbO₃* », PPLN) qui permettent de s'affranchir de l'accord de phase, mais seulement autour d'une longueur d'onde bien précise.

Ainsi, bien qu'ils n'en aient pas le monopole, les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont des composants de choix pour l'utilisation d'effets non-linéaires. De plus, comme nous l'avons vu — et le reverrons section 3.3.5 — un amplificateur optique à semi-conducteurs est capable de convertir un signal optique au format NRZ vers un format pseudo-RZ adapté à récupération d'horloge par boucle à verrouillage de phase.

Tous ces éléments nous conduisent à la possibilité de récupérer l'horloge de signaux RZ et NRZ en reproduisant le schéma d'une boucle à verrouillage de phase dans le domaine optique, un amplificateur optique à semi-conducteurs assurant la fonction non-linéaire de mélangeur ou de corrélateur, et le reste de la boucle, travaillant alors dans un domaine de fréquence beaucoup plus faible voire en bande de base, restant constitué d'électronique.

Un tel montage a été proposé et démontré à $16 \times 6,3$ Gbps par Kamatani et Kawani-shi [Kamatani96], sur des signaux au format RZ. Nous avons reproduit un schéma similaire à 10 Gbps en format RZ et NRZ, ainsi qu'un schéma plus simple, plus direct, dans les mêmes conditions de 10 Gbps en format RZ et NRZ [Ware02, Ware03]. Nous nous proposons de les décrire plus en détail dans la suite de ce mémoire, notamment partie II.

Chapitre 2

Généralités sur les boucles à verrouillage de phase

2.1 Présentation

La boucle à verrouillage de phase (*phase-locked loop*, PLL) est un dispositif permettant d'extraire la porteuse d'un signal modulé ou bruité. Conçue en 1932 à fins de réception cohérente de signaux modulés en amplitude ([Bellescize32] cité par [Frankle72b]), elle a depuis trouvé de nombreuses applications telles que : la récupération d'horloge ; la synthèse de fréquence ; la démodulation FM, que nous évoquerons section 2.5.

2.1.1 Principe

Le schéma de principe d'une boucle à verrouillage de phase simple est illustré figure 2.1 : comme son nom l'indique, il s'agit d'un système bouclé ; la sortie en est donnée par un oscillateur commandé typiquement en tension (*voltage-controlled oscillator*, VCO), dont la commande provient de la sortie (amplifiée et filtrée) d'un comparateur de phase, lequel opère sur le signal d'entrée et la sortie du VCO.

Comme nous allons le montrer section 2.2, le système de rétroaction entre le comparateur de phase et le VCO permet d'asservir — éventuellement à une constante additive près — la phase du second, et donc sa fréquence, à l'horloge du signal. Les paramètres d'amplification et de filtrage déterminent les plages de fonctionnement de la boucle, ses caractéristiques d'accrochage, et le déphasage résiduel entre l'entrée et la sortie.

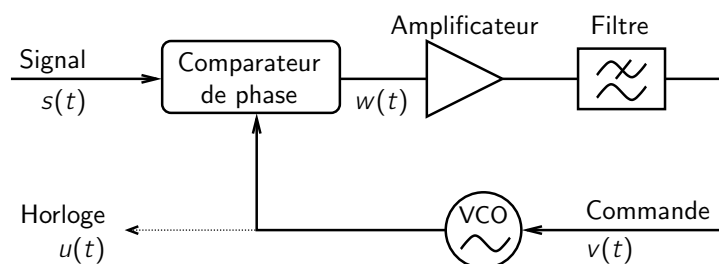


FIG. 2.1 – Schéma de principe d'une boucle à verrouillage de phase.

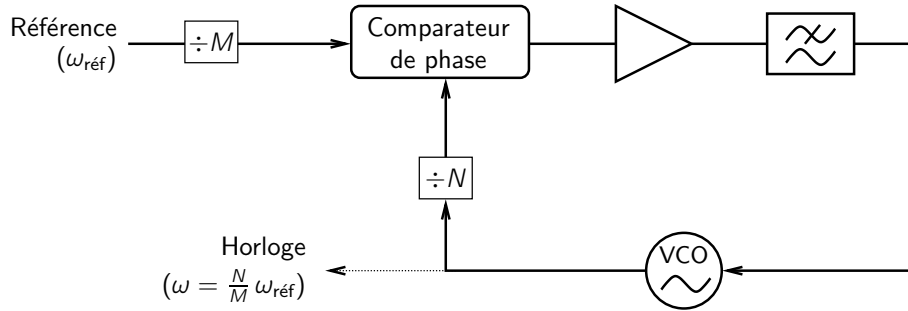


FIG. 2.2 – Boucle à verrouillage de phase pour la synthèse de fréquence.

2.1.2 Variantes

Il existe des schémas plus complexes de boucles à verrouillage de phase, pour des applications différentes d'une simple récupération de fréquence. Par exemple, la figure 2.2 décrit une boucle dont la sortie a une fréquence multiple ou sous-multiple de celle d'entrée, du fait de la présence de diviseurs de fréquence judicieusement insérés, typiquement à base de circuits logiques.

En effet, considérons que la boucle est verrouillée pour une différence de phase constante entre les deux entrées du comparateur de phase. Les deux signaux correspondants doivent donc avoir la même pulsation. Si celle de l'oscillateur de référence est $\omega_{\text{réf}}$ et celle du VCO ω_o , cette condition s'écrit :

$$\frac{\omega_{\text{réf}}}{M} = \frac{\omega_o}{N} \quad (2.1a)$$

$$\Rightarrow \omega_o = \frac{N}{M} \omega_{\text{réf}} \quad (2.1b)$$

Autre exemple, la boucle à verrouillage de phase hétérodyne, qui permet de produire une fréquence de sortie décalée par rapport à celle d'entrée, décrite par la figure 2.3(a) page suivante. Elle n'est pas plus difficile à traiter qu'une boucle classique puisque l'on montre [Blancha76b] qu'elle est équivalente au système de la figure 2.3(b), lequel peut être traité comme une boucle à verrouillage de phase classique.

2.2 Équations d'évolution

2.2.1 Composants de la boucle

Afin de poser les équations déterminant le fonctionnement d'une boucle, il est bon d'avoir un modèle des sous-systèmes la composant. L'annexe D propose un modèle de fonctionnement pour le VCO, le comparateur de phase et le filtre ; si nous appelons, comme dans la figure 2.1 page précédente :

- $s(t)$ le signal en fonction du temps ;
- $u(t)$ l'horloge, *i.e.* la sortie du VCO ;
- $w(t)$ la tension de sortie du comparateur de phase ;
- $v(t)$ la tension de commande du VCO, *i.e.* la sortie du filtre.

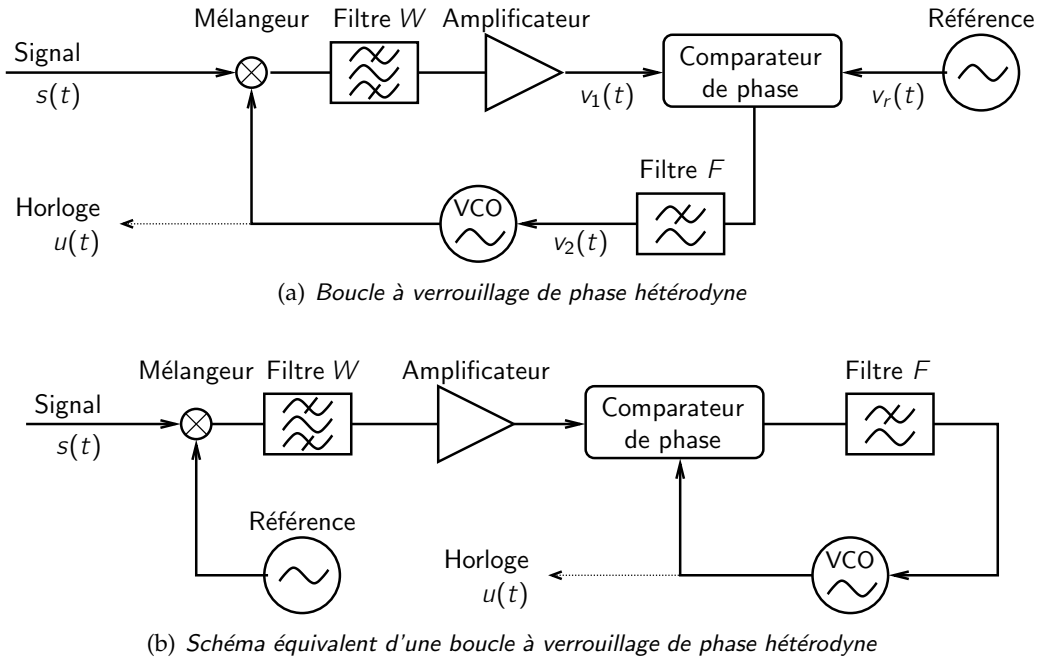


FIG. 2.3 – Boucle à verrouillage de phase hétérodyne, schéma de base et schéma équivalent.

Nous pouvons écrire les deux premiers* :

$$s(t) = S_0 \sin(\omega_s t + \varphi_s(t)) \tag{2.2a}$$

$$u(t) = U_0 \cos(\omega_o t + \varphi_o(t)) \tag{2.2b}$$

Alors, en prenant un comparateur de phase à réponse sinusoïdale et de sensibilité $K_1 = \mathcal{K}_1(S_0, U_0)$; un amplificateur de gain K_2 ; un filtre de réponse impulsionnelle f ; et un VCO de sensibilité K_3 , on peut écrire :

$$w(t) = K_1 \sin[(\omega_s - \omega_o) t + \varphi_s(t) - \varphi_o(t)] \tag{2.3a}$$

$$v(t) = K_2 [w * f](t) \tag{2.3b}$$

$$\frac{d\varphi_o}{dt} = K_3 v(t) \tag{D.5-bis}$$

2.2.2 Établissement des équations de fonctionnement

Le fonctionnement d'une boucle à verrouillage de phase simple peut aisément être illustré en régime linéaire, dans le cas d'un signal d'entrée quasi-sinusoïdal. Bien entendu, on souhaite que le VCO tende à osciller précisément à la même fréquence que le signal (on parlera de *régime accroché*); posons donc :

$$\varphi_o(t) = \underbrace{(\omega_s - \omega_o) t}_{\Delta\omega} + \phi_o(t) - \theta_0 \tag{2.4a}$$

$$u(t) = U_0 \cos(\omega_s t + \phi_o(t) - \theta_0) \tag{2.4b}$$

*On introduit artificiellement une quadrature de phase entre les signaux pour obtenir une sortie nulle à différence de phase nulle plutôt qu'à $\pi/2$. Cet artifice de calcul n'aura pas d'autre conséquence.

où θ_0 est la différence de phase en régime permanent. Les équations (2.2) et (2.3) ci-dessus se réécrivent donc :

$$v(t) = K_2 K_1 [\sin(\varphi_s - \phi_o + \theta_0) * f](t) \quad (2.5a)$$

$$\Delta\omega + \frac{d\phi_o}{dt} = K_3 v(t) \quad (2.5b)$$

Rassemblant ces équations, et posant le *gain* de la boucle $K = K_1 K_2 K_3$, nous pouvons écrire l'équation différentielle suivante :

$$\Delta\omega + \frac{d\phi_o}{dt} = K \sin(\varphi_s - \phi_o + \theta_0) * f \quad (2.6)$$

L'équation (2.6) est générale. Si nous supposons que la boucle est en régime accroché, donc que la différence de phase varie faiblement autour de θ_0 , nous pouvons la linéariser en :

$$\Delta\omega + \frac{d\phi_o}{dt} \simeq K \sin \theta_0 * f + K \cos \theta_0 \cdot (\varphi_s - \phi_o) * f \quad (2.7)$$

Ce qui, dans le domaine fréquentiel, peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \Delta\omega \delta(s) + s\Phi_o(s) &= K \sin \theta_0 F(s)\delta(s) \\ &+ K \cos \theta_0 (\Phi_s(s) - \Phi_o(s)) \times F(s) \end{aligned} \quad (2.8)$$

où Φ_s et Φ_o sont les transformées de Laplace respectives de φ_s et ϕ_o , cf. annexe A.

2.2.3 Régime stationnaire

En régime stationnaire, on peut considérer φ_s et ϕ_o comme nulles, la différence de phase étant simplement θ_0 . Les signaux relatifs au VCO (phase, tension de sortie, tension d'entrée) peuvent alors s'écrire :

$$\varphi_o(t) = \Delta\omega \cdot t - \theta_0 \quad (2.9a)$$

$$u(t) = U_0 \sin(\omega_s t - \theta_0) \quad (2.9b)$$

$$v = K_2 K_1 \sin \theta_0 \quad (2.9c)$$

Or l'équation (2.8) peut être séparée en une partie statique (en $\delta(s)$) et une partie dynamique (en Φ_s et Φ_o) :

$$\Delta\omega \delta(s) = K \sin \theta_0 F(s)\delta(s) \quad (2.10a)$$

$$\Phi_o(s) = K \cos \theta_0 \frac{F(s)}{s} (\Phi_s(s) - \Phi_o(s)) \quad (2.10b)$$

La seconde s'annulant en régime stationnaire, c'est la première qui détermine θ_0 . Pour ce faire, nous devons séparer le cas d'un filtre de boucle intégrateur, qui possède un pôle en 0, d'un filtre n'en possédant pas. Écrivons :

$$F(s) = \frac{\tilde{F}(s)}{s^n} \quad (2.11)$$

où $\tilde{F}(s)$ n'a pas de pôle en 0, et $n > 0$ pour un filtre intégrateur. Alors (2.10a) devient :

$$K \sin \theta_0 \tilde{F}(s)\delta(s) = \Delta\omega s^n \delta(s) \quad (2.12)$$

ce qui, vu les propriétés de δ , revient à :

$$K \sin \theta_0 \tilde{F}(0)\delta(s) = \begin{cases} 0 & \text{si } n > 0 \\ \Delta\omega \delta(s) & \text{si } n = 0 \end{cases} \quad (2.13)$$

d'où :

$$\sin \theta_0 = \begin{cases} 0 & \text{avec un filtre intégrateur} \\ \Delta\omega/K & \text{sinon (en supposant : } F(0) = 1) \end{cases} \quad (2.14)$$

Ainsi, en régime accroché, le VCO oscille à la même fréquence que le signal d'entrée de la boucle à verrouillage de phase, soit exactement en phase**, soit avec un déphasage imposé par la différence entre la fréquence d'entrée et celle d'oscillation « naturelle » du VCO, ainsi que des paramètres du système de rétroaction — notamment le gain de la boucle K .

Ledit gain a la dimension d'une pulsation ; il peut ou non dépendre de la puissance d'entrée, suivant le type de comparateur de phase utilisé. En outre, en l'absence de filtre intégrateur, ce même gain donne une borne de la plage de verrouillage, puisque l'équation (2.14) n'admet de solution que pour : $|\Delta\omega| \leq |K|$.

2.2.4 Régime transitoire (petit signal)

La réponse de la boucle en régime transitoire peut être déduite de l'équation (2.10b) :

$$\Phi_o(s) = K \cos \theta_0 \frac{F(s)}{s} (\Phi_s(s) - \Phi_o(s)) \quad (2.10b\text{-bis})$$

d'où :

$$\Phi_o(s) = \underbrace{\left[\frac{G(s)}{1 + G(s)} \right]}_{H(s)} \times \Phi_s(s) \quad (2.15)$$

où $G(s)$, la réponse de la boucle ouverte, vaut :

$$G(s) = K \cos \theta_0 \frac{F(s)}{s} \quad (2.16)$$

On peut également raisonner sur la différence de phase Φ entre le signal et le VCO :

$$\begin{aligned} \Phi(s) &= \Phi_s(s) - \Phi_o(s) \\ &= [1 - H(s)] \times \Phi_s(s) \\ &= \left[\frac{1}{1 + G(s)} \right] \times \Phi_s(s) \end{aligned} \quad (2.17)$$

La fonction G , qui prend généralement la forme d'une fonction rationnelle de s , permet de diviser les boucles à verrouillage de phase en catégories : on dira qu'une boucle est de *type* p et d'*ordre* q si G comporte p pôles à l'origine et q pôles en tout, *i.e.* si son dénominateur se met sous la forme : $s^p(g_0 + \dots + g_{q-p}s^{q-p})$, g_i étant scalaires et constants.

**Plus exactement en quadrature de phase, *cf.* note * page 19 à nouveau.

2.2.5 Exemple : boucle du premier ordre

La boucle à verrouillage de phase la plus simple est celle où l'on ne filtre pas le signal entre le comparateur de phase et le VCO : on suppose la bande passante infinie et le VCO est considéré comme un intégrateur parfait, ce qui correspond à une boucle du premier ordre et de type un :

$$G(s) = \frac{K \cos \theta_0}{s} \quad H(s) = \frac{K \cos \theta_0}{s + K \cos \theta_0} \quad [1 - H](s) = \frac{s}{s + K \cos \theta_0} \quad (2.18)$$

Pour des raisons de commodité, on posera : $K' = K \cos \theta_0$. Il est alors facile de calculer la réponse à une excitation simple, en supposant la boucle accrochée à $t = 0$:

– saut de phase : $\varphi_s(t) = \delta\varphi \Upsilon(t)$; alors :

$$\Phi_s(s) = \delta\varphi/s \quad \Rightarrow \quad \Phi(s) = \frac{\delta\varphi}{s + K'} \quad \Rightarrow \quad \phi(t > 0) = \delta\varphi e^{-K't} \quad (2.19)$$

la différence initiale est amortie avec une constante de temps égale à l'inverse du gain effectif K' de la boucle ; ce qui, après tout, n'est pas inattendu, puisqu'en l'absence de filtre l'équation (2.7) se réduit à une équation différentielle d'ordre 1 ;

– saut de fréquence : $\varphi_s(t) = \delta\omega t \Upsilon(t)$; alors :

$$\begin{aligned} \Phi_s(s) = \delta\omega/s^2 &\quad \Rightarrow \quad \Phi(s) = \frac{\delta\omega}{s(s + K')} = \frac{\delta\omega}{K'} \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s + K'} \right) \\ &\quad \Rightarrow \quad \phi(t > 0) = \frac{\delta\omega}{K'} (1 - e^{-K't}) \end{aligned} \quad (2.20)$$

on a de nouveau un amortissement exponentiel, jusqu'à obtenir une erreur de phase statique $\delta\omega/K'$, laquelle correspond au nouveau point de fonctionnement donné par l'équation (2.14) ;

– rampe de fréquence : $\varphi_s(t) = \frac{\alpha}{2} t^2 \Upsilon(t)$; cette fois :

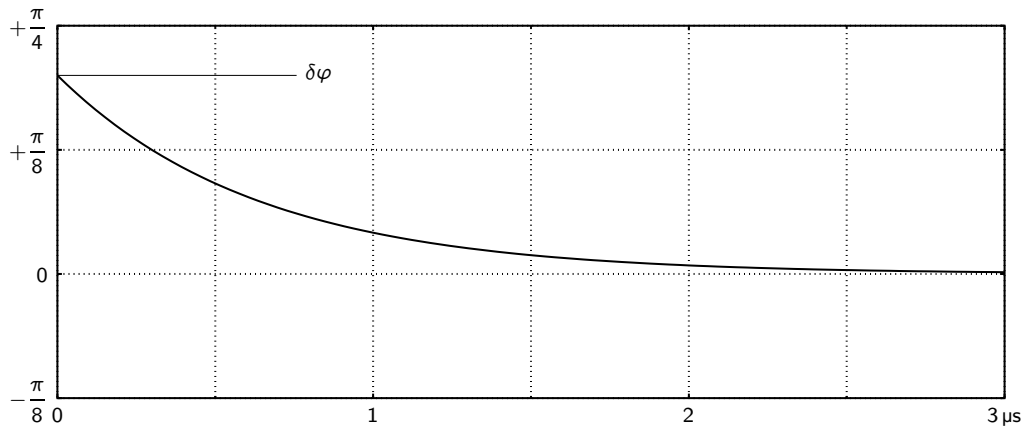
$$\begin{aligned} \Phi_s(s) = \alpha/s^3 &\quad \Rightarrow \quad \Phi(s) = \frac{\alpha}{s^2(s + K')} = \frac{\alpha}{K'^2} \left(\frac{K'}{s^2} - \frac{1}{s} + \frac{1}{s + K'} \right) \\ &\quad \Rightarrow \quad \phi(t > 0) = \frac{\alpha}{K'} t - \frac{\alpha}{K'^2} (1 - e^{-K't}) \end{aligned} \quad (2.21)$$

l'erreur de phase, d'abord quadratique en temps, devient linéaire — variant donc comme la fréquence — jusqu'à devenir trop grande pour le régime linéaire, et jusqu'à ce que la boucle décroche.

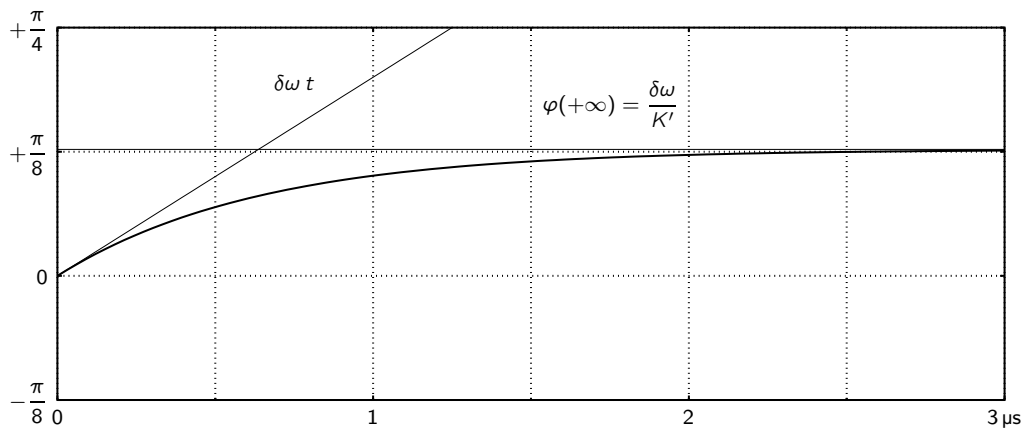
Ces réponses sont tracées figure 2.4 page ci-contre.

2.2.6 Exemple : boucle d'ordre deux

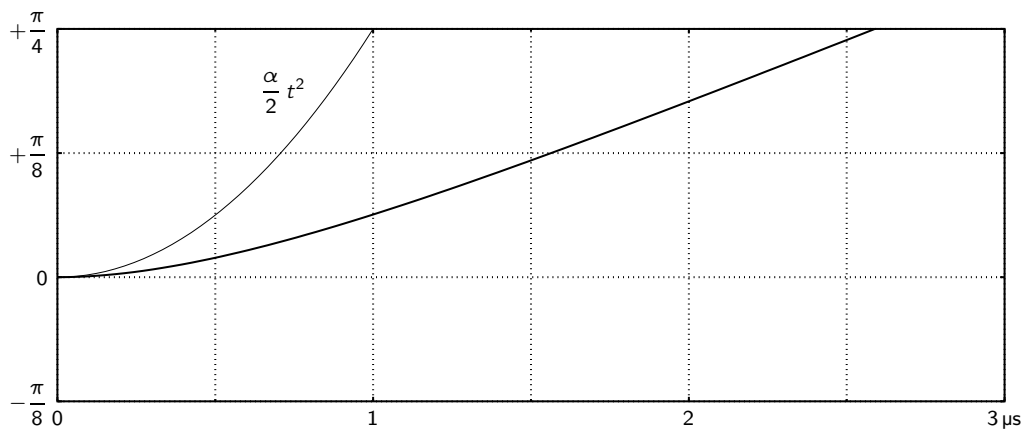
Nous avons décrit le cas d'une boucle sans filtre, mais la bande passante entre le comparateur de phase et le VCO est toujours limitée, ne serait-ce que parce que le comparateur de phase comporte un filtre pour rejeter les composantes spectrales à $\omega_s + \omega_0$. Intéressons-nous donc à une boucle un peu plus complexe, du second ordre et de type un, où la réponse de la boucle



(a) Saut de phase : $\delta\varphi = \frac{\pi}{5}$



(b) Saut de fréquence : $\delta\omega = 2\pi \times 100\ \text{kHz}$



(c) Rampe de fréquence : $\alpha = 2\pi \times 250\ \text{kHz}/\mu\text{s}$

FIG. 2.4 – Erreur de phase φ d'une boucle à verrouillage de phase d'ordre 1 et de gain $K' = 2\pi \times 250\ \text{kHz}$ en fonction du temps, en réponse à diverses excitations.

ouverte prend la forme :

$$G(s) = \frac{K' (1 + \tau_2 s)}{s (1 + \tau_1 s)} \quad \text{avec à nouveau : } K' = K \cos \theta_0 \quad (2.22a)$$

$$H(s) = \frac{\frac{K'}{\tau_1} + \frac{K' \tau_2}{\tau_1} s}{s^2 + \frac{1+K' \tau_2}{\tau_1} s + \frac{K'}{\tau_1}} \quad (2.22b)$$

$$= \frac{\omega_n^2 + \left(2\zeta\omega_n - \frac{\omega_n^2}{K'}\right) s}{s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2} \quad \text{avec : } \omega_n^2 = \frac{K'}{\tau_1} \quad \text{et : } 2\zeta\omega_n = \frac{1 + K' \tau_2}{\tau_1} \quad (2.22c)$$

$$[1 - H](s) = \frac{s^2 + \frac{\omega_n^2}{K'} s}{s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2} \quad (2.22d)$$

$$= \frac{s^2 + \frac{\omega_n^2}{K'} s}{(s - p_+)(s - p_-)} \quad \text{avec : } p_{\pm} = -\omega_n (\zeta \pm \sqrt{\zeta^2 - 1}) \quad (2.22e)$$

On montre alors [Blancha76d] que les réponses temporelles aux mêmes excitations que ci-dessus prennent la forme (cf. figure 2.5 page suivante) :

– saut de phase :

$$\phi(t > 0) = \delta\varphi e^{-\zeta\omega_n t} \left[\cos(\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2} t) + \frac{\frac{\omega_n}{K'} - \zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2}} \sin(\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2} t) \right] \quad (2.23a)$$

$$\text{ou : } \delta\varphi e^{-\omega_n t} \left[1 + \left(\frac{\omega_n}{K'} - 1\right) \omega_n t \right] \quad \text{si } \zeta = 1 \quad (2.23b)$$

– saut de fréquence :

$$\phi(t > 0) = \frac{\delta\omega}{K'} + \frac{\delta\omega}{\omega_n} e^{-\zeta\omega_n t} \left[\frac{1 - \zeta \frac{\omega_n}{K'}}{\sqrt{1 - \zeta^2}} \sin(\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2} t) - \frac{\omega_n}{K'} \cos(\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2} t) \right] \quad (2.24a)$$

$$\text{ou : } \frac{\delta\omega}{K'} + \frac{\delta\omega}{\omega_n} e^{-\omega_n t} \left[\left(1 - \frac{\omega_n}{K'}\right) \omega_n t - \frac{\omega_n}{K'} \right] \quad \text{si } \zeta = 1 \quad (2.24b)$$

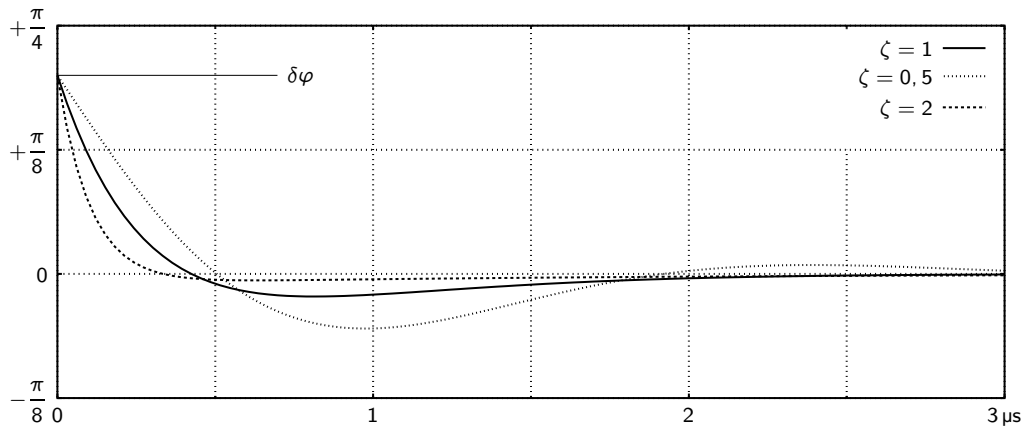
– rampe de fréquence :

$$\phi(t > 0) = \frac{\alpha}{\omega_n^2} \left(1 - 2\zeta \frac{\omega_n}{K'}\right) + \frac{\alpha}{K'} t - \frac{\alpha}{\omega_n^2} e^{-\zeta\omega_n t} \left[\left(1 - 2\zeta \frac{\omega_n}{K'}\right) \cos(\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2} t) + \frac{\zeta - \frac{\omega_n}{K'}(2\zeta^2 - 1)}{\sqrt{1 - \zeta^2}} \sin(\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2} t) \right] \quad (2.25a)$$

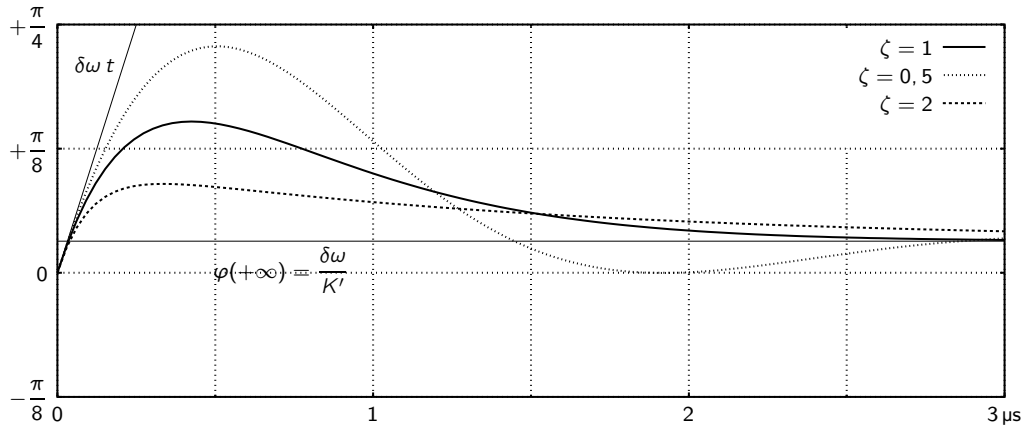
$$\text{ou : } \frac{\alpha}{\omega_n^2} \left(1 - 2\frac{\omega_n}{K'}\right) + \frac{\alpha}{K'} t - \frac{\alpha}{\omega_n^2} e^{-\omega_n t} \left[1 - 2\frac{\omega_n}{K'} + \left(1 - \frac{\omega_n}{K'}\right) \omega_n t \right] \quad (2.25b)$$

si $\zeta = 1$

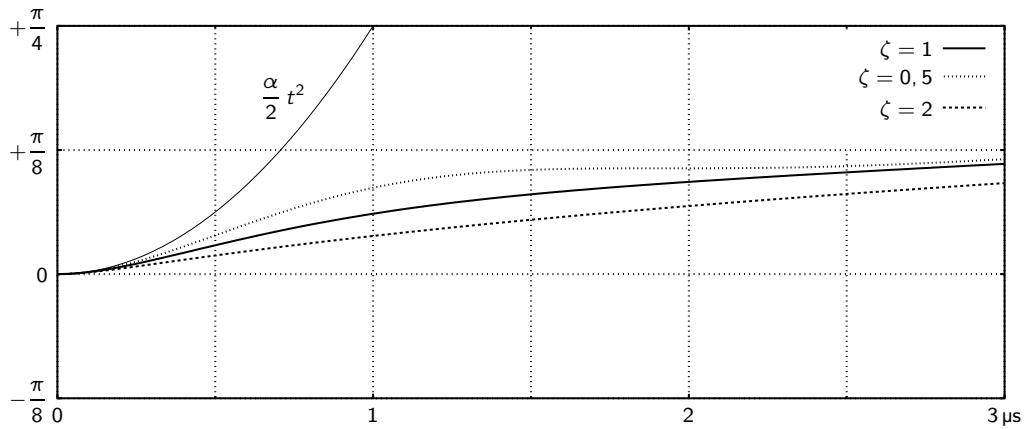
On retrouve des caractéristiques d'oscillateur amorti, de pulsation propre $\omega_n = \sqrt{K'/\tau_1}$ et de coefficient d'amortissement $\zeta = \frac{1+K'\tau_2}{2\omega_n\tau_1}$.



(a) Saut de phase : $\delta\varphi = \frac{\pi}{5}$



(b) Saut de fréquence : $\delta\omega = 2\pi \times 500 \text{ kHz}$



(c) Rampe de fréquence : $\alpha = 2\pi \times 250 \text{ kHz}/\mu\text{s}$

FIG. 2.5 – Erreur de phase φ d'une boucle à verrouillage de phase d'ordre 2 en fonction du temps, en réponse à diverses excitations. Les caractéristiques de la boucle sont : $K' = 2\pi \times 5 \text{ MHz}$, $\tau_1 = 30 \mu\text{s}/2\pi$, $\omega_n = \sqrt{K'/\tau_1} \approx 2\pi \times 408 \text{ kHz}$, ζ prenant les valeurs 0,5, 1 et 2.

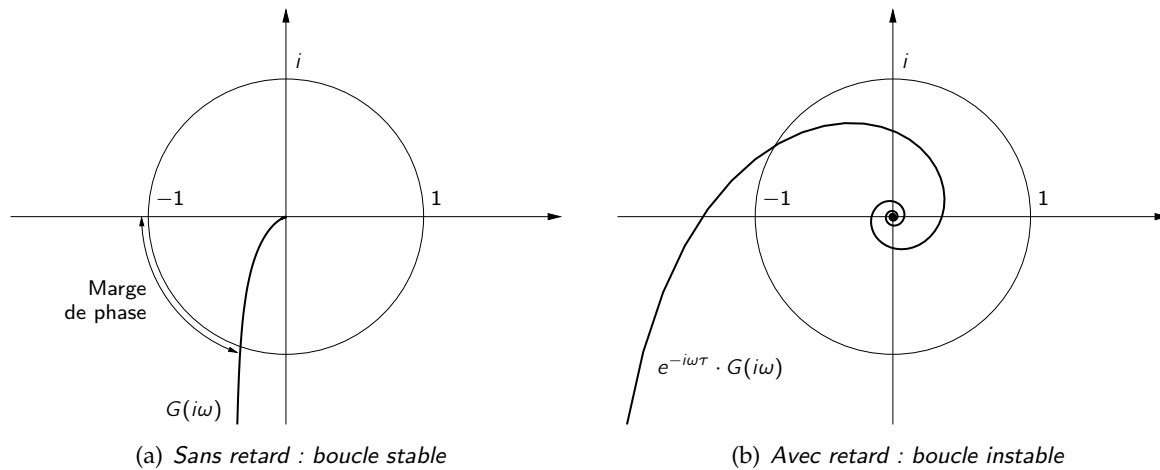


FIG. 2.6 – Représentation dans le plan complexe du gain en boucle ouverte d'une PLL du second ordre en fonction de la fréquence ; $G(i\omega) = \frac{K'}{i\omega} \frac{1 + i\omega\tau_2}{1 + i\omega\tau_1}$. On observe qu'un terme de déphasage $e^{-i\omega\tau}$ peut rendre la boucle instable.

2.3 Fonctionnement non idéal

2.3.1 Stabilité

Une boucle à verrouillage de phase étant un système à rétroaction présentant du gain, elle n'est pas nécessairement stable. Le but recherché n'étant pas de fabriquer un oscillateur, on veillera à satisfaire des critères de stabilité. On rencontre fréquemment les critères suivants :

- l'un est que la réponse H de la boucle fermée ne doit pas présenter de pôle dont la partie réelle soit positive ; en effet, si $p = \sigma + i\omega$ est un pôle de H , le système amplifiera fortement les composantes en $e^{pt} = e^{\sigma t} e^{i\omega t}$, dont le module ne décroît pas avec le temps si $\sigma \geq 0$;
- de façon équivalente, la courbe décrite dans le plan complexe par le gain $G(i\omega)$ de la boucle ouverte pour ω parcourant \mathbb{R} doit entourer le point correspondant à -1 dans le sens trigonométrique autant de fois que G a de pôles à partie réelle positive ;
- enfin, plus simplement, pour un système à phase minimale (*i.e.* tel que G n'ait pas de zéro à partie réelle positive), pour tout ω tel que : $\arg[G(i\omega)] = \pi$, le module du gain doit être inférieur à un : $|G(i\omega)| < 1$; en pratique, on cherchera à maximiser la distance angulaire, appelée *marge de phase*, entre -1 et le ou les points où le module du gain atteint un.

Les deux premiers critères sont équivalents en vertu du théorème de Cauchy [Angot72a]. Le troisième est un peu plus strict pour les systèmes à phase minimale : le fait que la courbe décrite par $G(i\omega)$ ne croise pas la demi-droite correspondant à l'intervalle (réel) $]-\infty; -1]$ est un bon moyen de s'assurer qu'elle n'entoure pas le point -1 .

Pour reprendre les deux exemples ci-dessus, la boucle du premier ordre est inconditionnellement stable du moment que son gain K' est positif : $G(i\omega) = K'/(i\omega)$, dont la phase est toujours $\pm\pi/2$; et $H(s) = K'/(s + K')$, dont le seul pôle est $-K'$, qui a une partie réelle négative.

La boucle du second ordre, à première vue, l'est aussi : les pôles de H , $-\zeta \pm \sqrt{\zeta^2 - 1}$, ont forcément une partie réelle négative. Toutefois, si l'on considère $G(i\omega)$, on s'aperçoit que sa phase s'approche de π — sans l'atteindre il est vrai — pour $\omega = \pm(\tau_1\tau_2)^{-\frac{1}{2}}$. Si le facteur d'amortissement est faible, un léger déphasage (dû par exemple à une grande longueur de boucle) peut provoquer une instabilité, comme le montre la figure 2.6.

2.3.2 Signal non idéal

2.3.2.1 Réponse au bruit

Le signal d'entrée n'étant jamais vraiment sinusoïdal, il est intéressant d'estimer le comportement d'une boucle à verrouillage de phase en présence de bruit. Nous supposons à cet effet que les signaux à l'entrée du comparateur de phase s'écrivent, de façon similaire aux équations (2.2a), (2.2b), (2.4a) :

$$s(t) = S_0 \sin(\omega_s t) + n(t) \quad \text{pour le signal ;} \quad (2.26)$$

$$u(t) = U_0 \cos(\omega_s t - \theta_0 + \xi_o(t)) \quad \text{pour le VCO.} \quad (2.27)$$

n étant un bruit blanc gaussien stationnaire, de moyenne nulle, de densité spectrale de puissance N_0 sur une bande de fréquence $\left[\frac{\omega_s}{2\pi} - \frac{W}{2}; \frac{\omega_s}{2\pi} + \frac{W}{2}\right]$.

On montre [Blancha76a] que l'on peut considérer, pour les types de comparateurs de phase que nous avons cités, tant que les variations de $\xi_o(t)$ sont lentes devant celles de n (ce qui correspondra à une bande passante d'entrée de la boucle grande devant la bande équivalente de bruit définie équation (2.30) de la présente page), qu'un bruit n' s'ajoute à la sortie du comparateur, et qu'il est également gaussien à moyenne nulle, et de densité spectrale de puissance bilatérale $N'_0 = \frac{N_0}{S_0^2}$ sur une bande de fréquence $\left[-\frac{W}{2}; \frac{W}{2}\right]$.

Le bruit de phase ξ_o en sortie du VCO est donc le résultat du filtrage de n par la fonction de transfert H , ce qui lui donne un spectre S_{ξ_o} de la forme :

$$S_{\xi_o}(f) = \frac{N_0}{S_0^2} |H(2i\pi f)|^2 \quad (2.28)$$

Ce spectre se retrouve dans celui (unilatéral) S_u de la sortie du VCO u , de par l'équation (B.19) section B.3.3 et [Blancha76a] :

$$\begin{aligned} S_u(f) &= \frac{U_0^2}{2} e^{-\sigma_{\xi_o}^2} \times \left\{ \delta\left(f - \frac{\omega_s}{2\pi}\right) + S_{\xi_o}\left(f - \frac{\omega_s}{2\pi}\right) \right\} \\ &= \frac{U_0^2}{2} e^{-\sigma_{\xi_o}^2} \times \left\{ \delta\left(f - \frac{\omega_s}{2\pi}\right) + \frac{N_0}{S_0^2} |H(2i\pi f - \omega_s)|^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.29)$$

où la variance $\sigma_{\xi_o}^2$ du bruit de phase s'écrit :

$$\sigma_{\xi_o}^2 = \overline{\xi_o(t)^2} \simeq \frac{N_0}{S_0^2} \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} |H(i\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi}}_{2B_n} \quad (2.30)$$

(du moment que la bande équivalente de bruit B_n reste faible devant W , ce qui permet d'intégrer $|H|^2$ jusqu'à l'infini). On peut l'exprimer en termes de gigue temporelle, comme dans [Rutman78] et section B.3.3 :

$$j^2 = \frac{N_0}{2\pi S_0^2 \omega_s^2} \times 2B_n \quad (2.31)$$

On cherchera donc à connaître B_n . [Blancha76a] en donne l'expression pour les types de boucles étudiés sections 2.2.5 et 2.2.6 :

$$2B_n = \frac{K'}{2} \quad \text{pour : } G(s) = \frac{K'}{s} \quad (2.32)$$

$$2B_n = \frac{\omega_n}{4\zeta} \left[1 + \left(2\zeta - \frac{\omega_n}{K'} \right)^2 \right] \quad \text{pour : } G(s) = \frac{K'}{s} \frac{1 + \tau_2 s}{1 + \tau_1 s} \quad (2.33)$$

(avec B_n exprimée en hertz et K en radians par seconde.)

2.3.2.2 Signal non sinusoïdal

Nous avons introduit la présence de bruit en signalant que le signal d'entrée n'était pas vraiment sinusoïdal ; or il se trouve parfois qu'il n'est vraiment pas sinusoïdal. Notamment, dans le cas de la récupération d'horloge, outre le fait qu'il doit porter de l'information, le signal peut parfaitement prendre la forme d'impulsions non sinusoïdales, voire être un simple NRZ « tout-ou-rien ».

La section B.1.2 décrit ces deux types de signaux, et notamment leur spectre. Considérons maintenant le fonctionnement d'un comparateur de phase : d'après la section D.1, cette fonction est obtenue en isolant la partie à basse fréquence du battement entre les deux signaux d'entrée. La bande passante d'une boucle à verrouillage de phase étant typiquement étroite, il suffit de s'intéresser à la partie du spectre du signal proche de la fréquence du VCO — donc, idéalement, de la fréquence d'horloge.

C'est pourquoi nous avons dit section 1.2 qu'un signal NRZ devait subir une conversion avant d'être utilisé pour la récupération d'horloge, au moins pour les boucles à verrouillage de phase : n'ayant pas de composante spectrale à sa fréquence d'horloge, il ne créerait pas de battement à basse fréquence avec le VCO. On doit donc préalablement, d'une manière ou d'une autre, lui appliquer un filtrage non-linéaire.

Ce n'est pas le cas du signal RZ, qui au contraire présente des raies marquées aux multiples de sa fréquence d'horloge. La boucle à verrouillage de phase n'en verra que la fondamentale, ce qui est équivalent à un signal sinusoïdal auquel s'ajoute un bruit résultant de la modulation. Ce qui nous ramène au cas précédent traité section 2.3.2.1.

Ajoutons enfin que le signal d'horloge, lui aussi, peut ne pas être sinusoïdal (cas par exemple du VCO modulant un laser en impulsions, que nous rencontrerons chapitre 5). Pour la récupération d'horloge simple, le même raisonnement que ci-dessus s'applique, à ceci près que la réponse du comparateur de phase risque de ne pas être tout à fait sinusoïdale du fait que toutes les composantes spectrales du signal et du VCO battront ensemble.

L'intérêt de cette dernière situation est dans la récupération d'horloge *fractionnelle* : puisque l'horloge présente des raies aux multiples de sa fréquence, elle peut battre avec un signal dont la fréquence d'horloge est multiple de celle du VCO — la boucle agissant ainsi comme un diviseur de fréquence ou un démultiplexeur.

Ce cas peut être traité par les mêmes calculs que précédemment, avec deux différences : d'une part, la variable sur laquelle opère le comparateur de phase devenant $\varphi_s - N\phi_o$, il s'ajoute également un facteur N au gain de la boucle ; d'autre part, pour la même raison, il subsiste une incertitude multiple de $2\pi/N$ sur la phase du VCO (la boucle peut se caler sur n'importe quelle impulsion de départ).

2.3.3 Acquisition

Nous avons jusqu'à présent supposé que la boucle était accrochée à la phase du signal d'entrée, et étudié sa réponse à diverses perturbations de cette dernière. Mais les conditions initiales sont

rarement aussi roses, et l'acquisition de la fréquence du signal ne peut être traitée en régime linéaire. Reprenons donc l'équation (2.6), en supposant φ_s , la phase du signal, constante, et posant pour simplifier : $\varphi = \varphi_s - \phi_o + \theta_0$; alors :

$$\Delta\omega - \frac{d\varphi}{dt} = K \sin \varphi * f \quad (2.34)$$

f est connue par l'intermédiaire de F , qui donne une équation différentielle ; si $F(s) = \frac{\sum_{k=0}^n a_k s^k}{\sum_{q=0}^m b_q s^q}$:

$$b_0 \Delta\omega - \sum_{q=0}^m b_q \frac{d^{q+1}}{dt^{q+1}}(\varphi) = K \sum_{k=0}^n a_k \frac{d^k}{dt^k}(\sin \varphi) \quad (2.35)$$

On obtient donc une équation différentielle non linéaire, qui ne sera généralement pas soluble analytiquement. On aura donc recours à des méthodes numériques ou graphiques.

2.3.3.1 Acquisition par une boucle du premier ordre

Le cas sans filtre, correspondant à $F(s) = 1$, est soluble analytiquement [Blancha76c] :

$$\Delta\omega - \frac{d\varphi}{dt} = K \sin \varphi \quad (2.36a)$$

$$\Rightarrow dt = \frac{d\varphi}{\Delta\omega - K \sin \varphi} \quad (2.36b)$$

On retrouve le fait que $\varphi(t)$ ne peut converger que si $|\Delta\omega| < |K|$, et les positions d'équilibre des équations (2.14) et (2.10a) : $\sin \varphi = \Delta\omega/K$.

On trouve par ailleurs que parmi les deux solutions d'équilibre, seule l'une est stable, et aussi que l'acquisition est inconditionnelle : il est nécessaire et suffisant que $|\Delta\omega| < |K|$, autrement dit les plages de verrouillage et de capture sont les mêmes.

2.3.3.2 Acquisition par une boucle du second ordre

Une boucle à verrouillage de phase du second ordre, par exemple telle que : $F(s) = \frac{1+\tau_2 s}{1+\tau_1 s}$, ne se laisse pas traiter si facilement, mais nous l'utiliserons pour illustrer une méthode graphique dite du plan de phase ; l'équation (2.35) s'écrit :

$$\Delta\omega - \dot{\varphi} - \tau_1 \ddot{\varphi} = K \sin \varphi + K\tau_2 \dot{\varphi} \cos \varphi \quad \text{en notant : } \dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt} \text{ et } \ddot{\varphi} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (2.37)$$

d'où, sachant que $\ddot{\varphi} = \dot{\varphi} \frac{d\dot{\varphi}}{d\varphi}$:

$$\tau_1 \dot{\varphi} \frac{d\dot{\varphi}}{d\varphi} + (1 + K\tau_2 \cos \varphi) \dot{\varphi} + K \sin \varphi = \Delta\omega \quad (2.38)$$

$$\frac{d\dot{\varphi}}{d\varphi} = \frac{\Delta\omega - K \sin \varphi}{\tau_1 \dot{\varphi}} - \frac{1 + K\tau_2 \cos \varphi}{\tau_1} \quad (2.39)$$

Il est alors possible, en fonction des conditions initiales $\varphi(t=0)$ et $\dot{\varphi}(t=0)$, de tracer dans un plan la courbe parcourue par $(\varphi(t), \dot{\varphi}(t))$, ce qui donne une méthode pour déterminer empiriquement la plage de capture pour des paramètres $\Delta\omega$, K , τ_1 et τ_2 (ou $\Delta\omega$, K , ω_n et ζ , cf. équation (2.22c)) donnés.

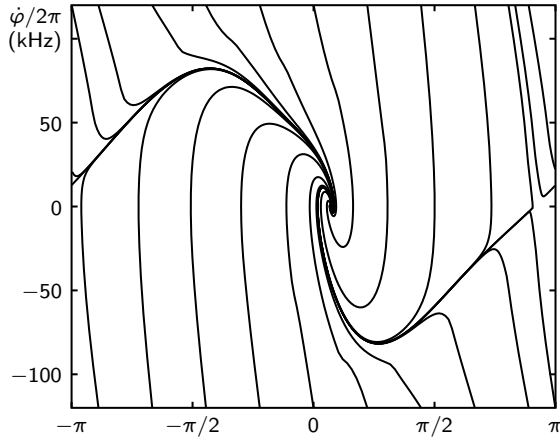


FIG. 2.7 – Trajectoires d'accrochage d'une boucle d'ordre 2 avec retard dans le plan $(\varphi, \dot{\varphi})$.

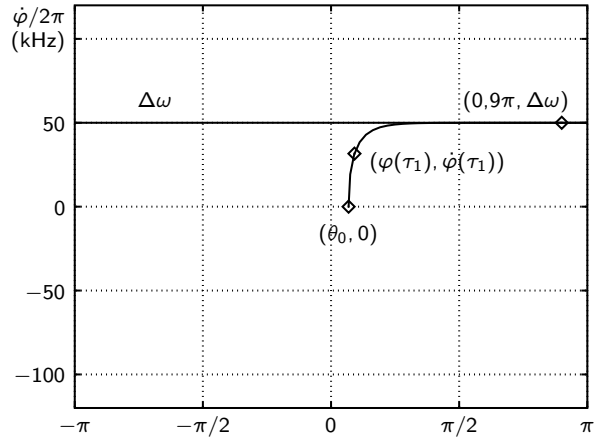


FIG. 2.8 – Trajectoire suivie par une boucle d'ordre 2 lors de la perte du signal.

2.3.4 Boucle comportant un retard

Le signal met toujours un certain temps à se propager le long de la boucle à verrouillage de phase. Le seul élément dans lequel nous en avons tenu compte est le filtre, *via* sa réponse en phase. Mais il peut arriver que le temps de parcours des autres éléments de la boucle ne soit pas négligeable devant celui-ci et, au pire, rende la boucle instable, on l'a vu figure 2.6(b).

On peut tenir compte d'un retard supplémentaire τ en modifiant la fonction de transfert F du filtre de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \tilde{F}(s) &= e^{-s\tau} F(s) \\ &= e^{-s\tau} \frac{\sum_{k=0}^n a_k s^k}{\sum_{q=0}^m b_q s^q} \end{aligned} \quad \text{Pour un filtre de fonction de transfert rationnelle.} \quad (2.40)$$

Lorsque l'on remplace F par \tilde{F} , l'équation (2.35) s'écrit :

$$b_0 \Delta\omega - \sum_{q=0}^m b_q \frac{d^{q+1}}{dt^{q+1}}(\varphi(t)) = K \sum_{k=0}^n a_k \frac{d^k}{dt^k}(\sin \varphi(t - \tau)) \quad (2.41)$$

La figure 2.7 (qui ressort, comme par hasard, figure 5.3) montre, dans le plan $(\varphi, \dot{\varphi})$, les trajectoires représentant l'acquisition simulée d'une boucle à verrouillage de phase du deuxième ordre, de gain $2\pi \times 80,74$ kHz, avec les paramètres : $\tau = 550$ ns ; $\tau_1 = 623$ ns ; $\tau_2 = 26,6$ ns — ce qui correspond à : $\omega_n \approx 144$ kHz et : $\zeta \approx 0,90$.

2.4 Évaluation des paramètres

Nous recensons ici rapidement quelques-uns des paramètres que l'on cherchera à optimiser dans une boucle à verrouillage de phase.

2.4.1 Gigue temporelle

Nous avons vu section 2.3.2.1 que la gigue de l'horloge donnée par une boucle à verrouillage de phase dépendait du niveau de bruit à l'entrée de la boucle (supposé dominant par rapport

aux sources de bruit internes des composants de ladite boucle), et de sa bande équivalente de bruit.

On rappelle l'équation (2.31) qui donne la variance de cette gigue :

$$j^2 = \frac{N_0}{2\pi S_0^2 \omega_s^2} \times 2B_n \quad (2.31\text{-bis})$$

et l'équation (2.33) qui donne B_n pour une boucle du second ordre du type étudié section 2.2.6 :

$$2B_n = \frac{\omega_n}{4\zeta} \left[1 + \left(2\zeta - \frac{\omega_n}{K'} \right)^2 \right] \quad \text{pour : } G(s) = \frac{K'}{s} \frac{1 + \tau_2 s}{1 + \tau_1 s} \quad (2.33\text{-bis})$$

2.4.2 Plages de verrouillage et de capture

Les plages de verrouillage et de capture (appelées aussi bandes de suivi et d'accrochage) ont été définies section 1.1.2 respectivement comme l'intervalle sur lequel le système peut suivre les variations de fréquence du signal ; et celui sur lequel le système peut acquérir le signal.

À part pour une boucle du premier ordre (pour laquelle nous avons vu section 2.3.3.1 que les deux plages étaient identiques de largeur $2K$), ces paramètres doivent être déterminés numériquement — à l'aide, par exemple, des méthodes de la section 2.3.3.

L'analyse de la boucle en régime stationnaire nous en donne tout de même une borne : si le filtre n'est pas intégrateur, les plages de capture et de verrouillage ne peuvent dépasser l'intervalle $[\omega_o - K; \omega_o + K]$, ω_o étant la pulsation naturelle d'oscillation du VCO.

2.4.3 Agilité, résistance à une suite de zéros

L'agilité d'une boucle à verrouillage de phase peut être définie comme étant la rapidité à laquelle cette boucle peut rattraper une variation du signal d'entrée : saut de phase ou saut de fréquence, par exemple. Nous avons étudié ces situations pour deux types de boucle sections 2.2.5 et 2.2.6, et les constantes de temps étaient de l'ordre de $1/K'$ (premier ordre) ou $1/\zeta\omega_n$ (deuxième ordre).

Une situation qui ne nous paraît pas couverte par ces calculs est celle, possible dans le cas de l'utilisation d'une boucle à verrouillage de phase pour la récupération d'horloge, où le signal d'entrée disparaît momentanément (par exemple pour une longue suite de zéros). Nous avons estimé section 2.3.2.2 que les vicissitudes du signal modulé ne nous concernaient pas, mais c'était à la condition que la boucle ne réagisse pas si vite qu'elle ne se décroche.

On peut calculer la trajectoire suivie par la boucle à partir de la perte du signal ; l'équation (2.35) s'écrit :

$$b_0 \Delta\omega - \sum_{q=0}^m b_q \frac{d^{q+1}}{dt^{q+1}}(\varphi(t)) = 0 \quad (2.42)$$

i.e. pour une boucle du premier et du second ordre :

$$\Delta\omega - \dot{\varphi} = 0 \quad \Rightarrow \varphi(t) = \Delta\omega t + \theta_0 \quad (1^{\text{er}} \text{ ordre}) \quad (2.43)$$

$$\Delta\omega - \dot{\varphi} - \tau_1 \ddot{\varphi} = 0 \quad \Rightarrow \varphi(t) = \Delta\omega \left(t + \tau_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - \tau_1 \right) + \theta_0 \quad (2^{\text{e}} \text{ ordre}) \quad (2.44)$$

On en déduit que la boucle du premier ordre revient immédiatement à sa fréquence naturelle (ce qui est logique vu qu'elle n'a pas de filtre) et fera donc un saut de cycle au bout d'un temps de l'ordre de $\pi/\Delta\omega$. La boucle du second ordre, elle, a un filtre pour adoucir les transitions, ce qui se traduit par un « délai de grâce » supplémentaire de l'ordre de τ_1 . L'allure de la trajectoire suivie est décrite figure 2.8 page précédente.

2.5 Applications

2.5.1 Démodulation de fréquence

Une boucle à verrouillage de phase (à filtre non intégrateur) peut servir à traiter un signal modulé en fréquence : appelons $a(t)$ le signal en bande de base ; le signal modulé $s(t)$ s'écrit :

$$s(t) = S_0 \sin(\omega_s t + \varphi_s(t)) \quad \text{avec :} \quad \frac{d\varphi_s}{dt} = \gamma a(t) \quad (2.45)$$

Si la plage de verrouillage et l'agilité de la boucle sont suffisantes, autrement dit si les variations de a sont faibles devant le gain de la boucle et lentes devant sa pulsation propre, on peut se placer dans l'approximation du régime quasi-stationnaire et considérer que les équations (2.9c) et (2.14) s'appliquent, en ajoutant à $\Delta\omega$ un terme supplémentaire correspondant à la dérivée de φ_s . Alors :

$$v(t) = K_2 K_1 \sin \theta_0 = \frac{\Delta\omega}{K_3} + \frac{\gamma}{K_3} a(t) \quad (2.46)$$

La tension de commande v étant linéaire en a , on peut l'utiliser directement comme signal démodulé. La constante additive peut être supprimée en asservissant la fréquence naturelle de l'oscillateur de façon à annuler la valeur moyenne du signal de sortie ; et la constante multiplicative ne dépend que des VCO employés.

2.5.2 Synthèse de fréquence

Une autre application des boucles à verrouillage de phase est la synthèse de fréquence : nous avons vu section 2.1.2 qu'il était possible de produire des multiples et sous-multiples d'une fréquence de référence. Pour fabriquer un synthétiseur, on peut utiliser ce schéma en utilisant une fréquence de référence connue — par exemple celle d'un oscillateur à quartz — dont la boucle peut améliorer sa pureté spectrale si celle du VCO est meilleure, et synthétiser toute fréquence souhaitée en se repérant sur cette référence.

2.5.3 Récupération d'horloge

La fonction qui nous intéressera le plus dans la boucle à verrouillage de phase est naturellement la récupération d'horloge. Si l'on travaille sur un signal présentant une raie spectrale à sa fréquence d'horloge, cela revient à isoler cette dernière en utilisant la PLL comme un filtre régénératif, la modulation du signal étant alors considérée comme un bruit à rejeter, cf. section 2.3.2.2.

De plus, si l'on applique la technique décrite section 2.5.2, il est possible d'effectuer une récupération d'horloge fractionnelle, autrement dit d'extraire une horloge à une fréquence sous-multiple de la fréquence d'horloge. Ce qui, on l'a vu notamment section 1.1.2, est intéressant pour un dispositif de démultiplexage temporel.

Chapitre 3

Généralités sur les amplificateurs optiques à semi-conducteurs

3.1 Présentation

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (*Semiconductor Optical Amplifiers*, SOA) sont, comme leur nom l'indique, des composants à base de semi-conducteurs capables d'amplifier la lumière. Plus spécifiquement, ce sont des diodes laser dont le comportement oscillatoire est contrarié au moyen d'un traitement anti-reflet appliqué à leurs facettes, ce qui détruit la cavité laser. Leur application originelle était la compensation de l'atténuation dans les systèmes de transmission optiques, mais la non-linéarité de leur fonctionnement, que nous évoquerons à la section 3.2, n'en fait pas un choix privilégié pour cet usage ; ils seront plutôt réservés au traitement du signal tout-optique ainsi, naturellement, qu'à la récupération d'horloge tout-optique, mais n'anticipons pas sur la section 3.3 et la partie II.

3.1.1 Principe

Le fonctionnement d'un amplificateur optique à semi-conducteurs repose, comme celui de tout bon laser, sur l'émission stimulée de photons. On sait que celle-ci est toujours en compétition avec son *alter ego* l'absorption, et que pour avoir un bilan positif d'amplification de la lumière traversant le composant, on doit satisfaire une condition d'*inversion de population* : contrairement à une situation d'équilibre thermodynamique, plus d'électrons doivent être en mesure d'émettre que d'absorber.

Dans un système à niveaux d'énergie discrets, cela revient à dire que plus d'électrons doivent être dans un état excité et pouvoir accéder à un état vacant d'énergie inférieure, que l'inverse. C'est une configuration hors d'équilibre qui peut — et doit — être maintenue en excitant les électrons sur des niveaux auxiliaires, ce qu'on appelle le *pompage*.

Dans le cas précis d'un semi-conducteur, cette situation est créée en faisant passer un courant dans une jonction P-N : en régime stationnaire, les porteurs majoritaires de chaque section — électrons dans la bande de conduction dans la zone N, trous dans la bande de valence dans la zone P — sont répartis suivant une pseudo-distribution de Fermi-Dirac, avec un quasi-niveau de Fermi différent d'une zone à l'autre ; l'écart entre ces deux niveaux correspond à la différence de potentiel électrique aux bornes de la jonction (multipliée par la charge élémentaire pour convertir cette d.d.p. en différence d'énergie potentielle des électrons).

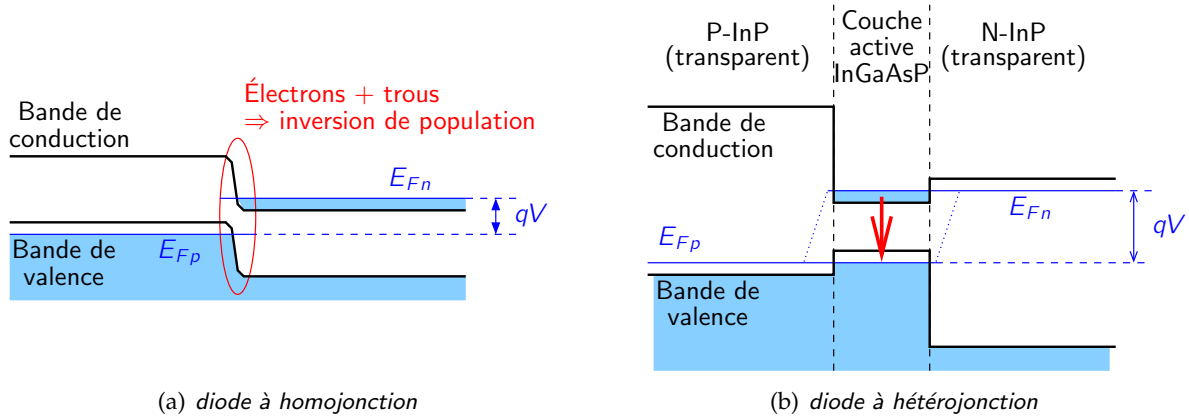


FIG. 3.1 – Diagramme de bandes d'une diode P-N polarisée (adapté de [Agrawal86b]).

Or, comme le montre la figure 3.1(a), au voisinage de la jonction, les électrons libres provenant de la zone N et les trous libres de la zone P cohabitent. Cette situation correspond bien à des électrons excités au-dessus de niveaux d'énergie inférieure inoccupés, *i.e.* une inversion de population. Cette inversion est effectivement réalisée pour des transitions d'énergie comprise entre le gap du matériau et la différence de potentiel entre les deux zones — ce qui veut dire qu'afin d'avoir un gain net à une longueur d'onde donnée, on devra imposer à la jonction une tension au moins égale à la tension correspondant à l'énergie des photons recherchés (condition de Bernard et Duraffourg), tension qui à son tour fixe le courant devant nécessairement circuler à travers la jonction.

Hélas, il est difficile d'exploiter cette inversion pour une diode simple : le gain n'est positif qu'au voisinage immédiat de la jonction, l'absorption reprenant le dessus dès que l'on s'en éloigne. Un faisceau optique qui se propagerait le long de la jonction gagnerait donc de l'énergie sur une partie de sa section mais en perdrait sur ses bords. De fait, les premiers lasers à semi-conducteurs nécessitaient une forte densité de courant pour atteindre le seuil et devaient être refroidis bien en-dessous de la température ambiante pour fonctionner en régime continu.

Les lasers à semi-conducteurs plus récents (au moins dans le domaine des télécommunications, depuis une ou deux décennies) et les amplificateurs optiques à semi-conducteurs utilisent une jonction à double hétérostructure : une couche active est prise « en sandwich » entre deux couches d'un matériau semi-conducteur différent, de bande interdite plus large. On voit alors sur la figure 3.1(b) que cette structure assure un confinement des porteurs libres ; c'est sur toute l'épaisseur de la couche active qu'on trouve à la fois une forte concentration d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence, donc une inversion de population.

Par ailleurs, du point de vue d'un faisceau optique, puisque les couches adjacentes ont un gap plus important, elles sont transparentes aux longueurs d'ondes amplifiées par la couche active, et non absorbantes. De surcroît, leur indice de réfraction pouvant être inférieur à celui de la couche active, la structure peut former un guide d'ondes optique, ce qui permet de confiner les photons en plus des électrons.

Cette structure à double hétérojonction (ou, par abréviation, à hétérojonction) offre donc les meilleures conditions pour former un laser ou un amplificateur optique à semi-conducteurs.

3.1.2 Structures et matériaux

Les semi-conducteurs les plus utilisés en électronique sont les classiques silicium et germanium. Hélas, étant à gap indirect donc mauvais émetteurs de lumière, ceux-ci ne peuvent servir tels

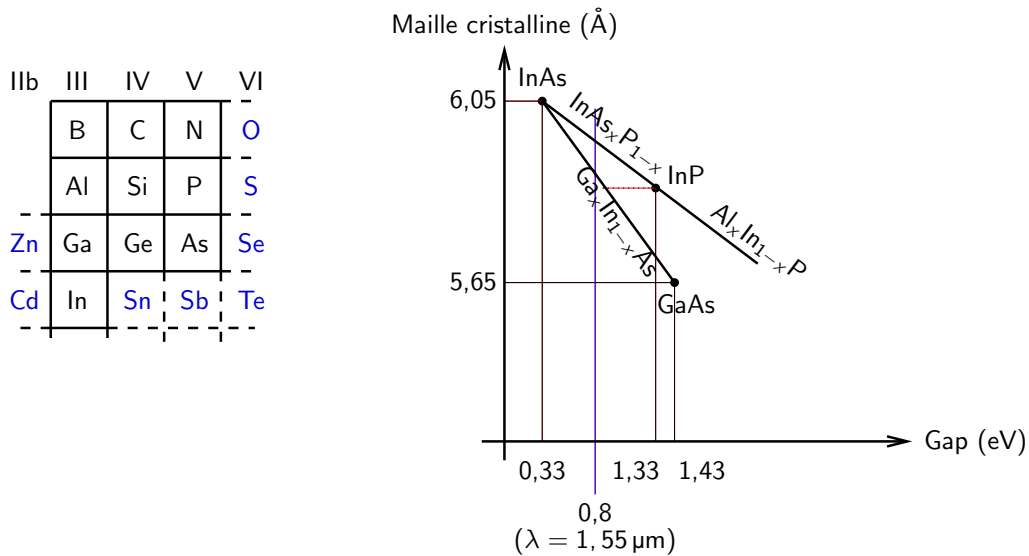


FIG. 3.2 – $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$: correspondance entre matériau, maille du cristal et gap. D'après [Agrawal86c].

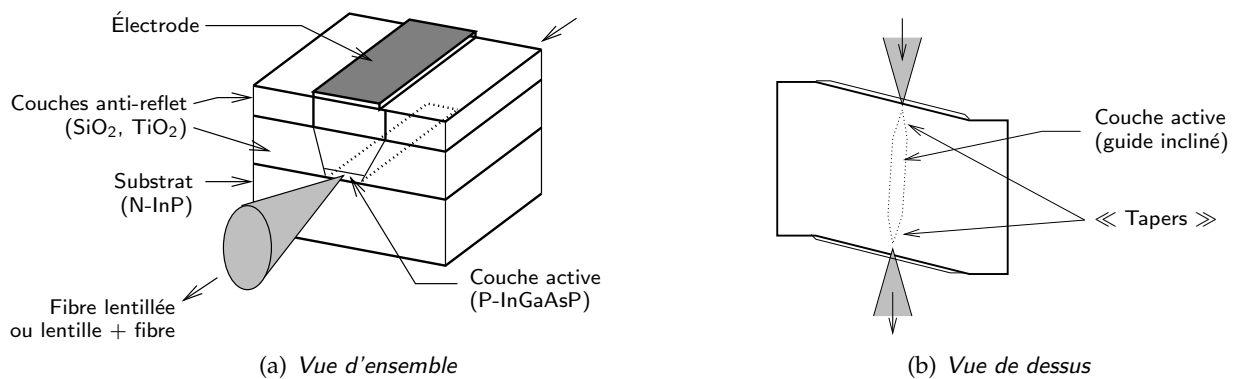


FIG. 3.3 – Structure générale d'un amplificateur optique à semi-conducteurs.

quels [Agrawal86c] à la fabrication d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs. On recourt donc typiquement aux alliages III-V tels que l'arséniure de gallium, le phosphore d'indium, et les différentes combinaisons de ces éléments en fonction du gap souhaité (pour chacune des régions du composant) et des caractéristiques du réseau cristallin (en vue de sa réalisation par épitaxie). En l'occurrence, pour une utilisation autour de $1,55 \mu\text{m}$, on rencontre couramment le couple InGaAsP/InP (pour la couche active et le substrat, respectivement).

L'agencement du composant est illustré figures 3.3 et 3.4. On retrouve naturellement une structure de laser à semi-conducteurs : la couche active est pompée par la jonction P-N qui l'entoure, et le guidage optique est assuré soit par cette même couche active sous forme de guide enterré (« *buried waveguide* »), soit par un ruban séparé (« *ridge waveguide* »).

L'amplificateur peut être « massif » (« *bulk* ») pour une couche active de composition uniforme, ou « à puits quantiques » (« *quantum-well* ») si elle est constituée d'un empilement de strates alternativement actives et transparentes. Cette dernière structure tend à favoriser les effets non-linéaires car elle concentre la puissance optique sur une aire effective plus faible. Néanmoins, elle est plus sensible à la polarisation de la lumière, et le couplage avec les fibres optiques est plus problématique.

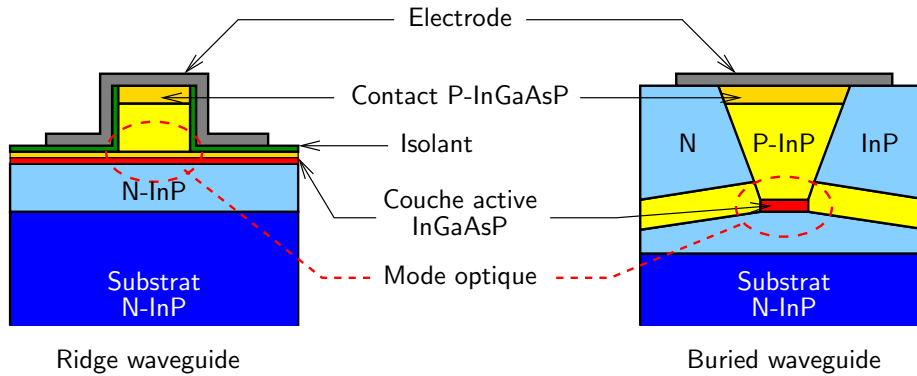


FIG. 3.4 – Structures de guide d'un amplificateur optique à semi-conducteurs.

Longueur	0,5-2 mm
Section de la couche active	0,5 × 0,5 μm (massif) 0,5 × 0,1 μm (5 puits qu.)
Courant de polarisation	200-400 mA
Gain	25-35 dB (intrinsèque) 15-30 dB (fibre à fibre)
Facteur de bruit	7-10 dB

TAB. 3.5 – Paramètres typiques d'un amplificateur optique à semi-conducteurs.

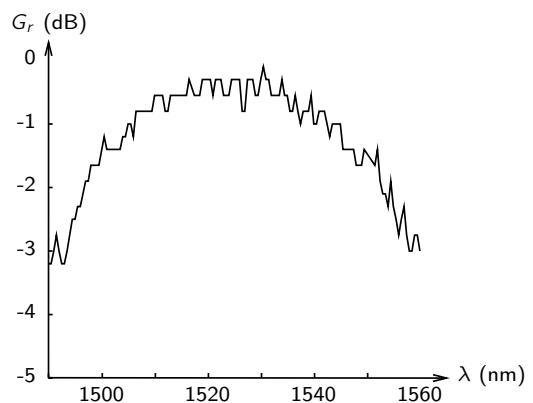


FIG. 3.6 – Émission spontanée amplifiée d'un amplificateur optique à semi-conducteurs.

La formation d'une cavité parasite est évitée d'une part grâce à des couches anti-reflet (dépôt de silice ou d'oxyde de titane sur les facettes), et d'autre part en inclinant le guide d'ondes par rapport aux facettes, et les facettes par rapport à la direction de propagation de la lumière injectée dans le composant.

L'entrée et la sortie de lumière peut se faire *via* des lentilles ou microlentilles, ou bien des fibres lentillées. Le guide d'ondes de l'amplificateur peut être effilé (« tapered ») aux extrémités de façon à améliorer le couplage avec les fibres.

3.2 Effets non linéaires

Les grandeurs déterminant la propagation dans un amplificateur optique à semi-conducteurs — essentiellement le gain et l'indice pour chacun des modes guidés — sont fonction de la densité de porteurs libres dans la région active. Or celle-ci, du fait même du gain qu'elle entraîne, dépend de la puissance optique circulant dans l'amplificateur, changeant au gré des variations d'intensité des différents faisceaux. Le problème est donc plus complexe qu'un simple « $P_{\text{out}} = G \times P_{\text{in}}$ » : un tel composant a un comportement non-linéaire.

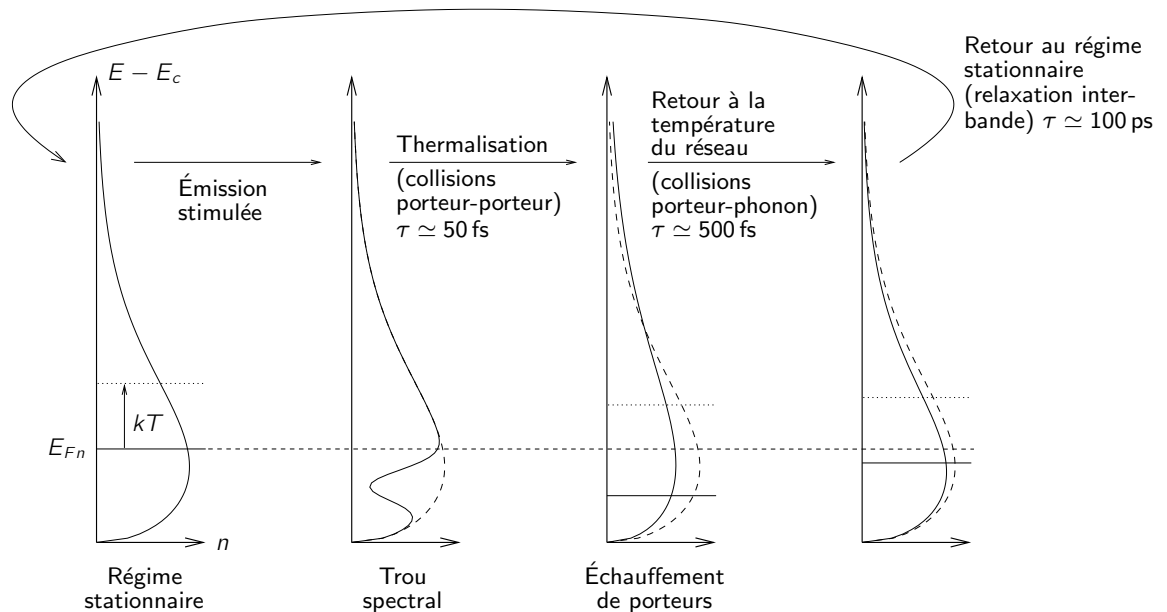


FIG. 3.7 – Évolution temporelle de la répartition des porteurs dans la bande de conduction.

3.2.1 Dynamique des porteurs libres

Imaginons un amplificateur optique à semi-conducteurs polarisé, sans puissance optique injectée. En régime stationnaire, les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence se répartissent dans ces bandes selon une pseudo-distribution de Fermi-Dirac pour chaque bande. La température de ces distributions est égale à celle du réseau cristallin ; le pseudo-niveau de Fermi est lié à la densité d'électrons ou de trous dans la bande correspondante, imposée par la densité de courant électrique traversant la jonction.

Supposons à présent que l'on y injecte une impulsion très courte, centrée autour d'une longueur d'onde où l'amplificateur présente du gain. Elle se fait ainsi amplifier en provoquant des recombinaisons électrons-trous autour de l'énergie correspondante, ce qui annihile des porteurs libres. Ceux-ci reviennent rapidement au régime stationnaire, suivant un certain nombre d'étapes dont les constantes de temps sont très différentes. La figure 3.7 en illustre le processus.

Très peu de temps après le passage de l'impulsion, on observe que les porteurs ne suivent plus une distribution de Fermi-Dirac, ayant été consommés sur une certaine zone d'énergie. Si une seconde impulsion devait arriver, elle subirait un gain moins important qu'en régime stationnaire, mais uniquement si sa longueur d'onde était voisine de la première ; à une longueur d'onde éloignée, les porteurs d'énergie correspondante n'ayant pas eu le temps d'adopter une nouvelle distribution, le gain serait identique au régime stationnaire. Ce phénomène est appelé « trou spectral » (« *spectral hole burning* », SHB).

Pour revenir à une distribution de Fermi-Dirac, les électrons doivent échanger de l'énergie, mais aux échelles de temps très courtes — de l'ordre de 50 fs — seules les collisions porteur-porteur au sein d'une même bande le permettent. Les électrons de la bande de conduction (de même que les trous de la bande de valence) évoluent donc à énergie totale constante, *i.e.* comme un système microcanonique. Par conséquent, la distribution qu'ils atteindront aura une énergie de Fermi et une température différente du régime stationnaire. Notamment, pour peu que les porteurs consommés par l'impulsion lumineuse aient eu une énergie moyenne inférieure à celle de tous les porteurs, cette nouvelle distribution sera plus étendue vers les hautes énergies, donc aura une température plus élevée. Ce phénomène est appelé « échauffement de porteurs »

(« *carrier heating* », CH).

À des échelles de temps un peu plus longues — environ 500 fs — d'autres processus prennent le relais, en particulier les collisions porteur-phonon, qui échangent de l'énergie avec le réseau cristallin. Les électrons libres (ainsi que les trous libres) reviennent alors à la température initiale, le système qu'ils composent devenant canonique. Mais leur énergie de Fermi reste inférieure à sa valeur de départ car ces porteurs sont moins nombreux : le retour au régime stationnaire (garanti *in fine* par le pompage) nécessite d'en ramener depuis d'autres bandes, donc des processus interbandes, beaucoup plus lents.

Ce n'est donc que bien plus tard — quelques centaines de ps — que ce retour s'opère, le système des électrons dans la bande de conduction se comportant alors comme un système grand-canonique. Ce phénomène où la densité de porteurs varie « d'un bloc », *i.e.* à température constante, porte le nom de « pulsation de la densité de porteurs » « *carrier density pulsation* », CDP).

3.2.2 Conséquences sur la linéarité

On constate donc que le passage de signaux optiques dans le SOA influence l'évolution de la densité de porteurs (si l'on s'intéresse aux effets interbandes) et de sa répartition à différentes énergies (si l'on tient compte des effets intrabandes). Puisque le phénomène en jeu est l'émission stimulée, c'est la puissance optique qui est déterminante, ce qui dans le cadre présenté annexe C s'exprime naturellement comme un effet non-linéaire d'ordre impair.

Pour s'en rendre compte, on peut utiliser un modèle simple. Supposons que la couche active forme un guide amplificateur monomode où le champ électrique est d'amplitude $\mathcal{E}(\vec{r}, t)$ suivant une polarisation constante, et vérifie une équation de propagation « classique » :

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = -i\beta \mathcal{E} + \frac{1}{2}g(t)\mathcal{E} \quad (3.1)$$

(le gain $g(t)$ pouvant être complexe, tenant ainsi compte des variations d'indice et permettant de garder invariante la constante de propagation β). Supposons en outre que le gain ait une réponse non instantanée, et qu'il soit saturable selon une loi du type :

$$\tau \frac{\partial g}{\partial t} + g = \frac{g_0}{1 + \frac{\mathcal{E}^2}{E_{\text{sat}}^2}} \simeq g_0 - g_1 \mathcal{E}^2 \quad (3.2)$$

Alors, dans le domaine de Fourier :

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} + i\beta E(\omega) = \frac{1}{2}[G * E](\omega) \\ (1 + i\omega\tau)G(\omega) = g_0\delta(\omega) - g_1[E * E](\omega) \end{cases} \quad (3.3)$$

d'où :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} + i\beta E &= \frac{g_0}{2}E(\omega) - \frac{g_1}{2} \left[\frac{(E * E)}{1 + i\omega\tau} * E \right](\omega) \\ &= \frac{g_0/2}{1 + i\omega\tau}E(\omega) - \frac{g_1}{2} \iiint \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2 - \omega_3) \frac{E(\omega_1)E(\omega_2)E(\omega_3)}{1 + i(\omega_2 + \omega_3)\tau} d^3\omega_k \end{aligned} \quad (3.4)$$

ce qui rentre tout à fait dans le cadre développé section C.2 d'une susceptibilité d'ordre 3, où l'on aurait négligé la condition d'accord de phase. On peut donc au choix utiliser un modèle « temporel » (évolution de la densité de porteurs lors de variations d'intensité) ou « fréquentiel » (susceptibilité).

3.2.3 Effets sur les signaux optiques

En pratique, on observera ces non-linéarités soit du fait des déformations qu'elles infligent aux signaux amplifiés, soit par la diaphotie entre deux signaux (à des longueurs d'ondes différentes) amplifiés simultanément, soit encore par la création de signaux parasites à de nouvelles longueurs d'ondes.

La première catégorie est visible si la déplétion de porteurs et surtout le retour au régime stationnaire ont une constante de temps comparable au temps bit. Il se trouve que pour des débits de l'ordre de 10 Gbps, le temps bit est de 100 ps, du même ordre de grandeur que la pulsation de la densité de porteurs, si bien que le gain ne sera pas constant dans cet intervalle : comme illustré figure 3.16, section 3.3.5, un 0 laissera le temps à la bande de conduction de se repeupler, et le front montant au passage au 1 sera accentué, donc le signal sera distordu. À des débits plus élevés, les phénomènes intrabandes que sont le trou spectral et l'échauffement de porteurs auraient induit un effet similaire, mais beaucoup moins efficace.

La deuxième catégorie, l'influence croisée entre deux signaux de longueurs d'ondes différentes, se manifeste du fait que le gain et l'indice varient avec la puissance optique, sur toute la bande passante de l'amplificateur. Ainsi, chacun des signaux « imprime » sa trace sur l'autre, comme on peut le voir dans le terme en $\chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega_a; \omega_a, \omega_b, -\omega_b)|b|^2a$ de l'équation (C.18). Il est à noter que cet effet se produit de façon différente pour les divers phénomènes de variation de la densité de porteurs : la pulsation de la densité de porteurs est relativement homogène et entraîne une variation de gain sur toute la bande, alors que l'échauffement de porteurs influence différemment les porteurs de basse énergie et de haute énergie, et le trou spectral ne « déborde » que peu sur les énergies adjacentes [Soto96d]. L'influence de ces deux derniers processus est de toute façon si faible que la variation des signaux est négligeable ; pratiquement seule la pulsation de la densité de porteurs interviendra dans la modulation croisée.

Enfin, la création de signaux parasites à de nouvelles longueurs d'ondes se produit par mélange à quatre ondes : suivant l'approche fréquentielle, la section C.3 explique la création de fréquences optiques qui n'étaient pas présentes au départ à des intervalles identiques à l'écart en fréquence entre deux signaux originels ; suivant l'approche temporelle, on peut l'interpréter par un battement entre les deux fréquences originelles, qui module le gain et donc les signaux de départ eux-mêmes, créant des harmoniques de modulation à intervalles réguliers. Le résultat est visible figure 3.9 page suivante (reproduction de la figure 4.1(b)) et exploré plus en détail chapitre 4. On notera que les effets intrabandes sont ici plus visibles, car il n'y a pas de faisceaux incidents aux longueurs d'ondes créées, donc le contraste reste maximum, si faible que soit l'efficacité de mélange.

3.3 Applications

Comme on l'a vu, les amplificateurs optiques à semi-conducteurs présentent des effets non-linéaires rapides et importants. Aussi, bien qu'ils soient utilisables en tant que simples amplificateurs pour la tâche évidente qu'est la compensation de l'atténuation dans un système de transmission, on leur préférera généralement les amplificateurs à fibre dopée, plus lents et plus linéaires, s'ils sont disponibles aux longueurs d'ondes souhaitées — la « part du lion » revenant à l'amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA) dans la bande C (de 1535 à 1560 nm).

A contrario, de défaut pour un amplificateur, ces non-linéarités deviennent qualité lorsqu'il s'agit de traiter un signal optique, et leur rapidité les pose en candidats prometteurs pour résoudre les problèmes actuels de tels traitements de signaux à haut débit.

Ainsi, pour en expliciter quelques exemples, la diaphotie et l'apparition de longueurs d'ondes parasites deviennent conversion de longueur d'onde (section 3.3.1) et porte logique

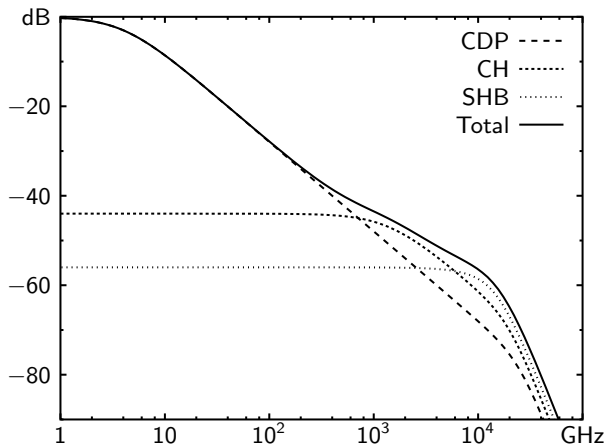


FIG. 3.8 – Allure de l'efficacité relative, en fonction de la fréquence de battement, des non-linéarités dans un amplificateur optique à semi-conducteurs, suivant les trois contributions : pulsation de la densité de porteurs, échauffement de porteurs et trou spectral. Adapté de [Uskov94] et [Soto96a].

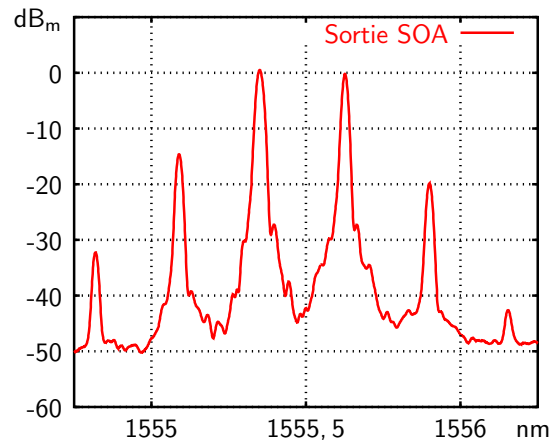


FIG. 3.9 – Spectre de mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs.

(section 3.3.2), la déformation de signal devient régénération (section 3.3.3) et conversion de format (section 3.3.5).

3.3.1 Conversion de longueur d'onde

Dans les réseaux optiques WDM, par définition, les données transitent sous forme optique à diverses longueurs d'ondes, de façon à utiliser au mieux la bande passante qu'offrent les fibres et amplificateurs optiques. Dans le cas d'une simple transmission point-à-point, le choix de ces longueurs d'ondes n'est limité que par la disponibilité des divers composants : sources laser, amplificateurs, multiplexeurs et démultiplexeurs. Mais quand bien même l'ensemble des conversations téléphoniques entre Paris et New York saturerait la capacité d'une fibre, on chercherait tout de même plus de flexibilité ; de fait, le champ d'applications des réseaux fibrés à haut débit ne se limite plus au point-à-point sur de longues distances [Optimist03b, Optimist03c]. Leur conception exige donc des fonctions de commutation et de routage, qui ne sauraient être limitées par une invariance de longueur d'onde des divers canaux de transmission. On envisage d'ailleurs d'utiliser ladite longueur d'onde comme information de routage pour les données qu'elle porte dans les réseaux de transmission tout-optiques [Optimist03a].

On comprend alors, pour éviter la nécessité d'une détection suivie d'une réémission à chaque nœud du réseau, le besoin de fonctions optiques de conversion de longueur d'onde ; celles-ci sont une condition préalable à la réalisation de réseaux de transmission tout-optiques. Il se trouve que les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont capables d'assurer cette fonction, soit en « imprimant » les données sur un signal optique continu par modulation croisée de gain ou de phase, soit en créant directement le nouveau signal par mélange à quatre ondes.

3.3.1.1 Conversion par modulation croisée

La conversion de longueur d'onde par modulation croisée [Mikkelsen93, Chelles96] est possible du fait que, comme on l'a vu section 3.2.3, deux signaux injectés simultanément dans un

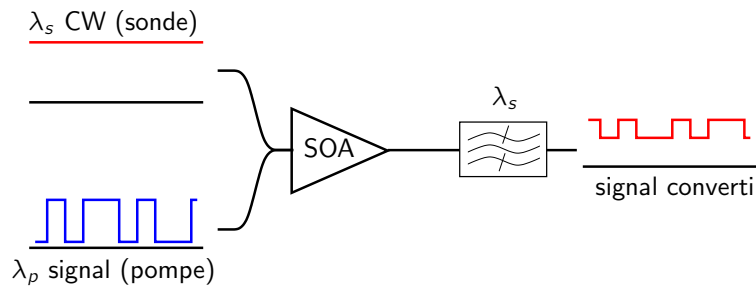


FIG. 3.10 – Conversion de longueur d'onde par modulation de gain croisée.

amplificateur optique à semi-conducteurs, de longueurs d'ondes différentes, s'influencent mutuellement. Ainsi, si l'on y injecte un signal modulé et un signal continu à la longueur d'onde souhaitée, la variation des paramètres induite par le premier (qui joue donc le rôle de pompe) sera ressentie par le second (qui est donc la sonde), qui ne sera donc plus continu à la sortie mais portera l'information provenant du premier signal.

Lorsque c'est une variation du gain que l'on utilise, suivant le schéma représenté figure 3.10, par exemple, on parle de *modulation de gain croisée* : à chaque 1 sur le signal de pompe à λ_p , le gain de l'amplificateur est comprimé de par la plus grande puissance optique qui le traverse, et ainsi la puissance de sonde à la sortie diminue. On retrouve donc en sortie du dispositif le signal d'entrée — ou du moins son complémentaire — mais à λ_s .

L'exemple que nous avons donné est un schéma de modulation de gain croisée en copropagation, c'est-à-dire où pompe et sonde se propagent dans la même direction à l'intérieur de l'amplificateur optique à semi-conducteurs. On peut également se placer dans une situation contrapropagative, où la sonde est injectée de l'autre côté du composant, ce qui dispense du filtre à λ_s pour séparer les deux faisceaux, mais présente une réponse plus lente, donc déforme plus le signal converti et est plus limité en débit.

Cette technique a l'avantage de la simplicité, de ne dépendre que faiblement de la polarisation des signaux, et de pouvoir agir à n'importe quelle longueur d'onde sur la bande d'amplification du composant utilisé (donc environ 50 nm pour un même amplificateur optique à semi-conducteurs). En contrepartie, elle présente également des inconvénients, en particulier une nette dégradation du taux d'extinction du signal converti du fait de l'insuffisance de la puissance des 1 à comprimer le gain. On citera également qu'elle inverse la polarité du signal (les 1 deviennent des 0 et vice-versa), le chirp (glissement en longueur d'onde) important qu'elle occasionne et sa dépendance à la longueur d'onde.

Ces problèmes peuvent être en partie contournés par l'utilisation de *modulation de phase croisée* [Durhuus94, Liu01], où le phénomène utilisé est la variation instantanée d'indice et non de gain, ce qui amène l'information sur la phase du signal de sonde. On se ramène ensuite à une modulation d'intensité au moyen d'un montage interférométrique tel que le Mach-Zehnder actif décrit par la figure 3.11. On peut à nouveau choisir entre une configuration copropagative et contrapropagative, avec les mêmes avantages et inconvénients.

L'intérêt principal ici est d'une part que le signal à convertir peut avoir une puissance beaucoup plus faible que dans le cas de la modulation de gain croisée pour le même taux d'extinction en sortie du convertisseur — et, de fait, n'entraîner que peu de compression de gain, ce qui minimise les problèmes de chirp ; il est même possible, dans le cas d'un signal dégradé, d'obtenir un meilleur taux d'extinction qu'au départ. Un tel schéma peut donc être utilisé pour la régénération tout-optique de signaux [Guerber02a, Wolfson99], comme décrit section 3.3.3.1. D'autre part, il est possible de régler l'interféromètre de façon à ce que les

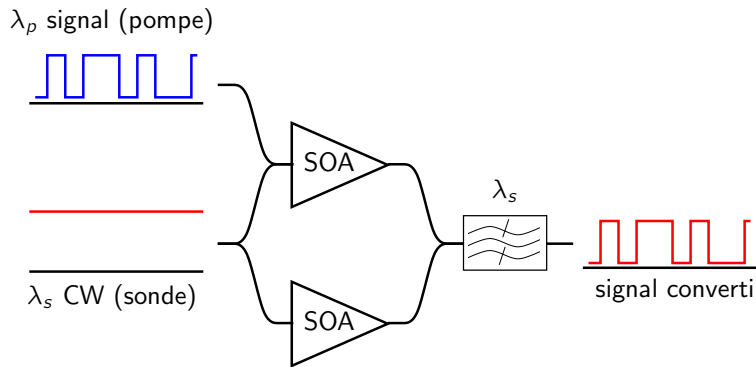


FIG. 3.11 – Conversion de longueur d'onde par modulation de phase croisée.

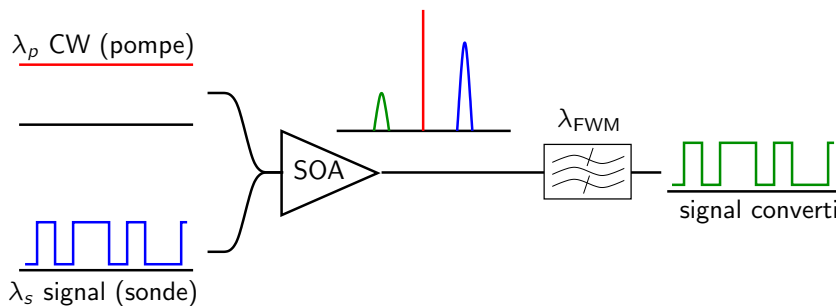


FIG. 3.12 – Conversion de longueur d'onde par mélange à quatre ondes.

données voient ou non leur polarité inversée, ce qui donne plus de souplesse à l'utilisation de celui-ci dans un réseau de transmission optique.

3.3.1.2 Conversion par mélange à quatre ondes

Il est également possible d'utiliser le phénomène de mélange à quatre ondes pour la conversion de longueur d'onde : selon un schéma similaire à la modulation de gain croisée — avec une pompe copropagative pour des raisons d'accord de phase — signal et pompe induisent ce mélange, créant un signal proportionnel au signal d'entrée, à la longueur d'onde choisie.

Cette méthode, telle que présentée par la figure 3.12, rendra un meilleur taux d'extinction sur le signal converti puisqu'il n'y a pas de source émettant directement à cette longueur d'onde, et que le mélange ne peut avoir lieu qu'en présence des deux faisceaux pompe et sonde simultanément. Pour la même raison, elle est utilisable à de plus hauts débits que la modulation croisée car elle pourra faire appel aux non-linéarités plus faibles mais plus rapides que sont l'échauffement de porteurs et le trou spectral. Enfin, elle permet une conversion en bloc de multiples canaux WDM [Gosset02d]. En revanche, l'efficacité de conversion est faible et dépend fortement du décalage en longueur d'onde et de la polarisation des faisceaux.

Pour pallier ces deux derniers inconvénients, il est possible de recourir au mélange à quatre ondes non dégénéré avec deux pompes ayant des polarisations orthogonales [Mecozzi98].

3.3.2 Portes logiques

Au-delà de la simple transmission de données, l'optique offre des possibilités de traitement du signal — sans même recourir à l'optique non-linéaire : un simple montage de diffraction

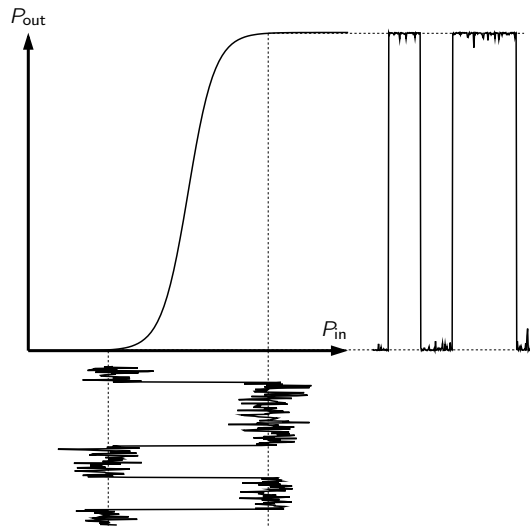


FIG. 3.13 – Remise en forme de signal par un système de réponse voisine de la marche d'escalier.

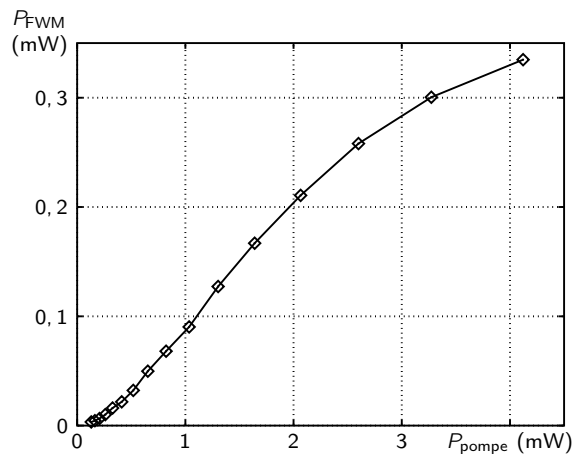


FIG. 3.14 – Mélange à quatre ondes en fonction de la puissance de pompe (échelles linéaires).

permet toutes sortes de filtrages et de reconnaissance de formes en opérant sur la transformée de Fourier d'un objet, et l'holographie débouche sur des systèmes de stockage. D'où un intérêt à reproduire les fonctions logiques élémentaires jusqu'ici assurées par des circuits électroniques, en profitant de la rapidité des effets non-linéaires pour obtenir de meilleures performances que ces derniers ; cette tendance pouvant aboutir à terme à l'ordinateur tout-optique.

Ainsi, il n'est pas difficile de se rendre compte que les systèmes de conversion de longueur d'onde par modulation croisée décrits section 3.3.1 peuvent directement constituer un inverseur, *i.e.* une porte « NOT ». De même, un schéma à base de mélange à quatre ondes forme une porte « AND » dont les entrées sont la pompe et la sonde.

De façon plus subtile, on peut également utiliser des schémas à base d'interféromètres non-linéaires ultrarapides (*Ultrafast Nonlinear Interferometer gate, UNI gate*), où les effets non-linéaires dans un amplificateur optique à semi-conducteurs perturbent le réglage d'un interféromètre en fonction des signaux d'entrée. Des propositions récentes font état de portes « XOR » utilisant la modulation croisée de polarisation [Soto01, Theoph01].

3.3.3 Régénération de signal optique

Revenant dans le domaine des transmissions, considérons le besoin de régénérer le signal régulièrement le long d'une liaison optique ; comme il l'a été rappelé section 1.1.1, des amplificateurs (typiquement à fibre dopée à l'erbium, ou à effet Raman, ou de plus en plus une combinaison des deux) compensent l'atténuation du signal mais y rajoutent du bruit. La deuxième « étape » d'un système de régénération consiste donc à s'affranchir dudit bruit en nivelant le signal en fonction d'un seuil de détection, comme pour la conversion analogique-numérique à la réception.

Une détection-réémission ferait naturellement l'affaire, mais démultiplexer et ramener les canaux dans le domaine électrique tous les cent kilomètres serait d'une complexité et d'un coût prohibitifs, et ne faciliterait guère, loin s'en faut, la montée en débit. On cherchera donc une façon de faire qui maintienne le signal dans le domaine optique, et donc un composant présentant une réponse non-linéaire en fonction de la puissance d'entrée, idéalement en marche d'escalier (*cf.* figure 3.13).

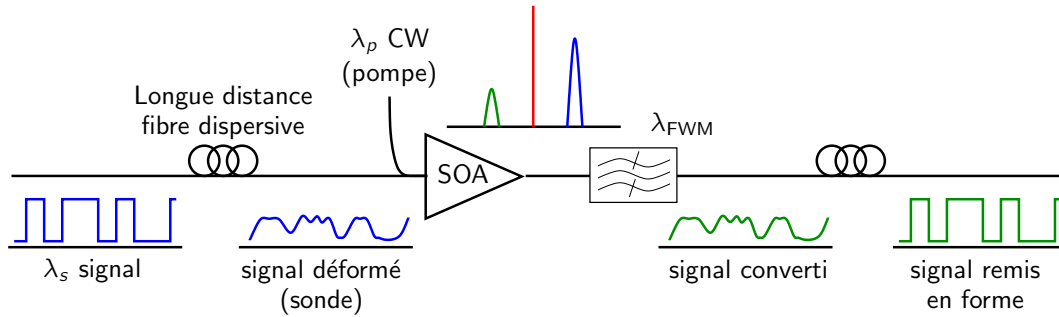


FIG. 3.15 – Inversion spectrale par mélange à quatre ondes.

3.3.3.1 Régénération par Mach-Zehnder actif

Le schéma d'interféromètre de Mach-Zehnder actif décrit figure 3.11, outre la conversion de longueur d'onde, peut être utilisé en tant que régénérateur, car capable d'améliorer le taux d'extinction des signaux convertis. Une mise en cascade de deux ou plusieurs de ces composants permet de s'approcher de la réponse « en marche d'escalier » souhaitée pour un régénérateur.

En outre, si à la place d'une sonde continue on utilise un signal modulé à la fréquence d'horloge du signal (obtenu à partir d'un étage de récupération d'horloge), ce schéma en assure également la resynchronisation.

Ce type de régénérateur a été étudié de façon extensive par P. Guerber [Guerber02b].

3.3.3.2 Régénération 2R par mélange à quatre ondes

Puisque le mélange à quatre ondes est généré comme le carré de la pompe, mais qu'à de fortes puissances de pompe celle-ci sature l'amplificateur optique à semi-conducteurs donc diminue le gain vu par le mélange, on peut imaginer que la courbe de réponse de mélange à quatre ondes en fonction de la puissance de pompe en entrée du composant s'approche de la marche d'escalier.

Il a donc été proposé d'utiliser le signal à régénérer comme pompe, avec une sonde continue, de façon à obtenir pour le mélange une atténuation du bruit au niveau des 0. La courbe de réponse obtenue apparaît 3.14 page précédente. Certains paramètres pourraient être ajustés, mais cette courbe est encore suffisamment éloignée du régénérateur idéal pour que ce dispositif — qui rajoute tout de même du bruit — dégrade plutôt que n'améliore le rapport signal à bruit [Gosset02c].

3.3.4 Gestion de dispersion par inversion spectrale

Comme l'atteste le terme en $\chi_{\text{eff}}^{(3)}(2\omega_a - \omega_b; \omega_a, \omega_a, -\omega_b)a^2b^*$ de l'équation (C.18), le mélange à quatre ondes entraîne une *conjugaison de phase* : la phase du mélange est opposée à celle de la sonde. De fait, le spectre d'un signal converti par mélange à quatre ondes est inversé par rapport à celui de l'original.

Une conséquence intéressante de cet effet est que la dispersion occasionnée par la propagation dans une longueur conséquente de fibre optique, et la déformation du signal qu'elle implique, peuvent être corrigées par inversion spectrale à mi-parcours, selon un schéma tel que celui de la figure 3.15.

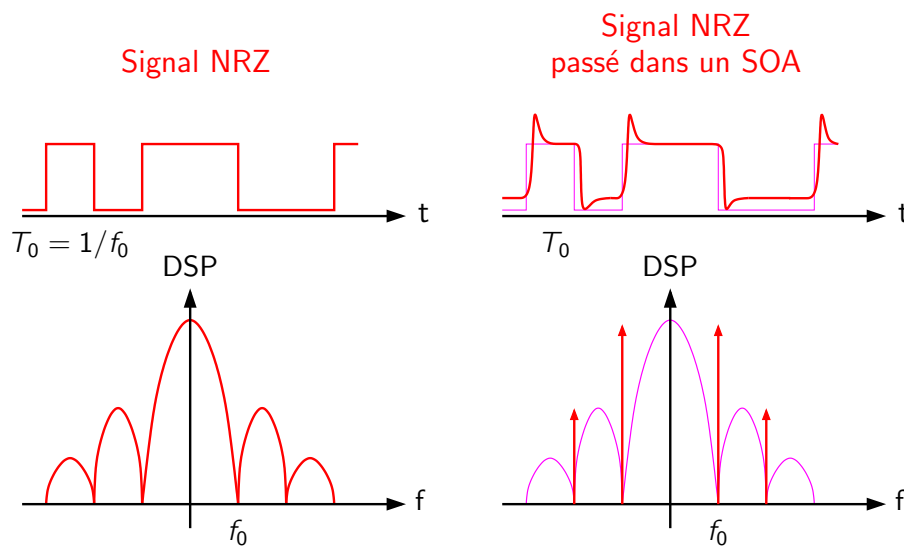


FIG. 3.16 – Conversion de format NRZ vers pseudo-RZ au passage dans un amplificateur optique à semi-conducteurs. Comparer avec la figure 5.10 page 77

Pour une meilleure correction, on peut également utiliser deux pompes de polarisation orthogonales et de longueurs d'ondes telles que le mélange à quatre ondes apparaisse autour de la même fréquence optique que le signal d'origine [Corchia99].

3.3.5 Conversion de format NRZ vers pseudo-RZ

Il a été fait la remarque section 3.2.3, outre le fait que différents signaux peuvent s'influencer au sein d'un amplificateur optique à semi-conducteurs, qu'un signal unique de temps bit comparable aux constantes de temps des effets non-linéaires subit une distorsion, cf. la figure 3.16.

Comme on l'a vu section 1.2.3, cet effet permet une conversion du format du signal; pas réellement de NRZ vers RZ, mais suffisamment pour faire apparaître une raie spectrale à sa fréquence d'horloge, ce qui est utile dans le cas d'un dispositif de récupération d'horloge.

3.3.6 Mélangeur pour récupération d'horloge

Outre la somme et différence de fréquences optiques, le mélange à quatre ondes fait intervenir le produit des enveloppes des signaux lui donnant naissance. De fait, on n'a mélange qu'en présence simultanée de deux ou plusieurs faisceaux. Donc cet effet permet d'utiliser un amplificateur optique à semi-conducteurs comme mélangeur ultrarapide, cf. section 4.4, ce que nous ne nous priverons pas de faire dans les boucles à verrouillage de phase opto-électroniques présentées chapitres 5 et 6 pour la récupération d'horloge.

Deuxième partie

Mélange à quatre ondes et son utilisation dans une boucle à verrouillage de phase opto-électronique pour la récupération d'horloge.

Chapitre 4

Mélange à quatre ondes dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs

4.1 Généralités sur le mélange à quatre ondes

Comme il en a été brièvement fait mention section 3.2.3, les effets non-linéaires exhibés par les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont susceptibles d'y générer des longueurs d'ondes différentes de celles que l'on y injecte. Le phénomène dit de « mélange à quatre ondes » désigne le couplage entre deux ou trois faisceaux à des fréquences optiques ν_a, ν_b, ν_c différentes, et les faisceaux engendrés aux fréquences $\nu_i + \nu_j - \nu_k$ sommes et différences des premières.*

On peut interpréter ce couplage de façon temporelle, comme à la section 3.2.3 : les faisceaux à ν_j et ν_k induisent un battement dans le milieu (ici le gain et l'indice) à $\Delta\nu = |\nu_j - \nu_k|$, modulant le faisceau à ν_i et faisant donc apparaître des raies latérales à $\nu_i \pm \Delta\nu$; ou de façon purement fréquentielle, comme détaillé section C.3 : la polarisation du milieu fait intervenir des termes d'ordre 3.

Nous appellerons mélange à quatre ondes *dégénéré* le cas où seules deux fréquences différentes interviennent (donnant naissance aux symétriques $2\nu_a - \nu_b$ et $2\nu_b - \nu_a$) ; nous nous limiterons généralement à ce cas. On appelle alors désaccord en fréquence (*detuning*) la différence $\Delta\nu = |\nu_a - \nu_b|$ ou éventuellement la pulsation associée $\Omega = |\omega_a - \omega_b| = 2\pi|\nu_a - \nu_b|$.

Si l'un des deux faisceaux en entrée est nettement plus puissant que l'autre, on le désigne sous le nom de *pompe*, le moins puissant étant la *sonde*. Par abus de langage, nous utiliserons également ces termes lorsque nous nous intéresserons à un faisceau de mélange à quatre ondes en particulier : si celui-ci est à la fréquence $2\nu_a - \nu_b$, nous qualifierons de pompe le faisceau à ν_a (terme de champ électrique au carré) ; et de sonde celui à ν_b (terme conjugué).

Les figures 4.1 et 4.2 page suivante montrent un spectre à la sortie d'un amplificateur optique à semi-conducteurs où sont injectés respectivement deux et trois faisceaux continus. On observe bien des raies aux longueurs d'ondes sommes et différences de celles de départ.**

*Par « somme et différence », nous désignons spécifiquement les combinaisons linéaires à trois termes de la forme $\nu_i + \nu_j - \nu_k$ avec ν_k différent de ν_i et ν_j .

**La combinaison linéaire est celle des fréquences, mais à cette échelle la longueur d'onde est quasi-linéaire en fonction de la fréquence optique. Nous parlerons donc, par abus de langage, de sommes et différences des unes aussi bien que des autres.

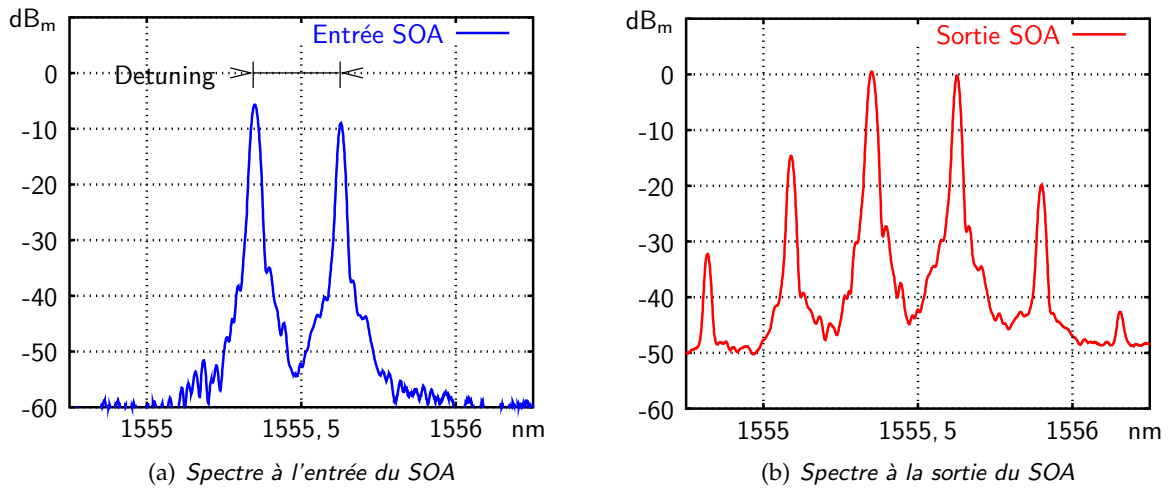


FIG. 4.1 – Observation du mélange à quatre ondes dégénéré.

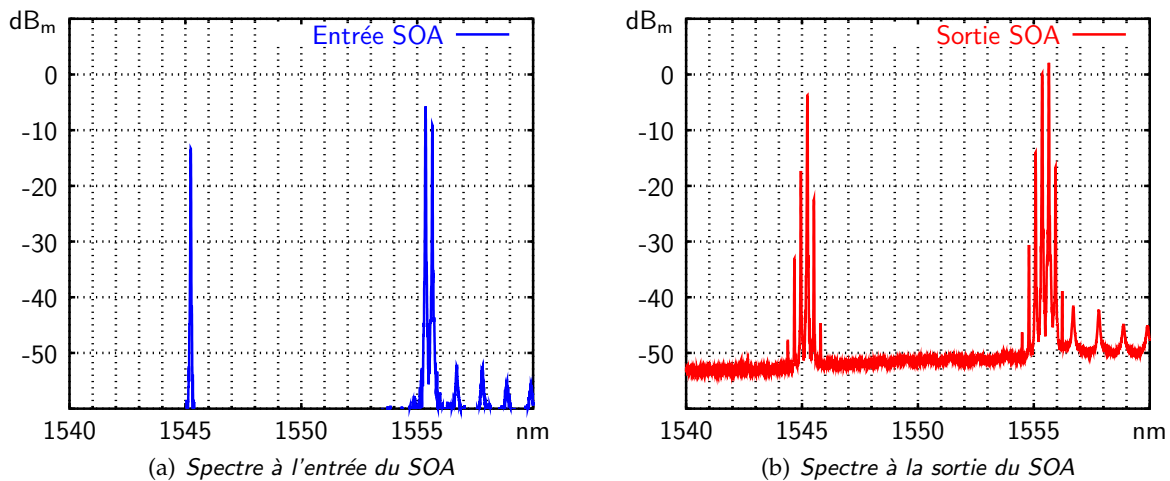


FIG. 4.2 – Observation du mélange à quatre ondes non dégénéré.

4.2 Modélisation

À la lumière de la section C.3, il serait tentant de se placer dans l'approximation paramétrique : supposer les puissances de pompe et de sonde constantes et en déduire que celle du mélange à quatre ondes est proportionnelle au carré de la première multipliée par la seconde. Or un amplificateur, par définition, fait varier les puissances des faisceaux qui le traversent ; par conséquent, non seulement les puissances de pompe et de sonde ne seront pas constantes le long du composant, mais il faudra tenir compte de l'amplification subie par le mélange lui-même.

Puisque le gain et les non-linéarités découlent de l'évolution de la densité de porteurs, on cherchera à modéliser cette dernière. Deux approches peuvent alors être envisagées, suivant que l'on considère la densité de porteurs dans la bande de conduction comme un tout, réduisant ainsi le problème à un système à deux niveaux ; ou bien que l'on s'intéresse à la répartition des porteurs de différentes énergies, faisant intervenir les effets intrabandes.

4.2.1 Modèle à deux niveaux

Nous postulons ici que l'amplificateur optique à semi-conducteurs est décrit par la densité de porteurs libres, notée $n(z, t)$, z étant la direction de propagation de la lumière; nous ne considérerons pas de « migration » de porteurs suivant z , *i.e.* $n(z_1, t)$ et $n(z_2, t)$ seront supposés indépendants. L'évolution de n au cours du temps, détaillée ci-dessous équation (4.1a), tiendra compte :

- du courant injecté I , pondéré par un coefficient d'efficacité η : $I_{\text{eff}} = \eta I$;
- de l'émission stimulée au sein de la couche active ;
- et des recombinaisons spontanées, radiatives ou non (émission spontanée, effet Auger, recombinaisons induites par des défauts), modélisées phénoménologiquement par un développement $An + Bn^2 + Cn^3$ en puissances de n , reprenant la formulation de [Agrawal86a].

Cet amplificateur ne nous intéresse que dans la mesure où il s'y propage de la lumière, nous supposons la présence d'un signal centré autour de la pulsation ω et se propageant vers les z croissants, représenté en termes de densité de photons guidés, et de phase, $(S^+, \varphi^+)(z, t)$. Il sera accompagné de l'émission spontanée copropagative S_{ASE}^+ (séparée de S^+ de façon à pouvoir être reliée au bruit) et contrapropagative S_{ASE}^- . Ces faisceaux subissent :

- un gain (potentiellement négatif) $g_N(n - n_0)$ du fait de l'absorption et de l'émission stimulée — pondéré par un facteur de confinement Γ pour tenir compte du recouvrement partiel entre la couche active et le mode optique — ainsi que des pertes α_{int} non dues à l'absorption — défauts par exemple — (équation (4.1b)) ;
- l'émission spontanée est produite par recombinaisons radiatives à un taux Bn^2 , pondéré par un coefficient β_{sp} pour tenir compte de ce que seule une certaine proportion de la lumière émise sera guidée (équations (4.1d) et (4.1e)) ;
- la phase du signal subit une évolution liée au coefficient phase-amplitude α_H qui couple l'indice au gain (équation (4.1c)).

En somme (en posant : $S_{\text{tot}} = S^+ + S_{\text{ASE}}^+ + S_{\text{ASE}}^-$) :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I_{\text{eff}}}{eV} - An - Bn^2 - Cn^3 - \Gamma v_g g_N(n - n_0) S_{\text{tot}} \quad (4.1a)$$

$$\frac{1}{v_g} \frac{dS^+}{dt} + \frac{dS^+}{dz} = (\Gamma g_N(n - n_0) - \alpha_{\text{int}}) \cdot S^+ \quad (4.1b)$$

$$\frac{1}{v_\varphi} \frac{d\varphi^+}{dt} + \frac{d\varphi^+}{dz} = \frac{1}{2} \alpha_H \Gamma g_N(n - n_0) \quad (4.1c)$$

$$\frac{1}{v_g} \frac{dS_{\text{ASE}}^+}{dt} + \frac{dS_{\text{ASE}}^+}{dz} = (\Gamma g_N(n - n_0) - \alpha_{\text{int}}) \cdot S_{\text{ASE}}^+ + \frac{1}{2} \beta_{\text{sp}} Bn^2 \quad (4.1d)$$

$$\frac{1}{v_g} \frac{dS_{\text{ASE}}^-}{dt} - \frac{dS_{\text{ASE}}^-}{dz} = (\Gamma g_N(n - n_0) - \alpha_{\text{int}}) \cdot S_{\text{ASE}}^- + \frac{1}{2} \beta_{\text{sp}} Bn^2 \quad (4.1e)$$

Afin de rendre compte simultanément de la variation en espace et en temps, en négligeant la différence entre les vitesses de groupe et de phase, on peut diviser le guide d'ondes en N sections de longueur $\delta z = L/N = v_g \delta t$. Alors, si $n_i(t)$, $S_i^+(t)$, *etc.* représentent les grandeurs considérées à

*<div ton="pompeux">

L'extension de ce modèle au cas de deux signaux contrapropagatifs est laissée en exercice au lecteur.

</div>

l'instant t dans la section i , le système (4.1) peut être approché par :

$$n_i(t + \delta t) = n_i(t) + \left[\frac{I_{\text{eff}}}{eV} - An_i - Bn_i^2 - Cn_i^3 - \Gamma v_g g_N(n_i - n_0) S_{\text{tot}i} \right] \delta t \quad (4.2a)$$

$$S_{i+1}^+(t + \delta t) = S_i^+(t) + (\Gamma g_N(n - n_0) - \alpha_{\text{int}}) \cdot S_i^+ \delta z \quad (4.2b)$$

$$\varphi_{i+1}^+(t + \delta t) = \varphi_i(t) + \frac{1}{2} \alpha_H \Gamma g_N(n_i - n_0) \delta z \quad (4.2c)$$

$$S_{\text{ASE}i+1}^+(t + \delta t) = S_{\text{ASE}i}^+(t) + (\Gamma g_N(n_i - n_0) - \alpha_{\text{int}}) \cdot S_{\text{ASE}i}^+ \delta z + \frac{1}{2} \beta_{\text{sp}} B n_i^2 \delta z \quad (4.2d)$$

$$S_{\text{ASE}i-1}^-(t + \delta t) = S_{\text{ASE}i}^-(t) + (\Gamma g_N(n_i - n_0) - \alpha_{\text{int}}) \cdot S_{\text{ASE}i}^- \delta z + \frac{1}{2} \beta_{\text{sp}} B n_i^2 \delta z \quad (4.2e)$$

Il n'y a alors plus qu'à itérer sur les sections et le temps — en posant $S_{\text{ASE}0}^+(t) = S_{\text{ASE}N+1}^-(t) = 0$ en permanence, $S_0^+(t)$ et $\varphi_0^+(t)$ provenant du signal d'entrée. Ce dernier est représenté par la phase et la puissance de son enveloppe complexe autour d'une fréquence optique centrale ν_0 : si l'on injecte plusieurs faisceaux de fréquence $\nu_i = c/\lambda_i$ et de puissance optique instantanée $P_i(t)$, on prendra :

$$\mathcal{A}(t) = \sum_i \sqrt{P_i(t)} e^{2\pi i(\nu_i - \nu_0)t} \quad (4.3a)$$

$$P_{\text{in}}(t) = S_0^+(t) \times \Sigma v_g h \nu_0 = |\mathcal{A}|^2 \quad \text{où } \Sigma \text{ est la section du guide} \quad (4.3b)$$

$$\varphi_{\text{in}}(t) = \varphi_0^+(t) = \arg(\mathcal{A}) \quad (4.3c)$$

On doit encore spécifier les paramètres du composant. Comme nous le précisons section 5.2.1, la plupart des expériences a utilisé un module amplificateur JDS à puits quantiques. Or la composition précise n'en est pas connue, pas plus que la géométrie du guide. Nous avons décidé de fixer les paramètres de recombinaison A , B , C aux valeurs recensées par [Agrawal86d] : le terme en An est négligé, et les deux autres sont estimés respectivement à $10^{-16} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et $7,5 \cdot 10^{-41} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$. La longueur d'onde centrale est placée à 1550 nm et l'indice de groupe à 3. Le nombre de sections, suivant les cas, sera typiquement de 16 ou 64. En outre, une mesure de gain fibre à fibre de l'amplificateur optique à semi-conducteurs dans les deux sens de propagation nous permet d'estimer la différence de pertes d'insertion en entrée et en sortie à 0,4 dB. Les autres paramètres sont choisis par un algorithme de minimisation de la distance entre un certain nombre de points de mesure de gain et de mélange à quatre ondes et les valeurs calculées par ce modèle.

Les paramètres que nous utiliserons sont rassemblés table 4.3, et les points de mesure ayant servi à les obtenir sont précisés table 4.4 page ci-contre. Cette même table montre que les prédictions données par ce modèle ne sont pas correctes quantitativement. Néanmoins, la courbe de gain à 400 mA figure 4.5(a) page 54 montre un accord grossier sur l'évolution dudit gain en fonction de la puissance de sortie ; de même, la figure 4.6 qui résulte d'une simulation de mélange à quatre ondes dans les mêmes conditions que précédemment figure 4.1, présente les mêmes pics régulièrement espacés, même si leur puissance n'est pas exacte ; mais la courbe de gain à 200 mA figure 4.5(b) montre un clair désaccord entre ce modèle et l'expérience, et notamment l'évolution du gain petit signal en fonction du courant de polarisation ne pourra pas être prédite de cette façon.

Nous cantonnerons donc l'utilisation de ce modèle à des prédictions qualitatives et uniquement à 400 mA.

Longueur d'onde centrale	$\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$
Indice de groupe	$n_g = 3$
Efficacité du courant	$\eta = 1$
Longueur du SOA	$L = 800 \mu\text{m}$
Largeur du guide	$W = 0,6 \mu\text{m}$
Facteur de confinement	$\Gamma = 0,1$
Pertes d'insertion	$A_{\text{in}} = 0,8 \text{ dB}$
	$A_{\text{out}} = 1,2 \text{ dB}$
Efficacité d'émission spontanée	$\beta_{\text{sp}} = 0,12$
Gain linéique	$g_N = 2,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$
	$n_0 = 1,2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$
Pertes internes	$\alpha_{\text{int}} = 5000 \text{ m}^{-1}$
Facteur de Henry	$\alpha_H = 7$
Facteurs de recombinaison	$A = 0 \text{ s}^{-1}$
	$B = 10^{-16} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
	$C = 7,5 \cdot 10^{-41} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$

TAB. 4.3 – Paramètres choisis pour le SOA.

			Valeur calculée	Valeur mesurée	
Gain	I = 400 mA	$P_{\text{in}} = -30 \text{ dB}_m$	19	21	dB
		$P_{\text{in}} = -20 \text{ dB}_m$	19	21	dB
		$P_{\text{in}} = -5 \text{ dB}_m$	17	18	dB
		$P_{\text{in}} = +4 \text{ dB}_m$	12	11	dB
Mélange à quatre ondes	I = 400 mA $\Omega = 2\pi \times 34 \text{ GHz}$ $P_{\text{in}}(A) = -5,7 \text{ dB}_m$ $P_{\text{in}}(B) = -9,0 \text{ dB}_m$	$P_{\text{out}}(A)$	10	0,5	dB _m
		$P_{\text{out}}(B)$	9,2	-0,2	dB _m
		$P_{\text{out}}(C_1)$	-7,9	-15	dB _m
		$P_{\text{out}}(C_2)$	-10	-20	dB _m
	I = 400 mA $\Omega = 2\pi \times 150 \text{ GHz}$ $P_{\text{in}}(A) = -8,9 \text{ dB}_m$ $P_{\text{in}}(B) = +5,5 \text{ dB}_m$	$P_{\text{out}}(A)$	0,6	0,0	dB _m
		$P_{\text{out}}(B)$	16	15	dB _m
		$P_{\text{out}}(C_1)$	-29	-25	dB _m
		$P_{\text{out}}(C_2)$	-13	-16	dB _m
	I = 400 mA $\Omega = 2\pi \times 150 \text{ GHz}$ $P_{\text{in}}(A) = +3,2 \text{ dB}_m$ $P_{\text{in}}(B) = +5,5 \text{ dB}_m$	$P_{\text{out}}(A)$	11	11	dB _m
		$P_{\text{out}}(B)$	15	13	dB _m
		$P_{\text{out}}(C_1)$	-8,6	-6,8	dB _m
		$P_{\text{out}}(C_2)$	-5,4	-9,3	dB _m

TAB. 4.4 – Paramètres d'ajustement du modèle.

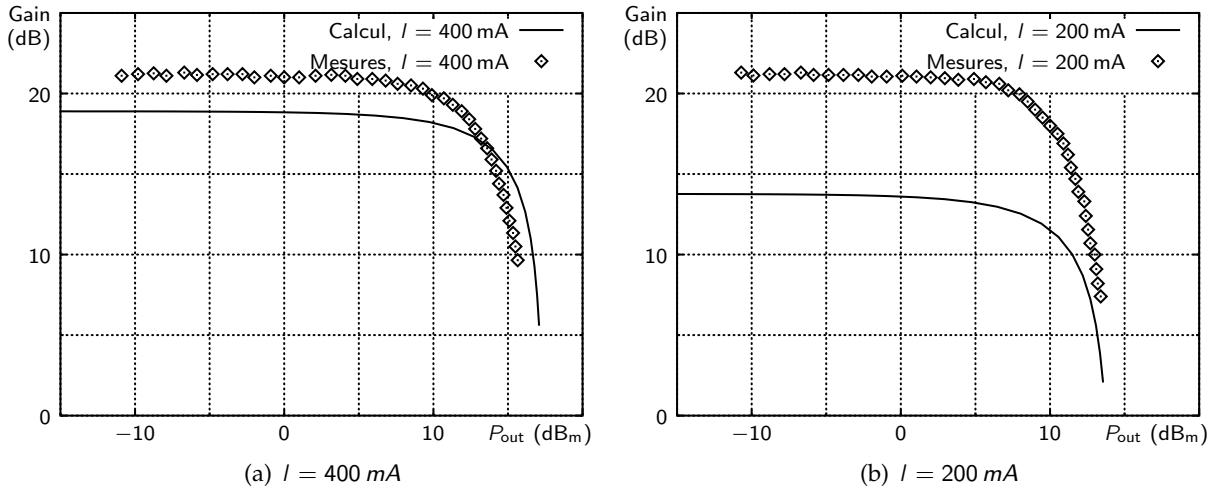


FIG. 4.5 – Gain mesuré (par [Gosset02a]) et calculé de l'amplificateur optique à semi-conducteurs, en fonction de la puissance de sortie.

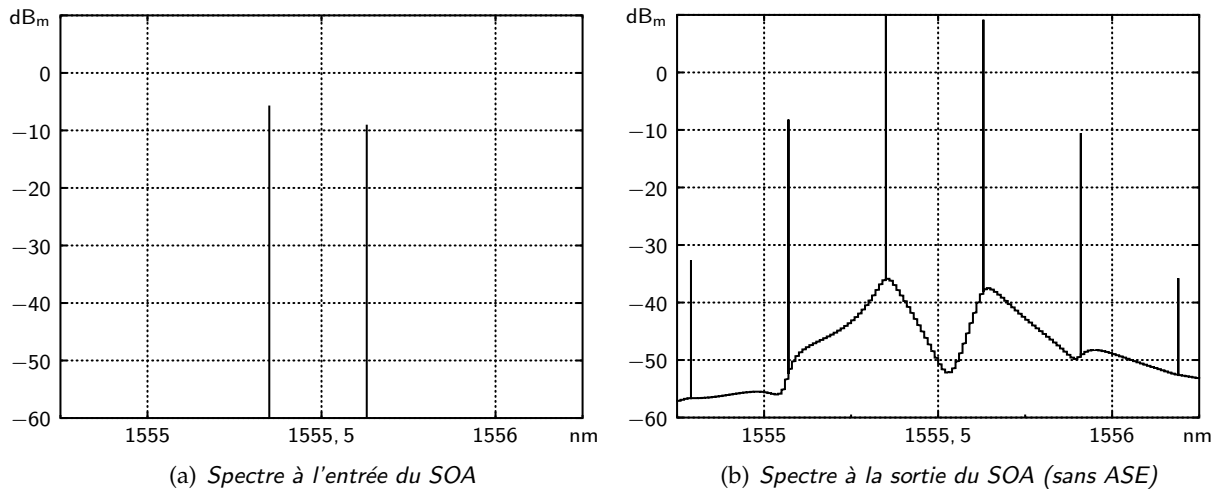


FIG. 4.6 – Simulation du mélange à quatre ondes dégénéré.

4.2.2 Modèle de la matrice densité

Le modèle précédent suppose que l'élargissement du gain de l'amplificateur optique à semi-conducteurs est parfaitement homogène, et ne s'embarrasse donc pas de la répartition des porteurs sur différentes énergies. Par conséquent, il ne peut rendre compte des effets non-linéaires intrabandes que sont l'échauffement de porteurs et le trou spectral.

Un modèle plus complet [Uskov94, Soto96c] décompose les bandes de conduction et de valence en une multitude de systèmes à deux niveaux $\{|c, \vec{k}\}; |v, \vec{k}\}$, les « kets » $|c, \vec{k}\rangle$ et $|v, \vec{k}\rangle$ désignant l'état électronique de vecteur d'onde \vec{k} respectivement dans la bande de conduction et de valence (on suppose qu'il n'existe qu'un seul état correspondant par bande, négligeant typiquement l'influence des trous légers). Chacun de ces sous-systèmes est décrit par sa matrice densité $Q_{\vec{k}}$:

$$Q_{\vec{k}}(t) = \begin{pmatrix} \rho_{c,\vec{k}}(t) & \rho_{cv,\vec{k}}(t) \\ \rho_{vc,\vec{k}}(t) & \rho_{v,\vec{k}}(t) \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

($\rho_{x,\vec{k}}$ étant la population moyenne de l'état $|x, \vec{k}\rangle$, x étant c ou v , et les termes diagonaux

$\rho_{cv,\vec{k}} = \rho_{vc,\vec{k}}^*$, appelés « cohérences » par [Cohen73a], étant liés au couplage entre les états).

L'équation d'évolution générale d'un tel système, en fonction de l'opérateur hamiltonien H , est donnée par [Cohen73a] :

$$\frac{d}{dt} Q_{\vec{k}} = -\frac{i}{\hbar} [H_{\vec{k}}(t), Q_{\vec{k}}(t)] \quad (4.5a)$$

où l'on propose [Nambu94] de séparer ledit hamiltonien en un terme non perturbé H_0 (hamiltonien des porteurs libres), un terme perturbatif H_e (interaction avec le champ électromagnétique), et un terme de relaxation vers une pseudo-distribution de Fermi :

$$\frac{d}{dt} Q_{\vec{k}} = -\frac{i}{\hbar} [H_{0,\vec{k}}(t) + H_{e,\vec{k}}(t), Q_{\vec{k}}(t)] + \left(\frac{\partial}{\partial t} Q_{\vec{k}} \right)_{\text{relax}} \quad (4.5b)$$

Le terme de relaxation est pris par [Ogasawara88] (cité par [Uskov94, Soto96c]) comme étant une somme de trois « forces de rappel » tendant à ramener les $\rho_{x,\vec{k}}$ vers les pseudo-distributions de Fermi se rapportant aux phénomènes décrits section 3.2.3 avec les temps de relaxation correspondants.

Cette formulation est utilisée pour modéliser le mélange à quatre ondes dégénéré de faisceaux continus, en se ramenant (par sommation sur \vec{k}) aux paramètres macroscopiques que sont la densité de porteurs, la densité d'énergie dans chaque bande et la température des porteurs, et en cherchant la solution sous la forme d'une petite vibration de ces paramètres à la fréquence de désaccord, autour d'une valeur stationnaire.

Toutefois, ces hypothèses ne permettent que difficilement de s'accommoder de signaux variant à des échelles de temps comparables aux temps de relaxation des porteurs, ce qui nécessiterait probablement une analyse entièrement numérique des $Q_{\vec{k}}$; d'autre part, nos expériences de boucle à verrouillage de phase opto-électroniques se sont limitées jusqu'à présent à des désaccords de l'ordre de la centaine de GHz, pour lesquels les effets non-linéaires intrabandes ne sont *a priori* pas dominants.

Nous ne nous étendons donc pas plus sur ce type de modèle, le réservant à l'étude d'une future boucle plus avancée et — espérons-le — plus rapide.

4.3 Mélange de faisceaux continus

4.3.1 Schéma expérimental

La figure 4.1 résulte de la façon la plus simple d'obtenir du mélange à quatre ondes : injecter deux faisceaux continus dans un amplificateur optique à semi-conducteurs *via* le schéma expérimental représenté figure 4.7 page suivante : les deux faisceaux, produits par des lasers (éventuellement amplifiés par des amplificateurs à fibre dopée) dont on contrôle la polarisation à l'aide de boucles de Lefèvre, sont combinés par un coupleur 50/50, dont une sortie va à l'entrée de l'amplificateur optique à semi-conducteurs. Un atténuateur variable sur l'une des entrées du coupleur permet de faire varier la puissance de l'un des faisceaux, et un analyseur de spectre optique à la sortie de l'amplificateur donne les niveaux de puissance en sortie des faisceaux originels ainsi que du mélange.

Nous présentons ici l'évolution dudit mélange à quatre ondes en fonction du detuning et de la puissance d'un faisceau entrant ; la section 4.4 traitera du mélange entre faisceaux modulés.



FIG. 4.7 – Observation du mélange à quatre ondes : schéma expérimental.

Faisceau constant (pompe)	$\lambda = 1552,9 \text{ nm}$
	$P_{in} = +3,4 \text{ dB}_m$
Faisceau variable (sonde)	$P_{in} = +2,1 \text{ dB}_m$
	$\pm 1,5 \text{ dB}$
SOA	$I = 400 \text{ mA}$

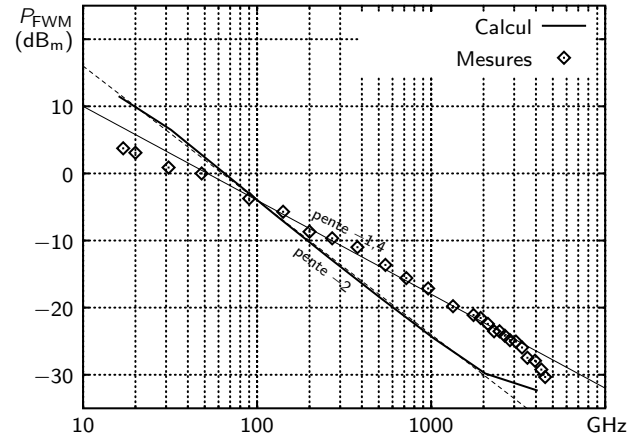


FIG. 4.8 – Mélange à quatre ondes de faisceaux continus en fonction du detuning.

4.3.2 Mélange à quatre ondes en fonction du detuning

La figure 4.8 montre l'évolution, mesurée et calculée, de la puissance de mélange à quatre ondes (dégénéré) produit par deux faisceaux continus en fonction du désaccord en fréquence lorsque la longueur d'onde de la sonde varie, la puissance restant constante (à 1,5 dB près).

On observe une diminution de cette puissance, *i.e.* de l'efficacité des effets non linéaires, de façon similaire à l'illustration de la figure 3.8 page 40. Le modèle prédit une chute de 20 dB par décade alors qu'on n'en mesure que 14, mais il est inadapté par construction aux hautes fréquences de désaccord car ne tenant pas compte des effets intrabandes.

4.3.3 Mélange à quatre ondes en fonction de la puissance d'entrée

La figure 4.9 page suivante présente l'évolution, mesurée et simulée, de la puissance des quatre faisceaux en sortie de l'amplificateur optique à semi-conducteurs en fonction de celle en entrée de l'un d'entre eux, que nous appellerons faisceau *A*. L'autre, le faisceau *B*, garde une puissance constante. On observe leur puissance de sortie, ainsi que celle des deux faisceaux de mélange : le conjugué 1 (pour lequel *A* est la pompe) et le conjugué 2 (pour lequel *B* est la pompe).

L'amplification des deux faisceaux originels *A* et *B* suit un comportement attendu : la puissance de sortie de *A* varie linéairement en fonction de sa puissance d'entrée, et celle de *B* reste constante, du moins aux faibles puissances de *A*. Lorsque cette puissance augmente, on observe une saturation du gain, la chute de 3 dB survenant aux environs de $P_{in}(A) \simeq +5 \text{ dB}_m \simeq P_{in}(B)$, ce qui semble indiquer que l'amplificateur optique à semi-conducteurs est en régime saturé du seul fait de la puissance de *B*, et qu'une forte puissance de *A* ne fait que l'accroître.

Tant que *B* est seul responsable de la saturation du gain de l'amplificateur, on remarque que le conjugué 1 varie presque (mais pas tout à fait) comme le carré de *A* (pente 1,7 en échelle logarithmique ; la simulation prédit 1,9). Cela fait écho au terme de génération du mélange à

Faisceau variable	$\lambda(A) = 1552,1 \text{ nm}$
Faisceau constant	$\lambda(B) = 1553,3 \text{ nm}$
	$P_{in}(B) = +5,5 \text{ dB}_m$
Conjugué 1	$\lambda(C_1) = 1550,9 \text{ nm}$
Conjugué 2	$\lambda(C_2) = 1554,5 \text{ nm}$
SOA	$I = 400 \text{ mA}$

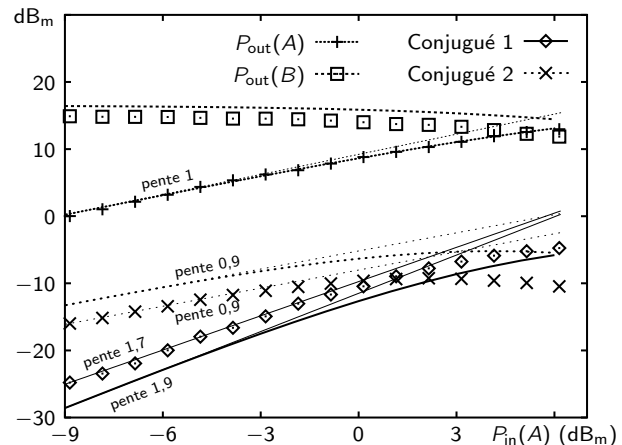


FIG. 4.9 – Mélange à quatre ondes de faisceaux continus en fonction de la puissance d'entrée P_{in} de l'un des deux faisceaux. Les symboles représentent les points de mesure de [Gosset02c], les courbes résultent de la simulation.

quatre ondes, proportionnel au carré de la pompe, mais l'existence du gain — qui écarte tout espoir d'utiliser l'approximation paramétrique — complique suffisamment le problème pour qu'en sortie du composant la dépendance du faisceau créé à la puissance de pompe ne soit pas réellement quadratique.

De même, le conjugué 2, pour lequel A n'est pas la pompe mais la sonde, varie quasi-linéairement (pente 0,9).

4.4 Mélange de faisceaux modulés

Afin d'utiliser le mélange à quatre ondes pour faire de la récupération d'horloge, nous devons le faire générer par des faisceaux modulés. Nous nous attacherons à combiner, comme dans les expériences des chapitres 5 et 6, un train d'impulsions (figure 4.10(b)) obtenu par modulation sinusoïdale d'un modulateur à électroabsorption intégré à un laser (cet ensemble laser et modulateur est désigné « ILM »); et un signal pseudo-aléatoire de format RZ ou NRZ, résultat du passage d'un faisceau continu (pour le NRZ) ou d'un train d'impulsions (pour le RZ, cf. figure 4.10(a)) via un modulateur interférométrique piloté par un générateur de séquences binaires.

Dans ces conditions, le mélange à quatre ondes effectue un mélange non seulement au niveau des fréquences optiques, mais également au niveau des enveloppes. Pour s'en rendre compte, on a — comme à l'accoutumée — le choix entre une vision temporelle et une vision fréquentielle du phénomène : dans la première, on remarquera (cf. figure 4.11(a)) que le mélange n'a lieu qu'en présence simultanée de la pompe et de la sonde, le signal résultant présentant donc un battement à la différence des fréquences d'horloges ; dans la seconde (cf. figure 4.11(b)), toutes les composantes spectrales des signaux d'entrée participant au mélange, elles créent naturellement de nouvelles fréquences combinaisons linéaires des fréquences originelles.

Ainsi, en filtrant la composante basse fréquence du signal de mélange à quatre ondes, on forme l'équivalent d'un mélangeur ou d'un comparateur de phase électrique, si ce n'est que son temps de réponse est extrêmement rapide du fait des propriétés du mélange à quatre ondes dans l'amplificateur optique à semi-conducteurs.

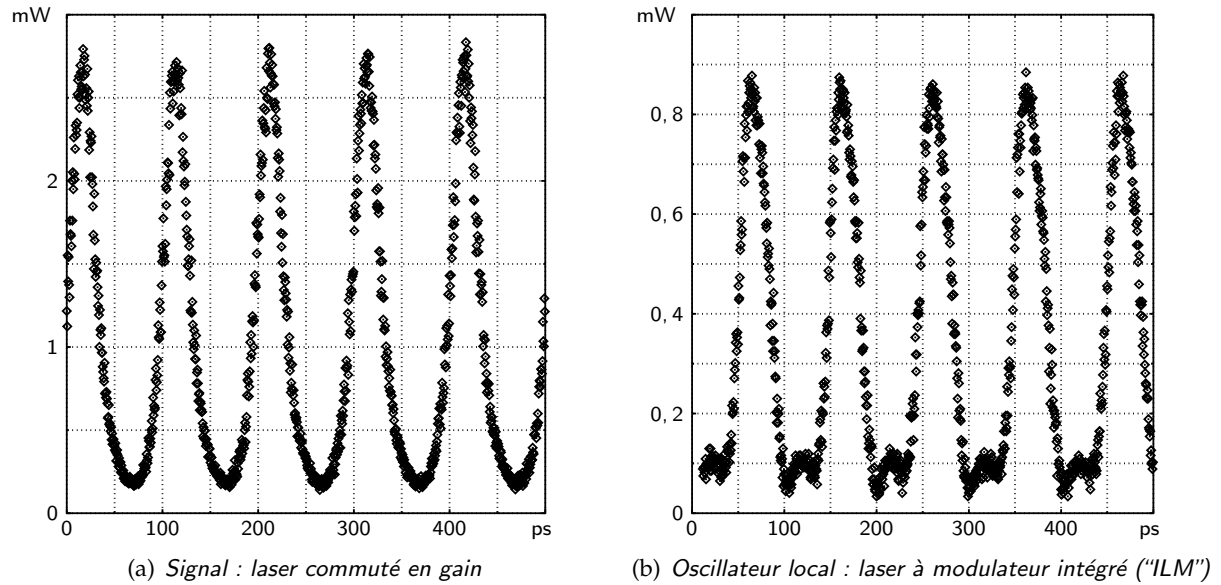


FIG. 4.10 – Trains d'impulsions utilisés.

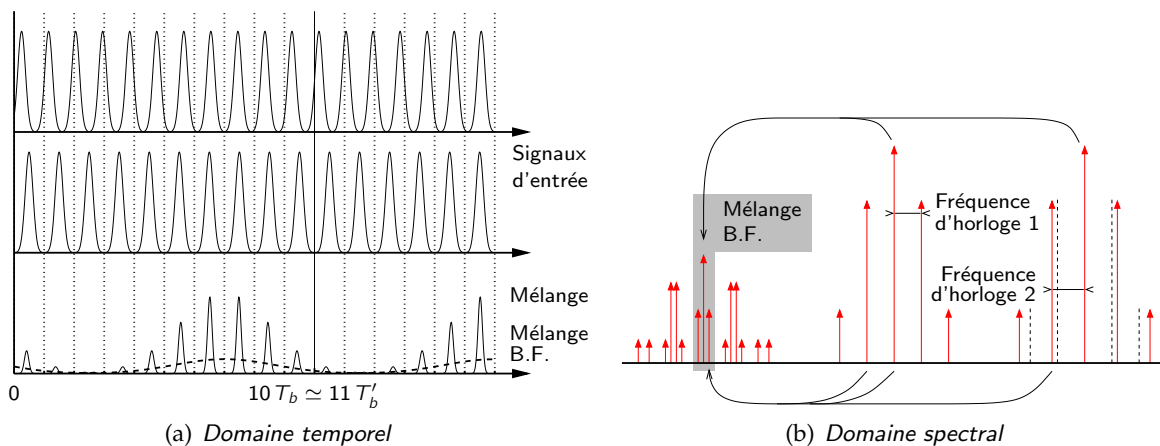


FIG. 4.11 – Allure du mélange à quatre ondes entre trains d'impulsions de taux de répétition légèrement différents

4.4.1 Schéma expérimental

L'observation du mélange à quatre ondes proprement dit est réalisée grâce au montage décrit figure 4.12 — qu'un coup d'œil page 66 permettra de reconnaître comme étant le dispositif de la figure 5.1 utilisé en boucle ouverte[†] : le signal d'entrée — après amplification — est couplé à la sortie de l'ILM; les deux faisceaux sont réamplifiés puis introduits dans un amplificateur optique à semi-conducteurs où ils donnent naissance à un faisceau de mélange à quatre ondes; dans la boucle, ce dernier sera isolé par deux filtres optiques à bords raides et converti en signal électrique par un photodétecteur.

Les figures 4.13 et 4.14 page suivante montrent le spectre du signal avant et après passage dans l'amplificateur optique à semi-conducteurs, respectivement pour un signal modulé en RZ

[†]Nous verrons section 5.4.1 que si la boucle était fermée et verrouillée, le déphasage entre le VCO et l'horloge du signal serait constant et le signal de mélange dépendrait du réglage du VCO.

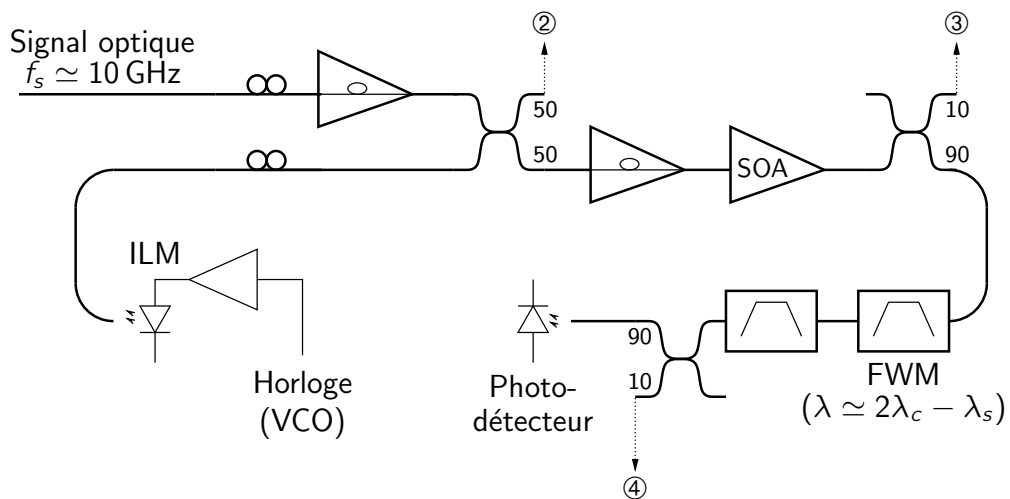


FIG. 4.12 – Observation du mélange à quatre ondes de faisceaux modulés : schéma expérimental.

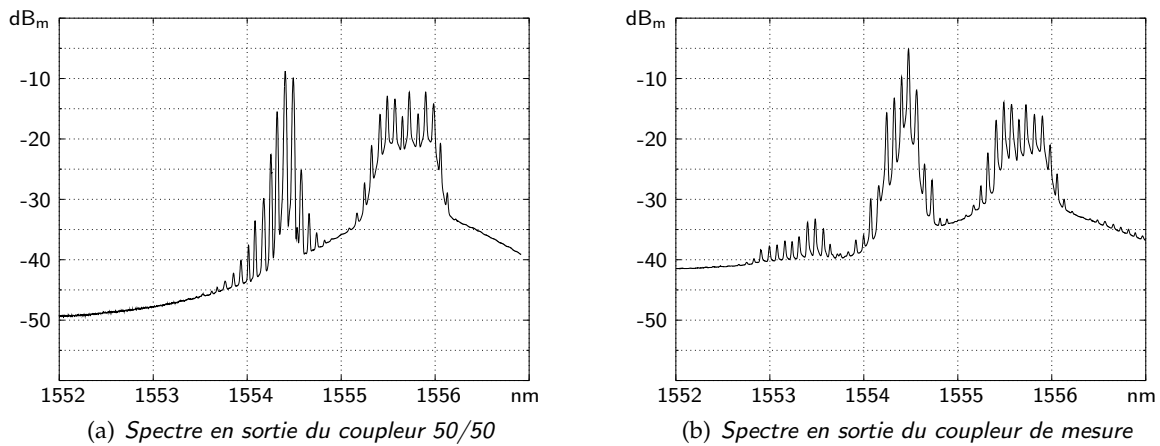


FIG. 4.13 – Spectres de mélange à quatre ondes avec un signal RZ.

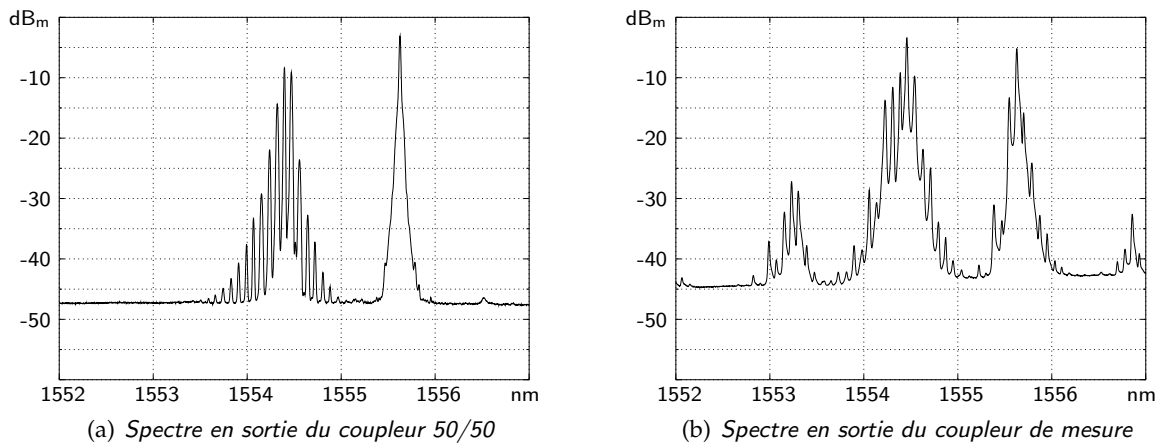


FIG. 4.14 – Spectres de mélange à quatre ondes avec un signal NRZ.

et en NRZ. Les mesures sont prises d'une part à la seconde sortie du coupleur 50/50, et d'autre part à la sortie -10 dB du coupleur de mesure 90/10.

Dans le cas de la modulation RZ, on reconnaît figure 4.14(a) le spectre des deux faisceaux modulés : autour de 1554,4 nm, l'oscillateur de référence qui forme un train d'impulsions ; autour de 1555,6 nm le signal pseudo-aléatoire proprement dit, constitué d'impulsions fortement chirpées. La fréquence d'horloge est de 10 GHz, ce qui correspond à l'écart de 80 pm entre les différents pics.

La figure 4.13(b) montre, outre les deux faisceaux d'entrée amplifiés et ayant subi une modulation croisée, le signal de mélange à quatre ondes autour de 1553,2 nm, qui lui aussi présente manifestement les composantes spectrales attendues, espacées d'environ 10 GHz. De plus, comme la fréquence d'horloge de la pompe et de la sonde ne sont pas strictement identiques, le signal de mélange porte des composantes à la différence de ces fréquences. Dans la boucle, la bande passante limitée du photodétecteur ne laisse *a priori* passer que ces composantes à basse fréquence.

Dans le cas NRZ, on note figure 4.14(a) que le signal modulé, comme prévu, ne présente pas de pics à la fréquence d'horloge. On observe toutefois figure 4.14(b) qu'ils sont présents après passage dans l'amplificateur optique à semi-conducteurs, car le signal subit une conversion de format vers pseudo-RZ (*cf.* section 3.3.5), ainsi qu'une modulation croisée de la part de l'oscillateur local.

On observe également le mélange à quatre ondes, qui porte bien un certain nombre de composantes spectrales aux fréquences d'horloges et à leurs multiples.

4.4.2 Mélange à quatre ondes en fonction de la puissance d'entrée

Les figures 4.15 et 4.16 page ci-contre montrent l'évolution du mélange à quatre ondes d'un signal modulé respectivement en RZ et en NRZ, en fonction de la puissance d'entrée et de sortie dudit signal.

En fonction de la puissance d'entrée, on retrouve une évolution classique où la puissance de mélange augmente avec la puissance de sonde, pour redescendre lorsque celle-ci devient comparable à la puissance de pompe et accentue la saturation du gain de l'amplificateur. (Dans le cas RZ, on observe un plateau irrégulier — ce qui se répercute sous la forme d'un petit rebroussement sur la courbe du mélange en fonction de la puissance en sortie de la sonde — probablement dû à des variations fortuites des conditions expérimentales.)

En fonction de la puissance de sortie, la variation du mélange à quatre ondes semble assez régulière dans les deux cas, avec une dépendance en puissance 0,65 dans le cas RZ et 0,9 dans le cas NRZ. On pourrait donc dire que ce dernier est plus proche du cas continu (*cf.* section 4.3.3) que ne l'est le cas RZ, où les impulsions glissent les unes par rapport aux autres, réduisant l'efficacité moyenne.

Toutefois, au vu des incertitudes dans les conditions expérimentales, nous estimons qu'une réelle prédiction de la puissance de mélange en fonction des signaux d'entrée nécessiterait une étude plus systématique qu'une prise de mesures simultanée avec la boucle à verrouillage de phase opto-électronique, et nous contenterons pour l'instant une estimation empirique du gain de ladite boucle en fonction de la puissance de mélange effectivement mesurée. Une telle estimation est détaillée ci-après, section 4.4.3.

Notons tout de même la puissance maximale obtenue, $-17,2$ dB_m (donc, nous le verrons, $-31,2$ dB_m en sortie des filtres) ; la section 5.3.1 établit que cette gamme de puissance donne un gain de boucle proche du maximum admissible du point de vue de la stabilité du schéma à un étage.

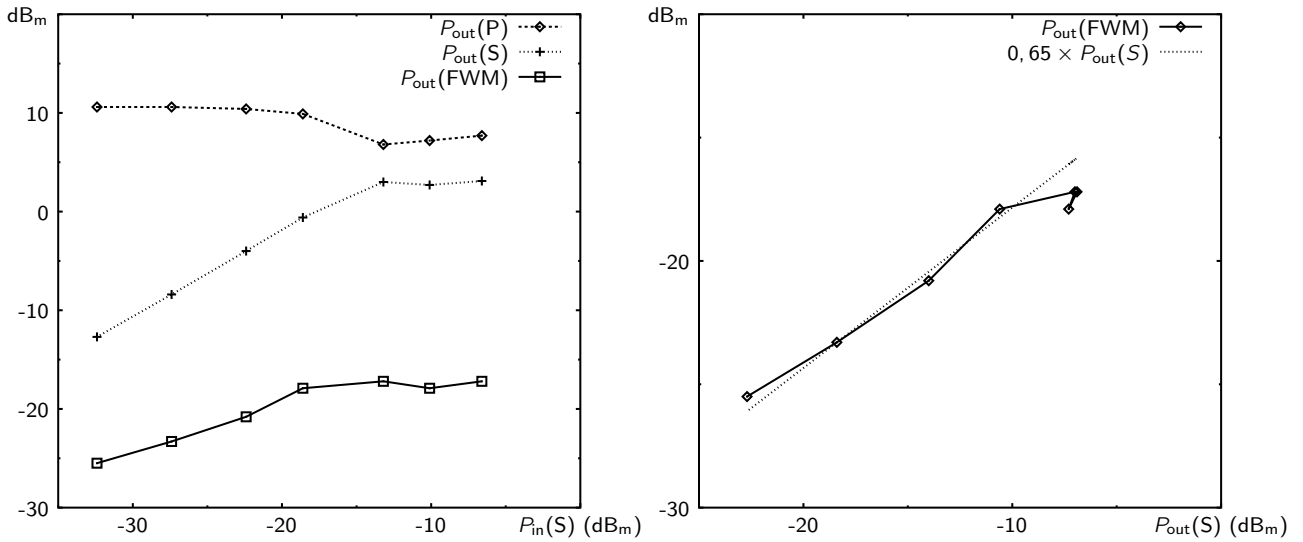


FIG. 4.15 – Mélange à quatre ondes d'un signal modulé en RZ en fonction de la puissance de sonde en entrée et en sortie.

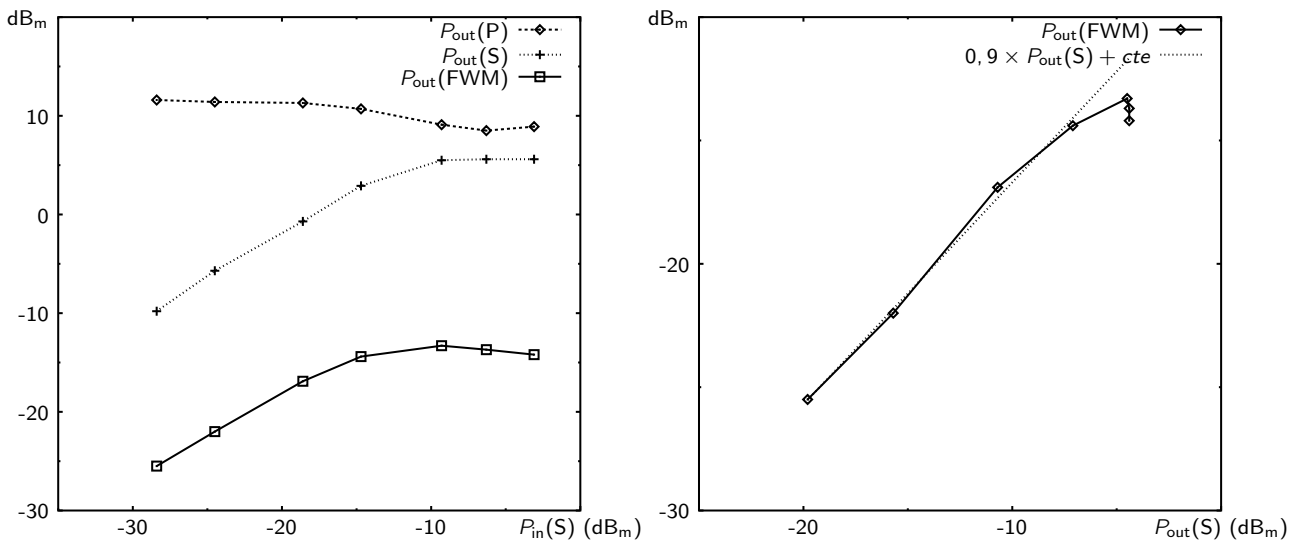


FIG. 4.16 – Mélange à quatre ondes d'un signal modulé en NRZ en fonction de la puissance de sonde en entrée et en sortie.

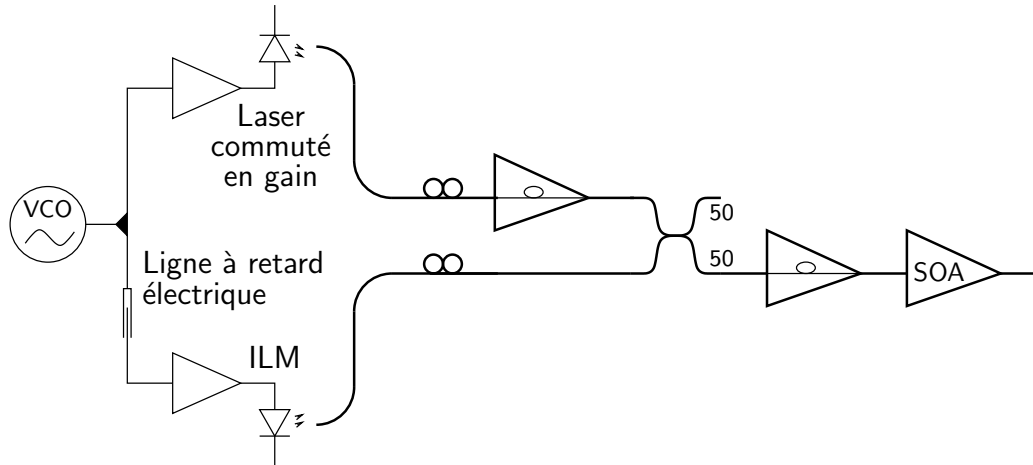


FIG. 4.17 – Observation du mélange à quatre ondes de faisceaux modulés : schéma expérimental.

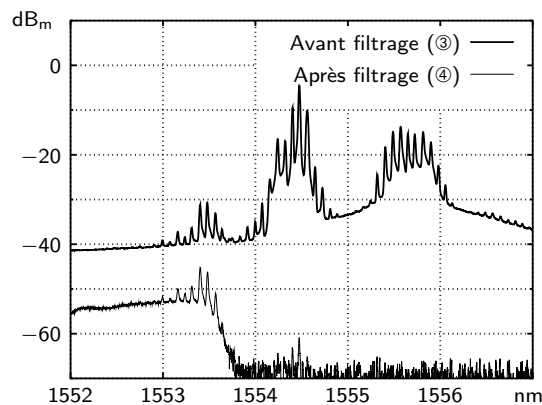


FIG. 4.18 – Mélange à quatre ondes filtré (points ③ et ④ sur la figure 4.12).

4.4.3 Mélange à quatre ondes en fonction du déphasage

Le dispositif décrit figure 4.12 est utilisé par la boucle du chapitre 5 en guise de comparateur de phase de l'enveloppe des signaux.

La réponse de celui-ci dépend des conditions expérimentales : efficacité de mélange à quatre ondes, énergie, durée et forme des impulsions, *etc.* Pour la modéliser, nous choisissons une approche empirique : mesurer la puissance moyenne du mélange à quatre ondes que donnent deux trains d'impulsions dont l'un a un retard connu sur l'autre.

Pour ce faire, le montage est modifié en deux points, comme en témoigne la figure 4.17 : les trains d'impulsions utilisent le même VCO et sont donc synchrones ; et une ligne à retard est introduite entre ce VCO et l'ILM de façon à contrôler le déphasage relatif des signaux. On mesure alors la puissance moyenne de mélange à quatre ondes en sortie de l'amplificateur optique à semi-conducteurs.

Il apparaît que les valeurs obtenues, représentées figure 4.19 page suivante peuvent être approchées avec une bonne précision par :

$$P_{\text{FWM}} = \bar{P}_{\text{FWM}} \times \left\{ 1 + 0,887 \times \left[\cos\left(\frac{2\pi\delta t}{T_b}\right) + 0,22 \cos\left(2\frac{2\pi\delta t}{T_b}\right) + 0,047 \cos\left(3\frac{2\pi\delta t}{T_b}\right) \right] \right\} \quad (4.6)$$

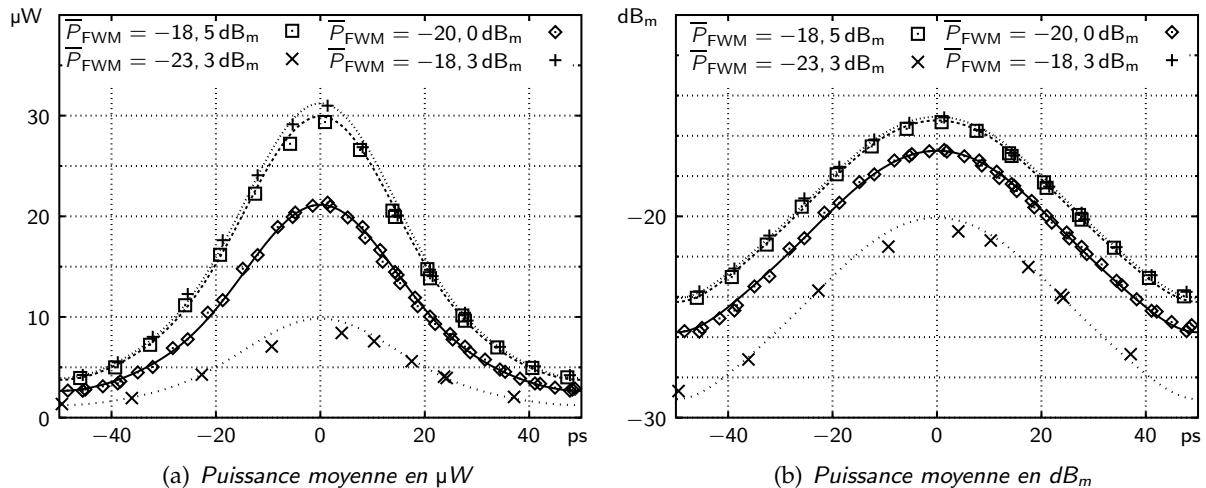


FIG. 4.19 – Mélange à quatre ondes de deux trains d'impulsions en fonction de leur décalage temporel. Les symboles dénotent les valeurs mesurées, les courbes correspondent à l'approximation donnée équation (4.6).

où P_{FWM} est la puissance de mélange à quatre ondes moyenne (sur plusieurs temps bit), $\overline{P}_{\text{FWM}}$ la puissance de mélange à quatre ondes moyenne (sur toutes les valeurs de retard), δt le retard et T_b le temps bit (*i.e.* l'inverse du taux de répétition des impulsions).

Pour une utilisation dans la boucle à verrouillage de phase opto-électronique, la puissance de mélange doit bien entendu être prise au point ④ de la figure 4.12, en sortie des filtres. Or ceux-ci ont une forte perte d'insertion, *cf.* la figure 4.18 page ci-contre. Nous l'estimons à 14 dB pour l'ensemble des deux filtres, et nous veillerons à rajouter 10 dB aux mesures des points ③ et ④ vu la présence des coupleurs de mesure.

Après passage par un photodétecteur de sensibilité 12 V/mW, ajout de la quadrature de phase traditionnelle, et suppression de la composante continue qui revient à décaler la fréquence naturelle du VCO, on peut écrire la tension de sortie v_1 du comparateur de phase ainsi constitué :

$$\frac{v_1}{\overline{P}_{\text{FWM}}} = (10,64 \text{ V/mW}) \times \left\{ \sin \varphi(t - \tau) - 0,22 \cos 2\varphi(t - \tau) - 0,047 \sin 3\varphi(t - \tau) \right\} \quad (4.7)$$

où τ représente le temps de propagation dans l'ensemble du système optique. Il n'est pas négligeable ; sa mesure est effectuée en reprenant le montage correspondant à la figure 4.12 sans signal d'entrée, en remplaçant le VCO par un synthétiseur à plus basse fréquence (autour de 100 MHz), et en utilisant un voltmètre vectoriel pour mesurer la différence de phase entre la sortie du synthétiseur et celle du photodétecteur. La variation de ce déphasage en fonction de la fréquence du synthétiseur donne le temps de parcours, estimé à :

$$\tau = 240 \text{ ns} \quad (4.8)$$

Si le gain du photodétecteur est réglé sur 1,2 V/mW au lieu de 12 V/mW, on obtiendra évidemment une tension de sortie égale au dixième de la valeur donnée formule (4.7).

Cette approche n'est valable que dans le cas de signaux RZ, et les valeurs sont spécifiques à la forme des impulsions que nous avons utilisées. Pour des signaux NRZ, qui n'ont pas de composante spectrale à la fréquence d'horloge, le système repose sur le fait que l'amplificateur optique à semi-conducteurs déforme ces signaux, *cf.* les sections 1.2.3 et 5.4.2. On peut donc à nouveau avoir l'équivalent d'un comparateur de phase, mais avec une sensibilité tout à fait différente du cas RZ. Pour l'instant, la mesure équivalente n'a pas été effectuée.

Chapitre 5

Boucle opto-électronique à un étage

Après avoir traité les boucles à verrouillage de phase et les amplificateurs optiques à semi-conducteurs dans les chapitres précédents, nous présentons maintenant deux schémas de boucles opto-électroniques, qui utilisent le mélange à quatre ondes dans un amplificateur pour assurer la fonction non-linéaire du comparateur de phase. Le présent chapitre traitera d'un dispositif homologue à une boucle à verrouillage de phase conventionnelle ; un autre système, inspiré d'une boucle à verrouillage de phase hétérodyne, sera abordé chapitre 6.

5.1 Présentation

Ce premier dispositif, décrit figure 5.1 page suivante, est une transposition directe de la boucle à verrouillage de phase conventionnelle déjà présentée au chapitre 2, notamment figure 2.1 page 17, si ce n'est que le comparateur de phase est remplacé par un système optique dont la base est un amplificateur optique à semi-conducteurs.

Plus précisément, du signal sur lequel on travaille, on prélève 10 % pour la récupération d'horloge au moyen d'un coupleur 10 dB, la plus grande partie étant réservée, comme pour un système de transmission réel, à la détection, et pour nous aux diagrammes de l'œil et aux mesures de taux d'erreur. Nous avons utilisé des signaux modulés autour de 10 Gbps, RZ et NRZ, générés par passage d'un faisceau respectivement impulsionnel* ou continu par un modulateur interférométrique sur niobate de lithium, piloté par un générateur de séquences binaires pseudo-aléatoires.

La partie prélevée passe par un atténuateur optique variable, de façon à pouvoir étudier les performances de la boucle pour des puissances de signal différentes ; un contrôleur à boucles de Lefèvre permet d'ajuster sa polarisation et favoriser (ou éventuellement éteindre) le mélange à quatre ondes ; un amplificateur à fibre dopée à l'erbium ramène la puissance du signal à un niveau acceptable — puisque l'on table sur des effets optiques non-linéaires — avant couplage *via* un coupleur 3 dB avec un train d'impulsions généré localement.

Ledit train d'impulsions (l'« oscillateur local ») provient d'un laser — que nous désignerons « ILM » (pour « *Integrated Laser and Modulator* ») — à modulateur à électroabsorption intégré, ce dernier étant piloté par la sortie amplifiée du VCO de la boucle à verrouillage de phase ; l'ILM est choisi de façon à avoir une longueur d'onde proche mais distincte de celle du signal d'entrée ; sa polarisation est également contrôlée par une boucle de Lefèvre.

*Les impulsions servant au signal RZ sont générées par un laser à impulsions courtes fourni par le CNET, commuté en gain.

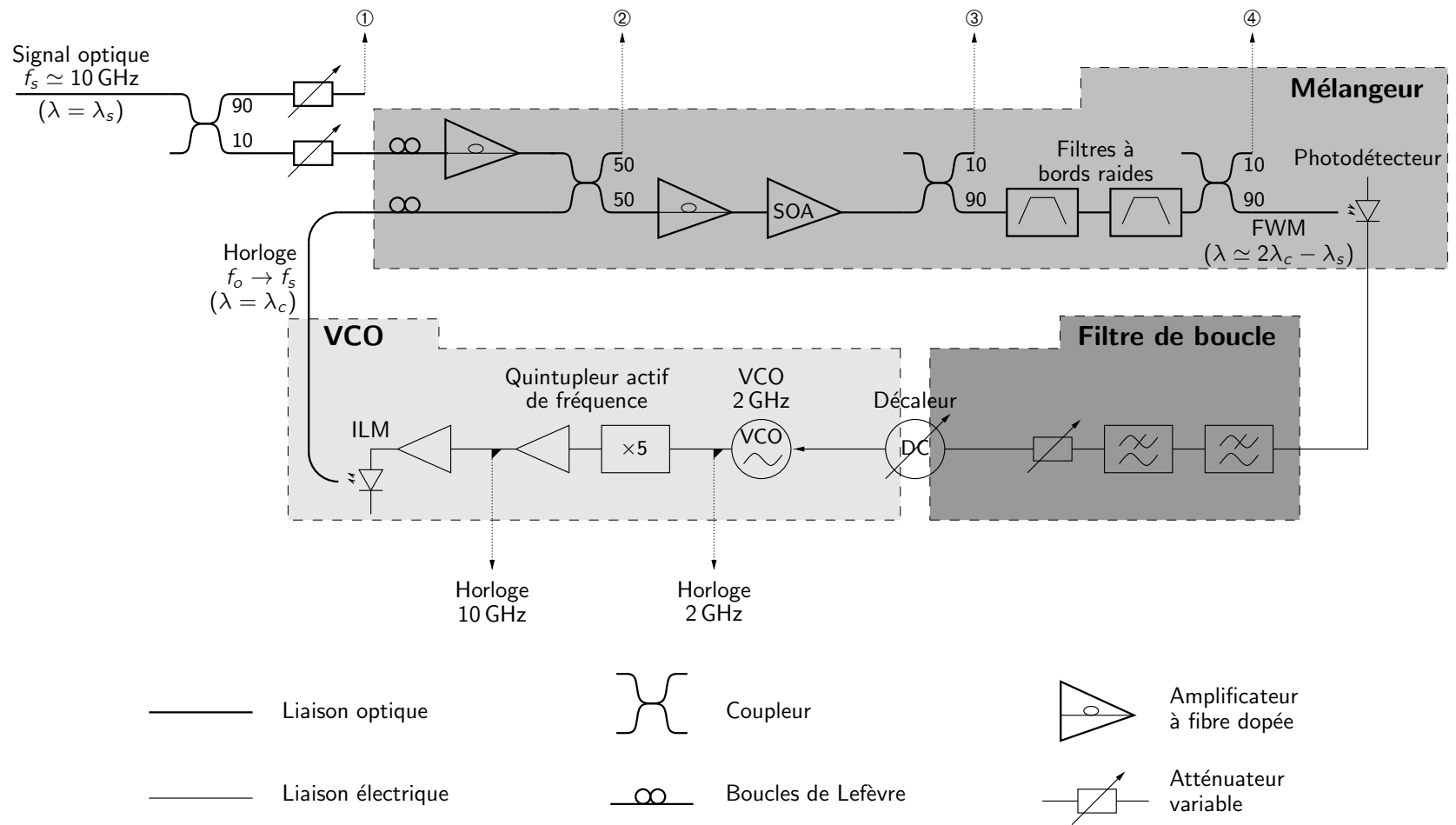


FIG. 5.1 – Boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage.

Ces deux faisceaux, à la sortie du coupleur 3 dB, sont réamplifiés par un second amplificateur à erbium, puis injectés dans l'amplificateur optique à semi-conducteurs, où ils engendrent un faisceau de mélange à quatre ondes ; attendu que tous les harmoniques de modulation des deux faisceaux originels participent au phénomène, le signal de mélange résultant en portera à toutes les fréquences déjà présentes ainsi qu'à leurs sommes et leurs différences, ce système faisant donc office de mélangeur comme il a été vu section 4.4 ; notamment, si la fréquence du VCO est égale à la fréquence d'horloge du signal d'entrée, la puissance moyenne de mélange à quatre ondes devient constante dans le temps et dépend du décalage temporel entre les deux signaux. Ce dispositif peut donc faire office de comparateur de phase, comme signalé section 4.4.3.

Il est à noter que dans le cas d'un signal d'entrée NRZ, bien qu'il n'y ait pas au départ de raie spectrale à la fréquence d'horloge, celle-ci apparaît au passage dans le SOA, comme décrit sections 1.2.3 et 3.3.5 ; la comparaison de phase sera donc tout de même possible dans ce cas, avec des performances certes moindres.

Le signal de mélange est isolé au moyen de filtres optiques à bords raides, avant et après lesquels des coupleurs 10 dB permettent d'effectuer des mesures et d'optimiser la génération de mélange à quatre ondes ; il est détecté par un photodétecteur lent (d'une bande passante de 750 MHz, ce qui assure la réjection des harmoniques de modulation à 10 GHz et plus) ; puis, de façon classique, il est amplifié (ou, ici, atténué), filtré par un filtre électrique passe-bas, et commande le VCO ; un décaleur de tension permet d'ajuster le point de fonctionnement de ce dernier, et ainsi de centrer la plage de verrouillage de la boucle.

En régime accroché, ce système se comporte de façon tout à fait similaire à une boucle à verrouillage de phase conventionnelle : la puissance moyenne de mélange à quatre ondes en sortie du SOA est constante, ce qui s'obtient lorsque le décalage temporel entre les impulsions de l'ILM et celles qui constituent le signal d'entrée est constant, et donc lorsque le VCO est exactement à la fréquence souhaitée. On obtient alors non seulement une horloge dans le domaine électrique à la sortie du VCO, qui servira au déclenchement de l'oscilloscope à échantillonnage qui relève les diagrammes de l'œil, ainsi qu'au détecteur d'erreurs ; mais également un train d'impulsions formant une horloge à la sortie de l'ILM, pour une utilisation éventuelle dans un système de régénération tout-optique.

5.2 Composants de la boucle

Afin d'estimer les performances de cette boucle, nous la décomposerons, comme illustré figure 2.1 page 17, suivant les mêmes blocs fonctionnels qu'une boucle à verrouillage de phase conventionnelle : un comparateur de phase ; un oscillateur commandé ; et un filtre de boucle.

5.2.1 Comparateur (optique) de phase (électrique)

Le comparateur de phase constitue la principale particularité de cette boucle à verrouillage de phase, et la raison pour laquelle elle est adaptée aux hauts débits : la fonction est assurée par le mélange à quatre ondes entre le signal d'entrée et un train d'impulsions de taux de répétition imposé par le VCO, à une longueur d'onde différente du signal. La section 4.4 nous a montré que le signal de mélange portait une composante lentement variable à la différence de fréquence d'horloge entre les deux signaux, comportement qui se rapproche de celui d'un mélangeur électrique.

Le mélange à quatre ondes est généré au sein d'un amplificateur optique à semi-conducteurs. Diverses expériences préliminaires ont été effectuées sur des composants sur embase Alcatel et OPTO+, ainsi qu'un module fibré fabriqué au sein de l'ETH Zurich. Des considérations pratiques (couplage des fibres aux composants, contrôle de la température, efficacité de

mélange) nous ont fait préférer un module fibré JDS ; les résultats présentés ici ont tous été obtenus à l'aide (entre autres) de cet amplificateur.

L'intérêt d'utiliser le mélange à quatre ondes, outre sa rapidité qui permet de suivre un signal à très haute fréquence d'horloge, est qu'il est à une longueur d'onde différente des faisceaux optiques mélangés, donc isolable au moyen d'un filtre. Un photodétecteur lent complète l'ensemble, ramenant la sortie sous forme électrique et éliminant les harmoniques supérieures résiduelles.

La réponse de ce comparateur de phase dépend des conditions expérimentales : efficacité de mélange à quatre ondes, énergie, durée et forme des impulsions, *etc.* Pour la modéliser, nous choisirons une approche empirique, détaillée section 4.4.3 ; d'après la formule (4.7), dans les conditions choisies, sur les signaux RZ utilisés, le signal de sortie rapporté à la puissance moyenne de mélange à quatre ondes sera :

$$\frac{v_1(t)}{P_{\text{FWM}}} = (10,64 \text{ V/mW}) \times \left\{ \sin \varphi(t - \tau) - 0,22 \cos 2\varphi(t - \tau) - 0,047 \sin 3\varphi(t - \tau) \right\} \quad (4.7\text{-bis})$$

$$\tau = 240 \text{ ns} \quad (4.8\text{-bis})$$

ou le dixième si le photodétecteur est réglé sur son gain faible (1,2 V/mW au lieu de 12 V/mW).

Pour des signaux NRZ, la mesure équivalente n'a pas encore été effectuée.

5.2.2 Oscillateur commandé

Pour des raisons techniques, il a été jugé nécessaire de générer simultanément l'horloge à 10 GHz et une sous-horloge à 2 GHz, la première devant servir aux mesures de taux d'erreur et la seconde à la visualisation de diagrammes de l'œil sur un oscilloscope à échantillonnage.

Le bloc oscillateur est donc constitué d'un VCO fonctionnant autour de 2 GHz dont la sortie passe dans un quintupleur de fréquence actif. Un diviseur de puissance entre ceux-ci, ainsi qu'un autre en sortie du quintupleur, permettent d'avoir accès aux deux horloges.

La fréquence naturelle d'oscillation du VCO est ajustée au moyen d'un décaleur de tension. Ce décaleur ajoute à la tension de commande une tension continue réglable, provenant d'une pile électrique et d'un diviseur de tension purement résistif. En effet, nous avons cherché à minimiser le bruit de phase du VCO, et les sources de tension électroniques en occasionnent nettement plus que les piles.

L'une des sorties du diviseur suivant le quintupleur est réamplifiée et utilisée pour moduler l'ILM qui fournit l'horloge optique, laquelle sera mélangée au signal.

Au final, nous obtenons un système qui, à partir d'une tension, donne un train d'impulsions optiques à un taux de répétition voisin de 10 GHz — donc un signal non sinusoïdal, mais d'une part nous avons vu qu'*a priori* seul comptait l'harmonique le plus proche de la fréquence d'horloge du signal (*cf.* section 2.3.2.2), et d'autre part la forme des signaux sera prise en compte dans l'étude du comparateur de phase section 5.2.1.

La sensibilité globale observée, *cf.* la formule (D.6) section D.2.1, est de 10,0 MHz/V.

5.2.3 Filtre de boucle

La fonction de filtrage est en partie assurée par le photodétecteur, dont la bande passante peut être réglée sur 750 MHz (gain faible) ou 250 MHz (gain fort). Il atténue donc fortement les composantes aux multiples de 10 GHz, mais celles-ci restent suffisamment puissantes pour verrouiller le VCO simplement par injection — ce qui est intéressant du point de vue de

la fonction de récupération d'horloge elle-même, mais ne suivrait probablement pas à des fréquences plus élevées.

Afin de reproduire véritablement une boucle à verrouillage de phase, il convient donc d'ajouter un filtre. Nous avons utilisé deux filtres passe-bas de bande passante 5 MHz décrits section D.3.1. Mais comme expliqué dans ladite section, le décaleur de tension a une bande passante plus faible et impose donc le fonctionnement de la boucle, les filtres ne faisant qu'ajouter au temps de propagation. Un atténuateur variable — utilisé sur une entrée à haute impédance donc relevant de la section D.4 — permet d'ajuster le gain total de la boucle.

Le tout est bien approché par la formule (D.9) :

$$F(s) = K_2 e^{-s\tau'} \frac{1 + \tau_2 s}{1 + \tau_1 s}$$

$$\tau' \simeq 310 \text{ ns}$$

$$\tau_1 \simeq 623 \text{ ns}$$

$$\tau_2 \simeq 26,6 \text{ ns}$$

5.3 Modélisation

5.3.1 Régime petit signal, stabilité

Pour nous ramener au problème traité section 2.2.4, nous pouvons rassembler les formules (4.7), (D.9) et (D.6) pour obtenir le gain de la boucle ouverte utilisée avec des signaux RZ en régime accroché, autour d'un déphasage θ_0 :

$$G(s) = \frac{K'(\theta_0)}{s} e^{-s\tau_0} \frac{1 + \tau_2 s}{1 + \tau_1 s} \quad (5.2a)$$

$$\tau_0 \simeq 550 \text{ ns} \quad (5.2b)$$

$$\tau_1 \simeq 623 \text{ ns} \quad (5.2c)$$

$$\tau_2 \simeq 26,6 \text{ ns} \quad (5.2d)$$

où le gain effectif petit signal K' dépend de la puissance de mélange à quatre ondes et du déphasage en régime permanent θ_0 , comme la dérivée en θ_0 de la réponse du comparateur de phase donnée par la formule (4.7) :

$$\frac{K'(\theta_0)}{\overline{P}_{\text{FWM}}} = (2\pi \times 106,4 \text{ MHz/mW}) \times \left\{ \cos \theta_0 + 0,44 \sin 2\theta_0 - 0,141 \cos 3\theta_0 \right\} \quad (5.2e)$$

et cette dérivée est majorée par :

$$\left| \frac{K'(\theta_0)}{\overline{P}_{\text{FWM}}} \right| \lesssim (2\pi \times 106,4 \text{ MHz/mW}) \times 1,272 \quad (5.2f)$$

Cette fonction permet d'estimer la stabilité de cette boucle : nous verrons section 5.4.1 que la puissance maximale de mélange obtenue au cours de nos expériences était de $-30,3 \text{ dB}_m$, ou $0,93 \mu\text{W}$, en sortie des filtres. À la lumière de l'inéquation (5.2f), nous pouvons estimer le gain maximum à 794 krad/s . Pour ce gain, la phase de $G(i\omega)$ quand son module vaut l'unité est de -136° (ce qui correspond à une pulsation $\omega \simeq 724 \text{ krad/s} \simeq 2\pi \times 115 \text{ kHz}$), cf. la figure 5.2. On a donc au minimum 44° de marge de phase, ce qui est rassurant quant à la stabilité (mais ne nous laissera pas augmenter beaucoup plus le gain ou la longueur de boucle).

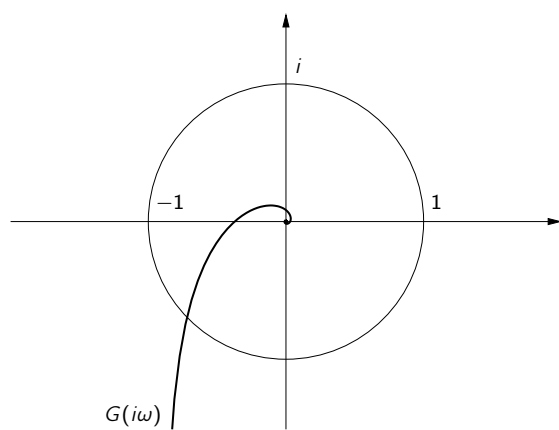


FIG. 5.2 – Gain en boucle ouverte dans le plan complexe.

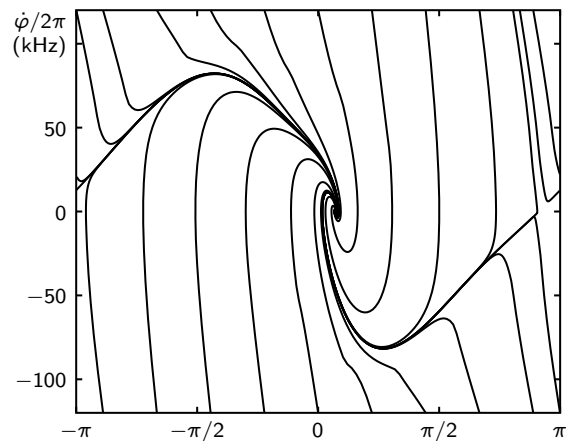


FIG. 5.3 – Trajectoires d'accrochage dans le plan $(\varphi, \dot{\varphi})$.

Ce modèle s'applique à la boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage, avec un signal d'entrée RZ spécifique. En l'absence de mesures de mélange à quatre ondes en fonction du retard entre un signal NRZ et l'horloge, le calcul équivalent pour un signal d'entrée de type NRZ ne peut être fait pour le moment.

5.3.2 Régime grand signal, acquisition

Afin d'estimer le comportement de la boucle lors de l'acquisition, nous nous plaçons dans le même formalisme que celui de la section 2.3.3, mais en tenant compte du temps de propagation total τ_0 ; de façon similaire à l'équation (2.41), nous pouvons écrire :

$$\Delta\omega - \dot{\varphi}(t) - \tau_1 \ddot{\varphi}(t) = K \left(1 + \tau_2 \frac{d}{dt} \right) \left\{ \sin \varphi(t - \tau_0) - 0,22 \cos 2\varphi(t - \tau_0) - 0,047 \sin 3\varphi(t - \tau_0) \right\} \quad (5.3)$$

où $\Delta\omega$ est la différence entre la pulsation d'horloge du signal RZ et la pulsation naturelle d'oscillation du VCO (réglée en fait par le décaleur de tension), et K est le gain de la boucle (à différencier du gain effectif petit signal $K'(\theta_0)$), avec cette fois :

$$\frac{K}{P_{\text{FWM}}} = (2\pi \times 106,4 \text{ MHz/mW}) \quad (5.4)$$

Il vient alors l'équation différentielle vectorielle suivante :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \varphi \\ \dot{\varphi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{\varphi} \\ \frac{\Delta\omega - \dot{\varphi}(t)}{\tau_1} - \frac{K}{\tau_1} \left\{ \sin \varphi(t - \tau_0) - 0,22 \cos 2\varphi(t - \tau_0) - 0,047 \sin 3\varphi(t - \tau_0) \right\} \\ - \frac{K\tau_2}{\tau_1} \dot{\varphi}(t - \tau_0) \left\{ \cos \varphi(t - \tau_0) - 0,44 \sin 2\varphi(t - \tau_0) - 0,141 \cos 3\varphi(t - \tau_0) \right\} \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

Cette équation peut être résolue numériquement ; la figure 5.3 montre, dans le plan $(\varphi, \dot{\varphi})$, les trajectoires représentant l'acquisition de l'horloge du signal RZ par la boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage, avec un gain de $2\pi \times 80,74$ kHz (correspondant à une puissance de mélange à quatre ondes, en sortie des filtres, de $-31,2$ dB_m).

Chacune de ces trajectoires a une durée de quelques dizaines de microsecondes : on peut estimer le temps d'acquisition (choisi tel que : $|\dot{\varphi}| < 2\pi$ rad/s pendant plus de $1 \mu\text{s}$) après un

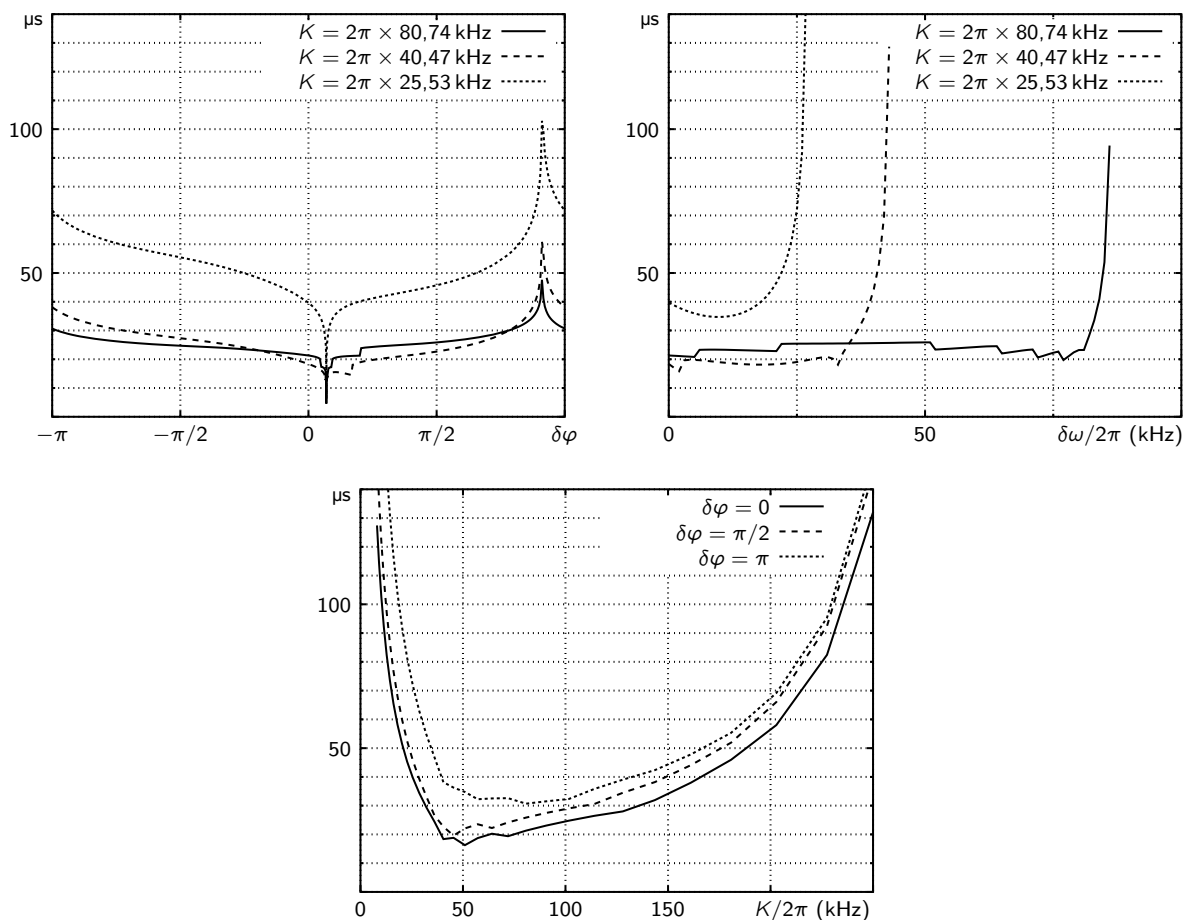


FIG. 5.4 – Temps d’acquisition simulé en fonction : du saut de phase $\delta\varphi$; du saut de pulsation $\delta\omega$; et du gain de boucle K .

certain saut de phase, ou un saut de fréquence, ce que trace la figure 5.4. Il est à noter que ce temps d’acquisition est relativement peu dépendant de l’importance du saut de phase (sauf à partir des positions d’équilibre stable et instable), ni du saut de fréquence (sauf lorsqu’il devient tel qu’il approche de la limite de la plage de verrouillage).

Sur la courbe du temps d’acquisition en fonction du gain de boucle, on observe sans surprise l’existence d’une plage optimale de gain en-deçà de laquelle la boucle est lente et le temps d’acquisition est donc grand ; et au-delà de laquelle la boucle devient instable et a donc du mal à s’accrocher.

Ce temps d’acquisition est intéressant dans le cadre de la récupération d’horloge par paquets : l’horloge doit se caler rapidement. À première vue, un temps de plusieurs dizaines de microsecondes, très grand devant le temps bit, indiquerait que ce schéma y est inadapté. Certes, sachant que la plage de verrouillage ne dépasse pas quelques centaines de kilohertz (cf. ci-après, table 5.6), il ne devrait pas y avoir de saut de cycle, mais pour des impulsions brèves, il n’y a pas beaucoup de marge d’erreur sur le moment de décision.

5.4 Résultats expérimentaux

Le schéma de boucle à verrouillage de phase décrit dans les précédentes sections a été utilisé avec succès pour récupérer l’horloge de signaux RZ et NRZ (générés en modulant, à l’aide

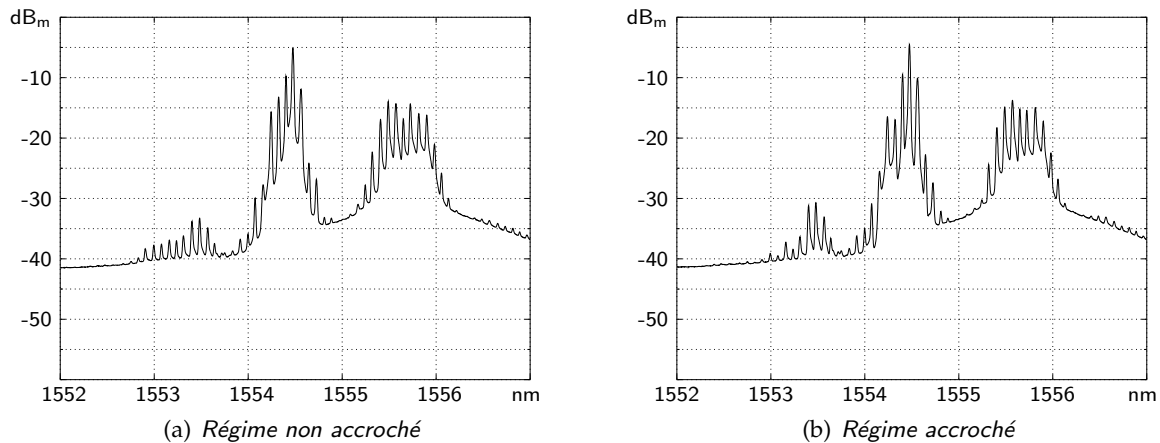


FIG. 5.5 – Spectres observés au point ③ suivant le régime de la boucle à verrouillage de phase.

d'un modulateur interférométrique piloté par un générateur de séquences pseudo-aléatoires PRBS $2^{31} - 1$, respectivement un train d'impulsions et un faisceau continu). Les performances obtenues dans le cas de signaux RZ, en termes de plage de capture, s'accordent avec le modèle utilisé.

5.4.1 Signal d'entrée RZ

Le signal RZ est représenté (allure temporelle et diagramme de l'œil) figure 5.7(a) page 74 ; comme il l'a été précisé, il s'agit du même type de train d'impulsions à environ 10 GHz qu'à la figure 4.10(a) page 58, passé à travers un modulateur interférométrique.

Ce signal est injecté dans la boucle à verrouillage de phase opto-électronique. Deux réglages sont effectués :

- la polarisation optique des signaux est choisie de façon à maximiser la puissance moyenne de mélange à quatre ondes, observée à l'analyseur de spectre optique au point ③, en boucle ouverte ou du moins en régime non accroché (car en régime accroché le point de fonctionnement du système fixe cette puissance moyenne, rendant l'optimisation non significative : comparer les deux spectres de la figure 5.5) ; idéalement, ce réglage peut n'être pratiqué qu'une fois par série de mesures, même s'il est bon de le vérifier de temps à autre ;
- la tension fournie par le décaleur, qui donne la fréquence naturelle d'oscillation du VCO, est ajustée jusqu'à obtenir l'accrochage (typiquement en observant le spectre électrique de l'une des sorties du VCO ou d'un détecteur placé au point ②) ; ce réglage doit être refait à chaque changement d'un paramètre de la boucle.

Les paramètres variables sont : l'atténuation du signal optique à l'entrée de la boucle ; l'atténuation du signal électrique à l'entrée du décaleur ; et la sensibilité du photodétecteur. Pour chaque combinaison où l'accrochage est observé :

- on observe à l'analyseur de spectre optique le signal optique au point ③ pour connaître la puissance de mélange à quatre ondes, ce qui — connaissant la sensibilité du photodétecteur et en cuisinant l'atténuation électrique à la sauce de la section D.4 — nous donne le gain ;
- on crée un diagramme de l'œil en utilisant la sortie 2 GHz de la boucle pour déclencher un oscilloscope à échantillonnage ;
- on fait varier la fréquence d'horloge du signal autour de 10 GHz pour déterminer les

\mathcal{R} (V/mW)	attén. élec. (dB)	attén. opt. (dB)	\bar{P}_{FWM} (dB _m)	Plage capt. (kHz)	Plage verr. (kHz)	Gigue temp. (ps)	Gain calculé (kHz)	Pl. capt. calculée (kHz)
12	0	0	-27,2	143	210	4,52	80,74	172
12	0	10	-27,2	137	330	4,45	80,74	172
12	6	6	-26,3	105	233	2,04	79,58	169
12	6	10	-26,7	108	267	1,87	72,58	154
12	0	16	-27,9	151	403	4,52	68,72	146
12	0	6	-27,9	140	302	4,10	68,72	146
12	6	0	-27,2	87	152	2,20	64,68	137
12	6	16	-27,7	108	233	2,00	57,65	123
12	6	20	-28,3	85	140	2,28	50,21	107
12	0	20	-30,8	124	213	4,36	35,24	75
12	0	25	-33,3	79	84	5,60	19,82	42
12	0	30	-35,5	32	32	9,10	11,94	25
12	20	20	-29,1	25	27	0,89	10,32	22
1,2	0	10	-26,7	44	53	0,68	9,06	19
1,2	0	0	-27,6	28	28	0,83	7,36	15
1,2	0	20	-28,8	26	26	0,87	5,59	12

TAB. 5.6 – Résultats de mesure pour la boucle à verrouillage de phase à un étage avec des signaux RZ. Sont rassemblés : la sensibilité \mathcal{R} du photodétecteur ; l'atténuation électrique (valeur affichée) ; l'atténuation optique ; la puissance moyenne de mélange à quatre ondes mesurée \bar{P}_{FWM} ; la plage de capture mesurée ; la plage de verrouillage mesurée ; la gigue mesurée (sur le spectre de l'horloge électrique) ; le gain estimé ; et la plage de capture en simulation. Résultats triés par gain descendant.

plages de capture et de verrouillage ;

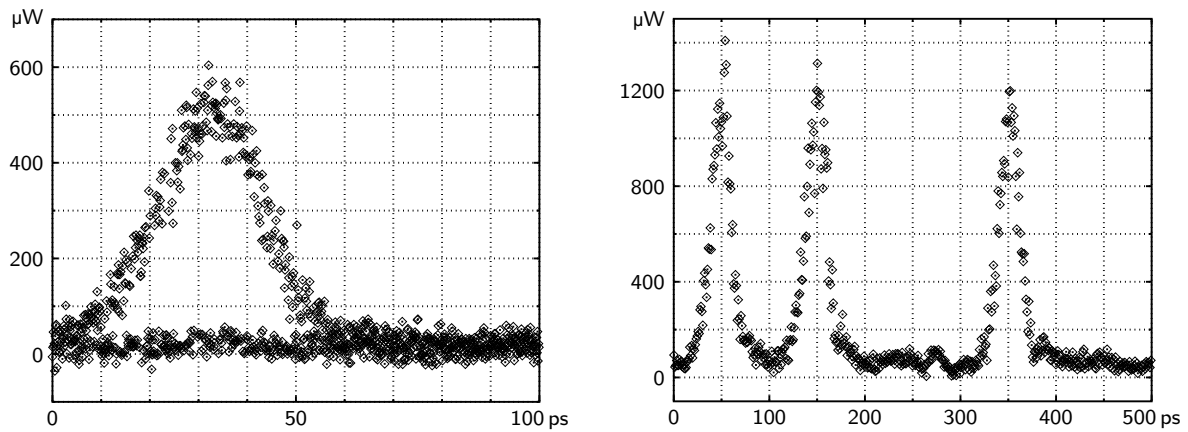
- et, revenu grossièrement au milieu de la bande de fréquences obtenue, on analyse le signal de la sortie 10 GHz pour en déterminer la gigue temporelle.

La figure 5.7 pages 74 et 75 présente le diagramme de l'œil du signal utilisant l'horloge récupérée et le spectre de ladite horloge, pour quelques valeurs des paramètres essayés. La table 5.6 donne l'ensemble des résultats de mesure et la figure 5.8 page 76 les confronte aux résultats de simulation en ce qui concerne la plage de capture et la gigue temporelle.

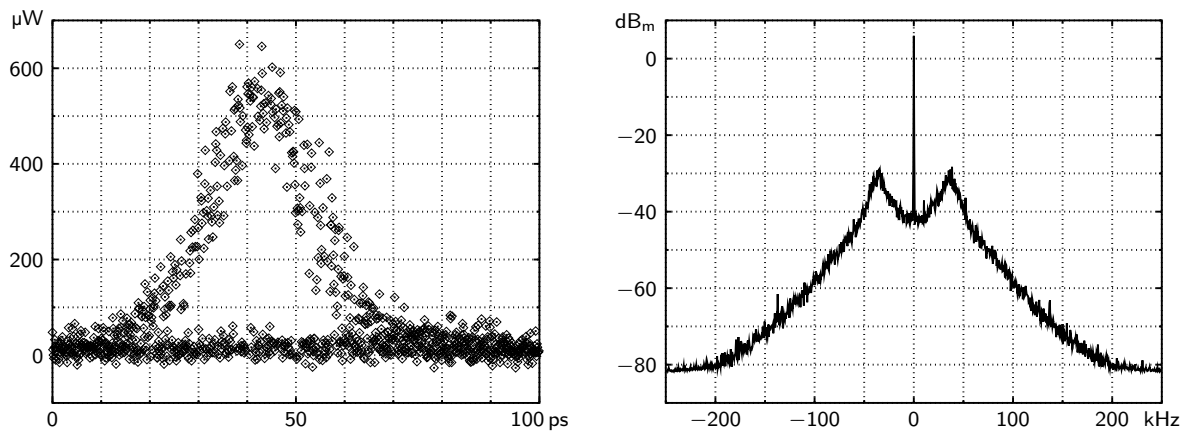
On observe un accord raisonnable entre le modèle et l'expérience pour la plage de capture ; toutefois la dispersion des points de mesure laisse à penser que le gain n'est pas le seul paramètre pertinent. Cela est encore plus marqué dans le cas de la gigue, où l'on est bien en peine de leur trouver une quelconque corrélation.

Nous avons également effectué des mesures de taux d'erreurs binaire : le signal repris sortie ①, au lieu d'être visualisé sur un oscilloscope, est envoyé *via* un photodétecteur à un détecteur d'erreurs dont l'horloge de décision est fournie par la boucle à verrouillage de phase opto-électronique. L'atténuateur précédant le point ① permet de faire varier la puissance arrivant sur ce détecteur, donc le rapport signal à bruit, indépendamment du fonctionnement de la boucle.

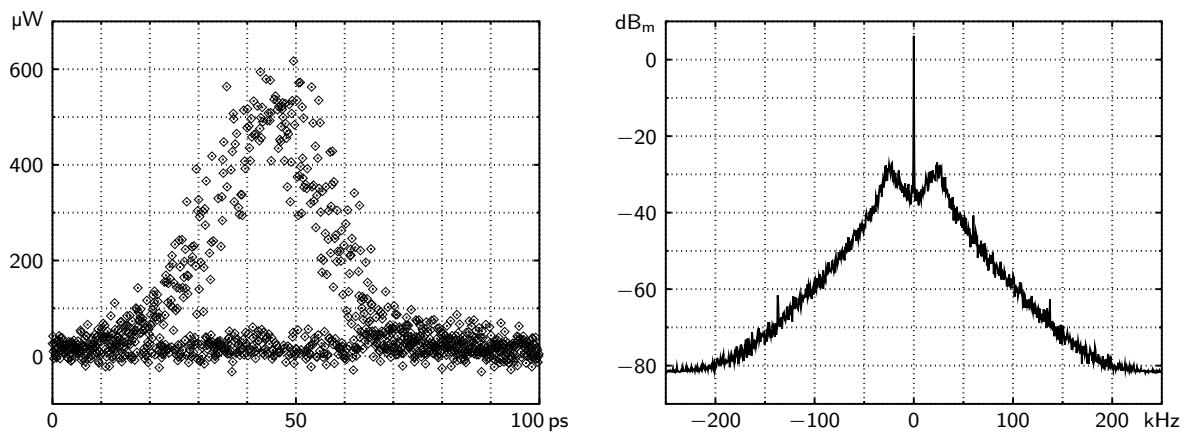
En traçant (en échelle logarithmique) plusieurs courbes de $-\ln P_e$ (chacune pour une combinaison de paramètres de la boucle), on peut estimer la pénalité (*cf.* la section B.2.2) apportée par ce système de récupération d'horloge par rapport à l'horloge du générateur de séquences —



(a) Diagramme de l'œil et allure temporelle du signal RZ, utilisant l'horloge du générateur de séquences. (Les deux mesures ont été prises avec une atténuation différente.)

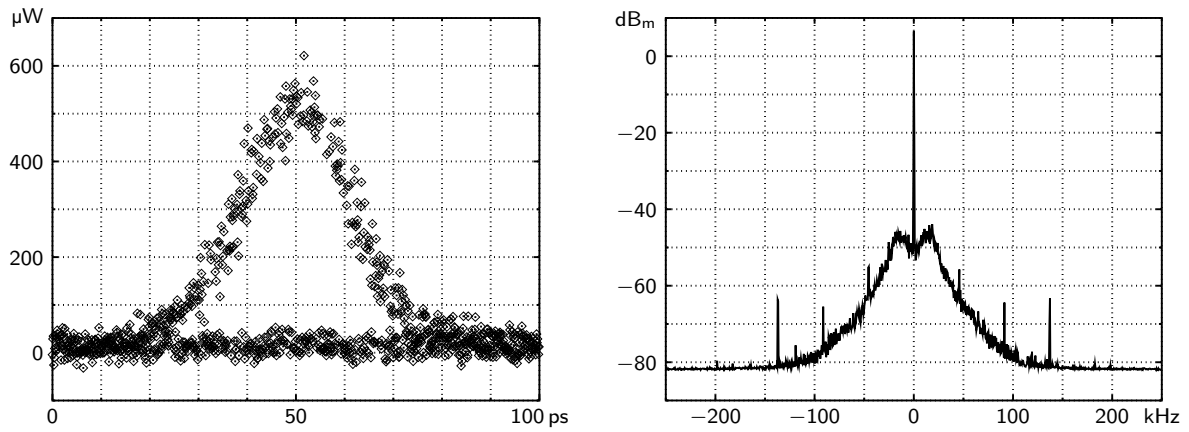


(b) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 80,74$ kHz, plage de capture mesurée : 143 kHz, gigue mesurée : 4,52 ps.

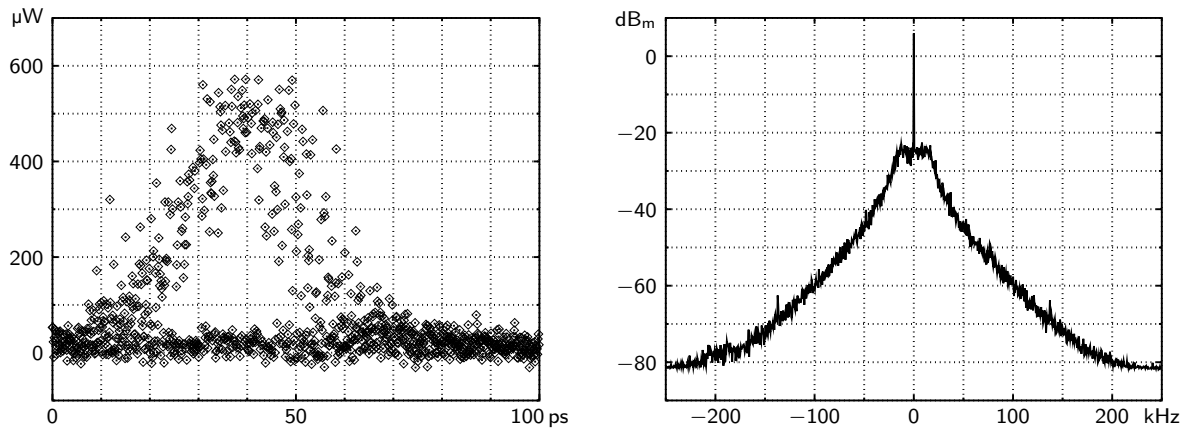


(c) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 19,82$ kHz, plage de capture mesurée : 79 kHz, gigue mesurée : 5,60 ps.

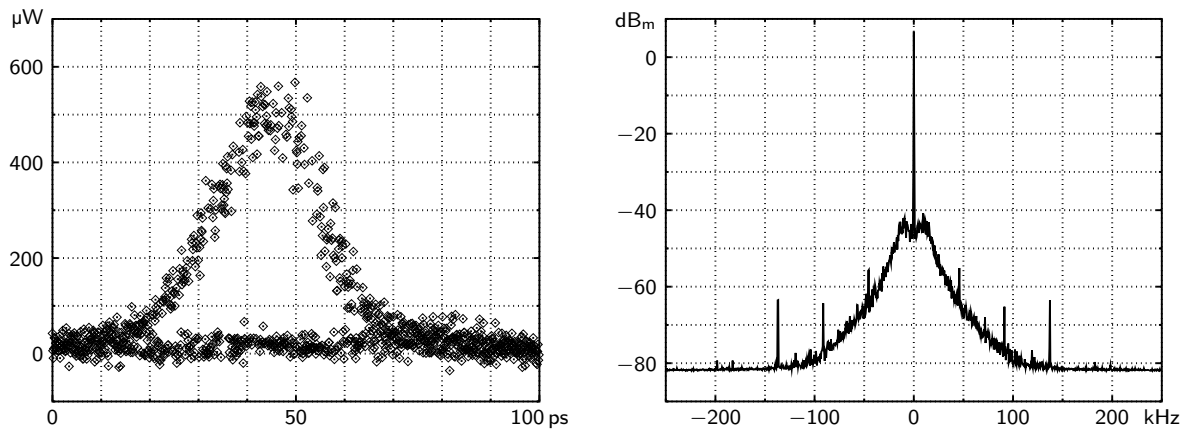
FIG. 5.7 – Diagramme de l'œil et spectre de l'horloge récupérée pour un signal RZ. La raie de l'horloge est accompagnée d'un piédestal qui sert de base à la mesure de gigue temporelle.



(d) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 9,06$ kHz, plage de capture mesurée : 44 kHz, gigue mesurée : 0,68 ps.

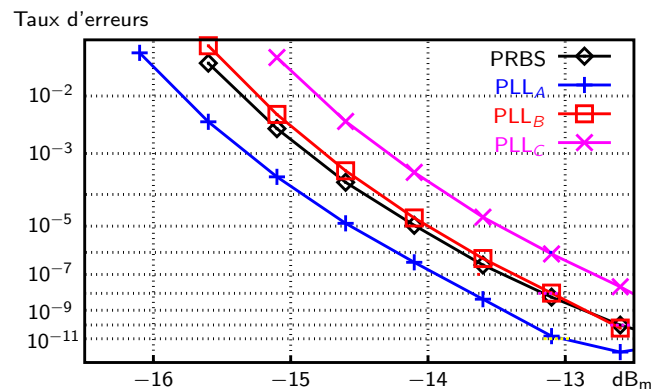
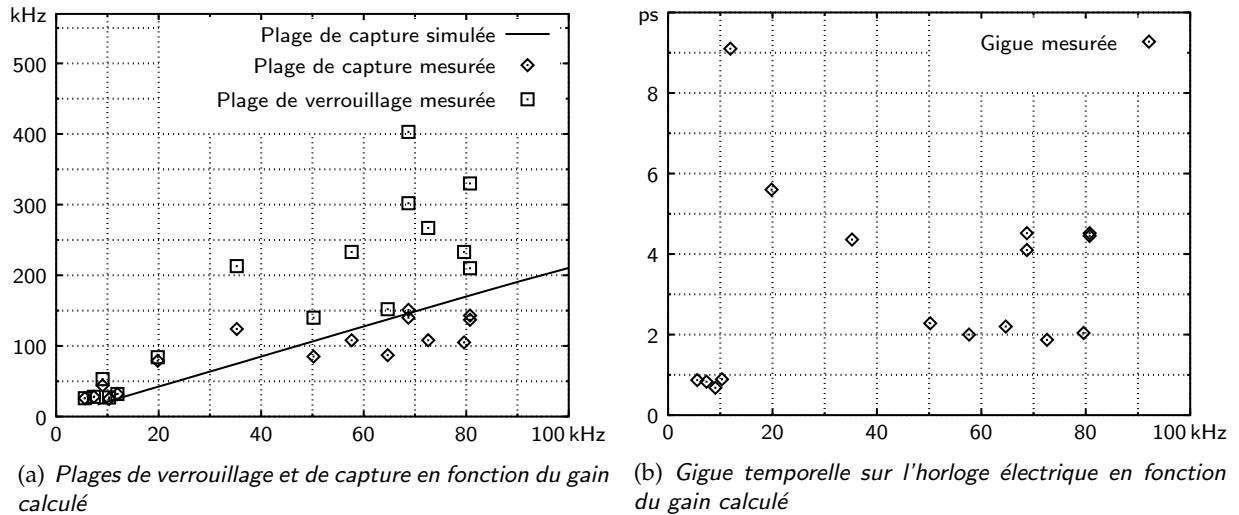


(e) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 11,94$ kHz, plage de capture mesurée : 32 kHz, gigue mesurée : 9,10 ps.



(f) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 7,36$ kHz, plage de capture mesurée : 28 kHz, gigue mesurée : 0,83 ps.

FIG. 5.7 – (fin) – On notera que la gigue apparaît plus grande sur le diagramme de l'œil que la valeur calculée à partir du spectre, l'oscilloscope présentant une gigue supplémentaire.



- PRBS* : l'horloge utilisée est celle du générateur de séquences ;
- PLL_A* : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 0 dB ;
- PLL_B* : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 10 dB ;
- PLL_C* : sensibilité 1,2 V/mW, atténuation optique 0 dB.

FIG. 5.8 – Performances de la boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage sur un signal RZ.

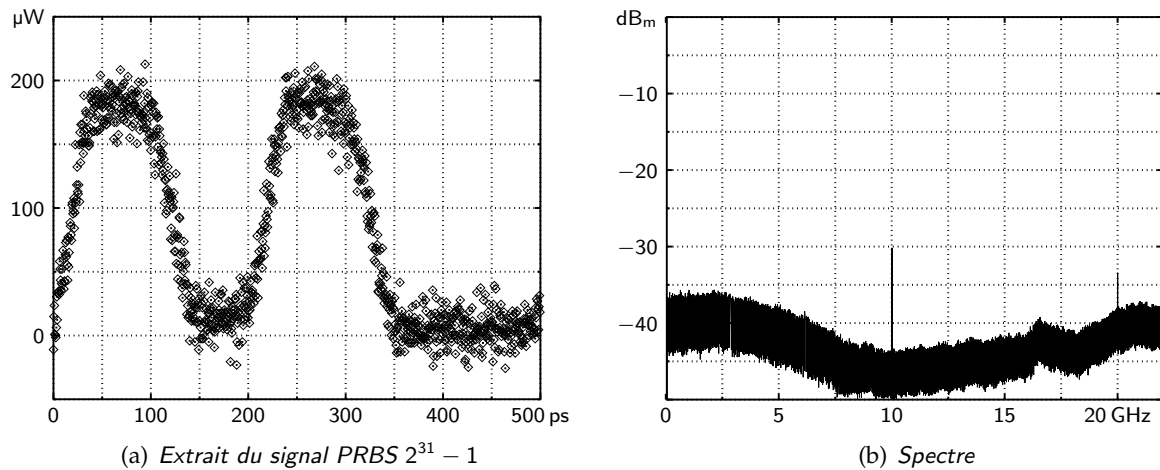


FIG. 5.9 – Signal NRZ (atténué).

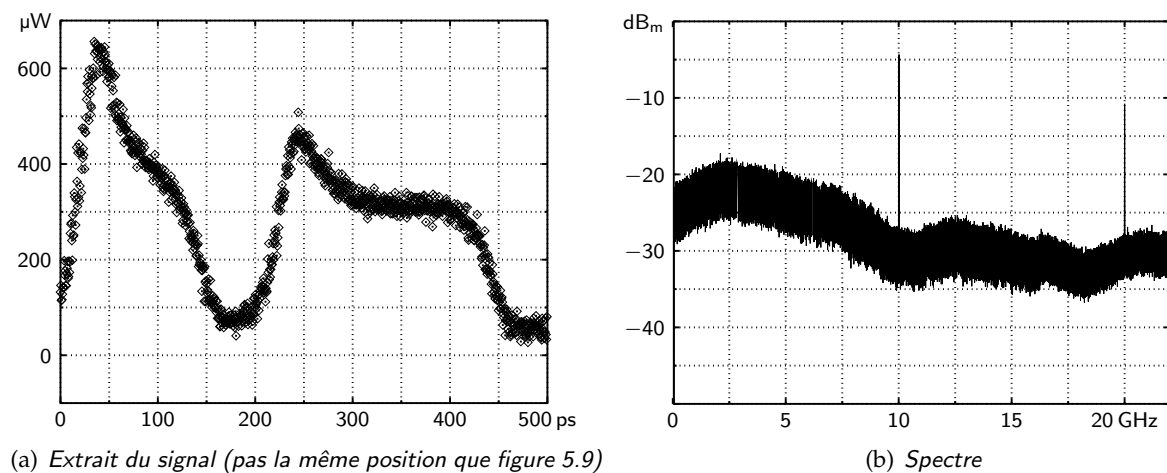


FIG. 5.10 – Signal NRZ après passage dans le SOA (atténué).

a priori la meilleure. La figure 5.8(c) montre que cette pénalité reste nettement inférieure au dB pour plusieurs paramètres. L'une des pénalités apparaît même négative, mais nous hésitons à conclure à une amélioration, la précision des mesures n'étant pas excellente et le détecteur d'erreurs n'étant pas optimisé pour des signaux RZ.

5.4.2 Signal d'entrée NRZ

La même boucle à verrouillage de phase opto-électronique a été utilisée pour récupérer l'horloge de signaux NRZ, selon le même protocole expérimental que précédemment. Nous avons vu sections 1.2 et 2.3.2.2 qu'un signal NRZ, ne présentant pas de raie spectrale à sa fréquence d'horloge, se prêtait peu au traitement par une boucle à verrouillage de phase, mais nous avons suggéré sections 1.2.3 et 3.3.5 qu'un passage dans un amplificateur optique à semi-conducteurs saturé régénère cette composante.

La comparaison entre les figures 5.9 et 5.10 valide expérimentalement cette hypothèse. Il est vrai que le signal avant atténuation exhibe une petite raie à 10 GHz (*cf.* figure 5.9(b)), probable-

\mathcal{R} (V/mW)	attén. élec. (dB)	attén. optique (dB)	\bar{P}_{FWM} (dB _m)	Pseudo- gain (kHz)	Plage de capture (kHz)	Plage de verr. (kHz)	Gigue temp. (ps)
12	0	10	-23,3	561	120	120	4,7
12	0	6	-23,7	512	120	120	4,7
12	0	0	-24,2	456	80	80	5,1
12	6	10	-23,3	450	65	65	2,9
12	0	16	-24,4	436	45	45	6,8
12	6	6	-23,7	410	72	72	2,8
12	6	0	-24,2	366	51	51	3,3
12	6	16	-24,4	349	24	24	4,5
12	0	20	-26,9	245	8	8	12,8
12	6	20	-26,9	196	6	6	7,1
1,2	0	10	-23,3	56	14	14	1,1
1,2	0	6	-23,7	51	15	15	1,1
1,2	0	0	-24,2	46	6	6	1,4
1,2	6	10	-23,3	45	6	6	0,74
1,2	0	16	-24,4	44	4	4	1,7
1,2	6	6	-23,7	41	8	8	0,77
1,2	6	0	-24,2	37	4	4	0,97

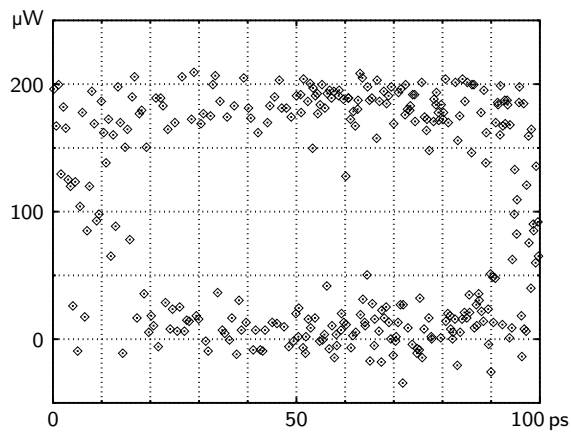
Tab. 5.11 – Résultats de mesure pour la boucle à verrouillage de phase à un étage avec des signaux NRZ. Sont rassemblés : la sensibilité \mathcal{R} du photodétecteur ; l'atténuation électrique (valeur affichée) ; l'atténuation optique ; la puissance moyenne de mélange à quatre ondes mesurée \bar{P}_{FWM} ; le pseudo-gain ; la plage de capture mesurée ; la plage de verrouillage mesurée ; et la gigue mesurée (sur le spectre de l'horloge électrique). Résultats triés par pseudo-gain descendant.

ment du fait d'un réglage imparfait du point de fonctionnement du modulateur LiNbO_3 , mais la figure 5.10(b) montre une amélioration d'environ 10 dB du rapport signal à bruit de ce pic.

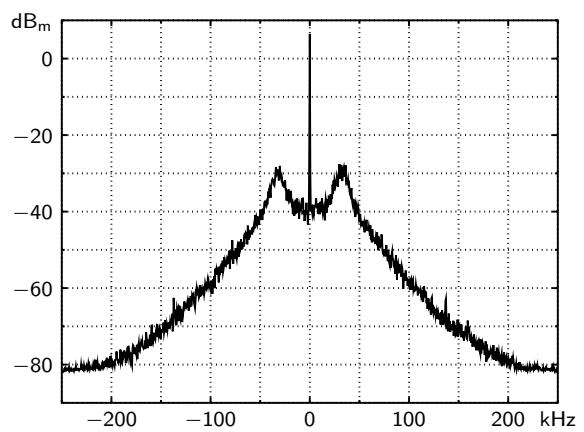
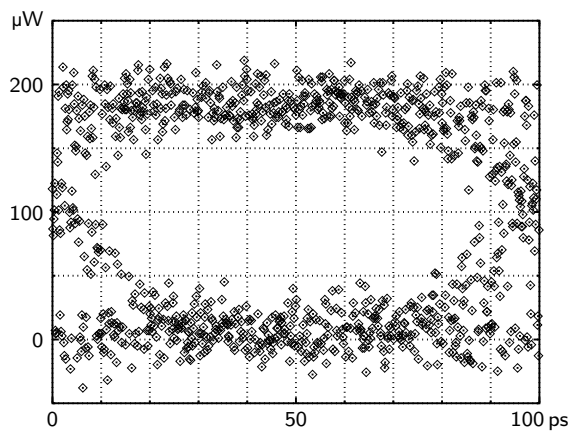
De fait, l'accrochage a bien été observé, comme en témoignent la figure 5.12 pages 79 et 80, qui présente le diagramme de l'œil du signal et le spectre de l'horloge récupérée ; et la table 5.11, qui recense les résultats de mesure. On remarque que les plages de capture et de verrouillage sont égales : l'accrochage ou non de cette boucle ne dépend pas de son état précédent.

Puisque le modèle du comparateur de phase en NRZ est encore manquant, nous n'avons pas le gain comme point de repère, mais nous pouvons calculer un pseudo-gain égal au produit entre la sensibilité du VCO et la tension moyenne à son entrée — laquelle est déduite de la puissance moyenne de mélange, de la sensibilité du photodétecteur, et de l'atténuation électrique.

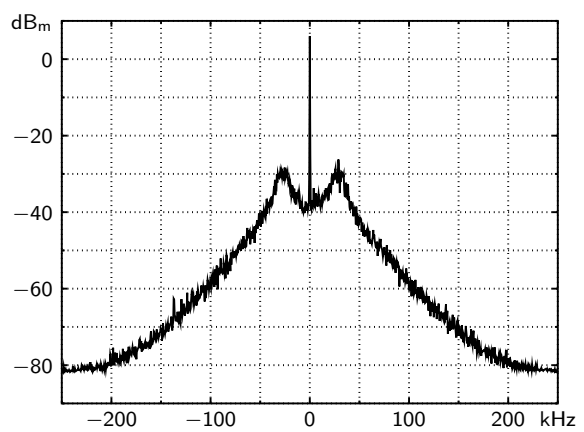
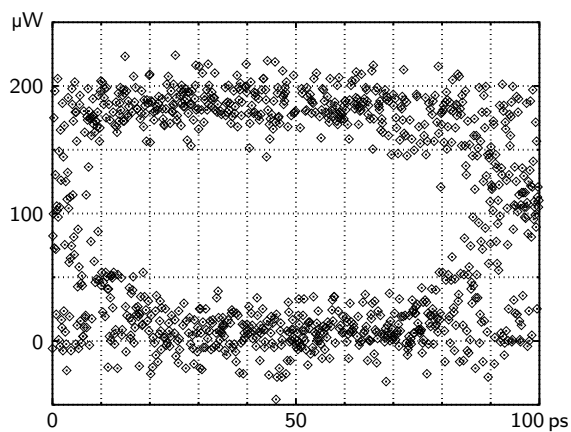
La figure 5.13(a) page 81, qui représente la plage de capture en fonction de ce pseudo-gain, montre que la première croît avec la seconde, mais pas linéairement. Ceci semble indiquer que le comportement du comparateur de phase optique vis-à-vis d'un signal NRZ n'est pas linéaire comme avec des signaux RZ. On peut rapprocher *a posteriori* ce comportement avec le fait que la raie spectrale à la fréquence d'horloge est créée par la saturation du gain de l'amplificateur optique à semi-conducteurs, donc clairement de façon non-linéaire (alors que précédemment on s'attendait à un signal de mélange à quatre ondes dépendant linéairement du signal qui joue le rôle de sonde). En revanche, la figure 5.13(b) indique que la gigue lui tout aussi peu corrélée au gain qu'elle ne l'était à la section 5.4.1...



(a) Diagramme de l'œil du signal NRZ utilisant l'horloge du générateur. (Voir l'allure page 77.)

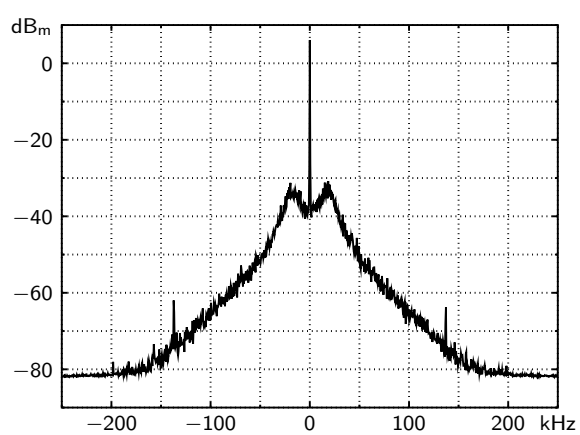
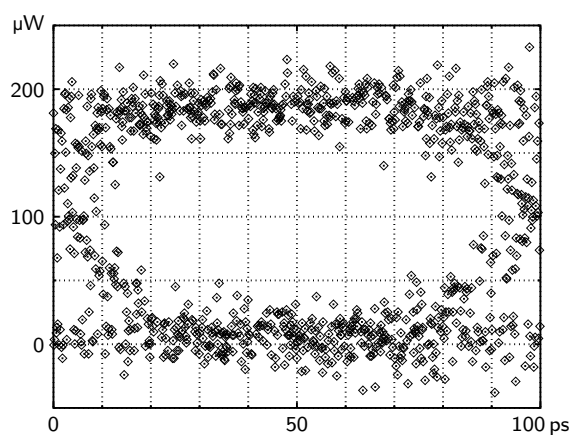


(b) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée ; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 120 kHz, gigue mesurée : 4,7 ps.

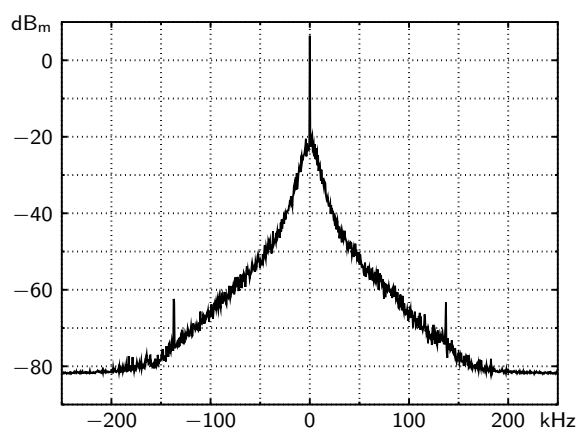
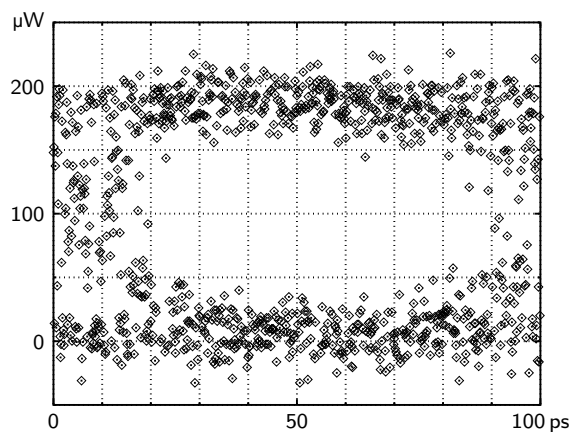


(c) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée ; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 80 kHz, gigue mesurée : 5,1 ps.

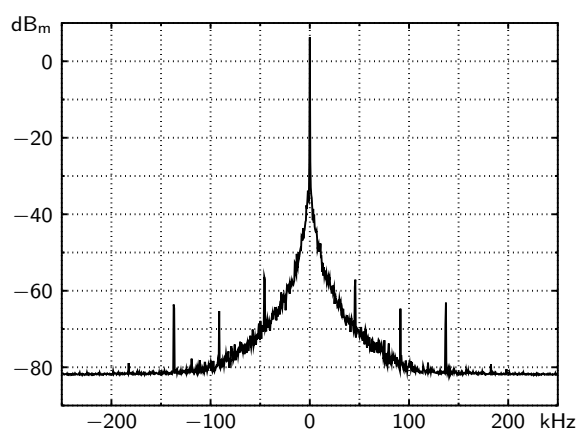
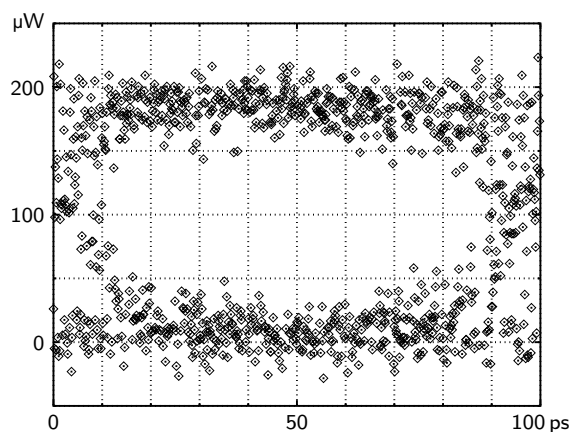
FIG. 5.12 – Diagramme de l'œil et spectre de l'horloge récupérée pour un signal NRZ.



(d) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 51 kHz, gigue mesurée : 3,3 ps.

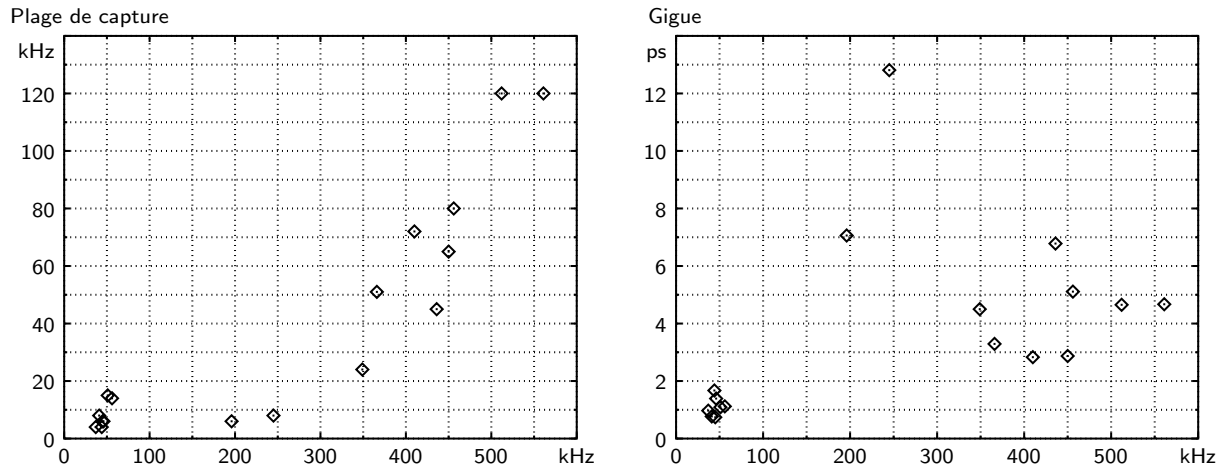


(e) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 6 kHz, gigue mesurée : 7,1 ps.



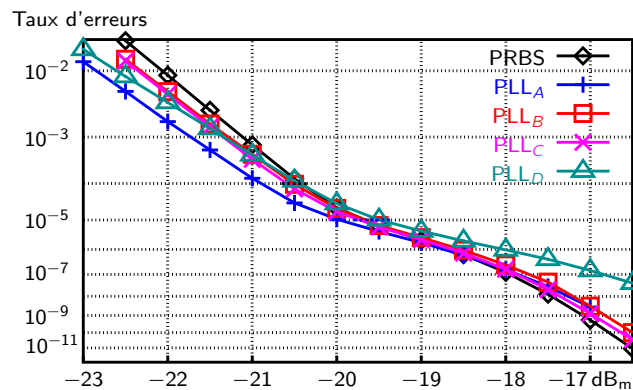
(f) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 4 kHz, gigue mesurée : 0,97 ps.

FIG. 5.12 – (fin)



(a) Plages de verrouillage et de capture (identiques ici) en fonction du pseudo-gain calculé

(b) Gigue temporelle sur l'horloge électrique en fonction du pseudo-gain calculé



(c) Taux d'erreurs en fonction du niveau du signal (NRZ) sur le récepteur ; la puissance entrant dans la boucle est constante pour chaque courbe mais varie d'une courbe à l'autre :

- PRBS : l'horloge utilisée est celle du générateur de séquences ;
- PLL_A : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 16 dB ;
- PLL_B : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 10 dB ;
- PLL_C : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 0 dB ;
- PLL_D : sensibilité 1,2 V/mW, atténuation optique 0 dB.

(La "bosse" aux fortes puissances de signal est due à une saturation de l'alimentation électrique du photodétecteur PINFET utilisé pour la détection d'erreurs.)

FIG. 5.13 – Performances de la boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage sur un signal NRZ.

Des mesures de taux d'erreurs ont également été effectuées, cf. figure 5.13(c), et là encore l'horloge paraît bonne car la pénalité reste inférieure au demi-décibel.

5.5 Récupération d'horloge fractionnelle

La boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage précédemment décrite n'a été démontrée qu'à 10 GHz, fréquence qui est pourtant dans les cordes de la seule électronique. De plus, elle dépend de la possibilité de moduler un laser à la fréquence d'horloge, ce qui serait plus difficile si l'on voulait monter en débit (alors que le signal pourrait être généré par multiplexage temporel optique). On est donc en droit de se poser la question de l'utilité de ce schéma, s'il ne facilite pas le passage aux hauts débits, et si ses performances actuelles peuvent être reproduites ou dépassées par un composant électronique disponible « sur étagère ».

Or cette boucle opto-électronique serait *a priori* capable de récupération d'horloge fractionnelle — donc de démultiplexage — où le VCO travaillerait toujours autour de 10 GHz, mais le signal d'entrée aurait une fréquence d'horloge multiple.

En effet, la description du mélange à quatre ondes entre trains d'impulsions donnée section 4.4 reste valide si le train « horloge » ne comporte qu'une impulsion sur N , à condition toutefois que ces impulsions soient suffisamment courtes pour ne pas « échantillonner » plusieurs impulsions du train « signal » à la fois. Ou bien, ce qui revient au même, que la composante spectrale du train horloge à la N -ième harmonique de son taux de répétition soit suffisamment puissante. Sur le spectre de l'ILM figure 4.13 page 59 les pics à 40 GHz paraissent faibles mais nous avons vu qu'il n'y avait pas besoin de beaucoup de mélange pour faire fonctionner la boucle ; on aurait probablement assez de marge en remplaçant ledit ILM par un laser à impulsions plus courtes.

L'efficacité de mélange et le gain seraient bien entendu tout à fait différents : d'une part ceux que nous avons calculés pour la récupération d'horloge simple sont très dépendants de la forme des impulsions, et *a fortiori* du multiplexage ; et d'autre part, comme nous l'avons signalé section 2.3.2.2, la variable sur laquelle la boucle travaillerait ne serait plus seulement la différence de phase entre trains d'impulsions, mais : $\varphi = \varphi_s - N\varphi_o$ (avec les notations du chapitre 2). Donc non seulement l'efficacité de mélange changerait, mais encore le gain hériterait d'un facteur N .

Notons que pour la même raison, la phase φ_o du train horloge ne serait définie qu'à $2\pi/N$ près, ce qui est évident du fait que la boucle pourrait tout aussi bien se caler sur un sous-train d'impulsions du signal que sur un autre.

Les facteurs limitants devraient être la longueur des impulsions (mais le fait de générer un signal à $N \times 10$ GHz implique d'avoir résolu ce problème) ; et l'efficacité de mélange à quatre ondes à cette vitesse (mais il se fonde sur des effets intrabandes rapides, quelques centaines de GHz devraient être possibles).

Par conséquent, nous pensons que ce schéma de boucle à verrouillage de phase peut être transposé à la récupération d'horloge fractionnelle. Mais nos arguments ne sont que suppositions et raisonnements ; une étude expérimentale s'impose pour confirmer ces supputations.

Chapitre 6

Boucle opto-électronique à deux étages

6.1 Présentation

Un schéma de boucle plus complexe, à deux étages, a également été étudié. Il est dérivé d'un système de récupération d'horloge de signaux RZ à 16×6,3 Gbps mis en œuvre par Kamatani et Kawanishi [Kamatani96]. Notre version de ce dispositif est présentée figure 6.1 page suivante.

On reconnaît cette fois une boucle à verrouillage de phase hétérodyne similaire à celle que représente la figure 2.3 page 19, où le mélangeur recevant le signal est ici devenu le même système optique à base de SOA que ci-dessus : le signal du VCO est décalé de $\Delta f_0 = 10$ MHz (faible devant la fréquence d'horloge utilisée, d'environ 10 GHz, mais suffisamment grande pour pouvoir être isolée du DC) au moyen d'un mélangeur et d'un filtre électrique à cavité ; le résultat module l'ILM, qui est couplé avec le signal d'entrée de la même façon que ci-dessus ; le signal de mélange à quatre ondes en sortie de la partie optique est cette fois observé non à basse fréquence, mais autour de Δf_0 ; il est filtré par un filtre électrique passe-bande, amplifié, et sa phase est comparée à celle du synthétiseur de référence à Δf_0 par un comparateur de phase classique à quatre diodes ; la sortie de ce dernier, filtrée passe-bas, pilote le VCO.

En régime accroché, c'est la « petite boucle » à Δf_0 qui pilote l'ensemble : elle assure que le signal de mélange à quatre ondes est modulé exactement à la même fréquence que le synthétiseur, donc que l'oscillateur local est modulé à une fréquence décalée d'exactly Δf_0 par rapport à la fréquence d'horloge du signal et, par conséquent, que le VCO vibre bien à cette dernière. On obtient ainsi comme précédemment une horloge dans le domaine électrique, mais pas dans le domaine optique.

6.2 Modélisation

Cette boucle à verrouillage de phase hétérodyne peut être modélisée de la même façon qu'une boucle simple ([Blancha76b] et section 2.1.2). Par rapport à la section 5.3, tout se passe comme si nous avions :

- décalé la fréquence centrale du VCO à 10 MHz en conservant la même sensibilité ;
- changé le comparateur de phase ;
- conservé le filtre de boucle mais allongé la boucle (car les filtres passe-bande à 10 MHz et 10,01 GHz introduisent un retard).

Le retard introduit par les filtres passe-bande a été estimé section D.3.1 à 180 ns pour le filtre à 10 MHz et 115 ns pour celui à 10,01 GHz. On obtient ainsi un temps total de propagation

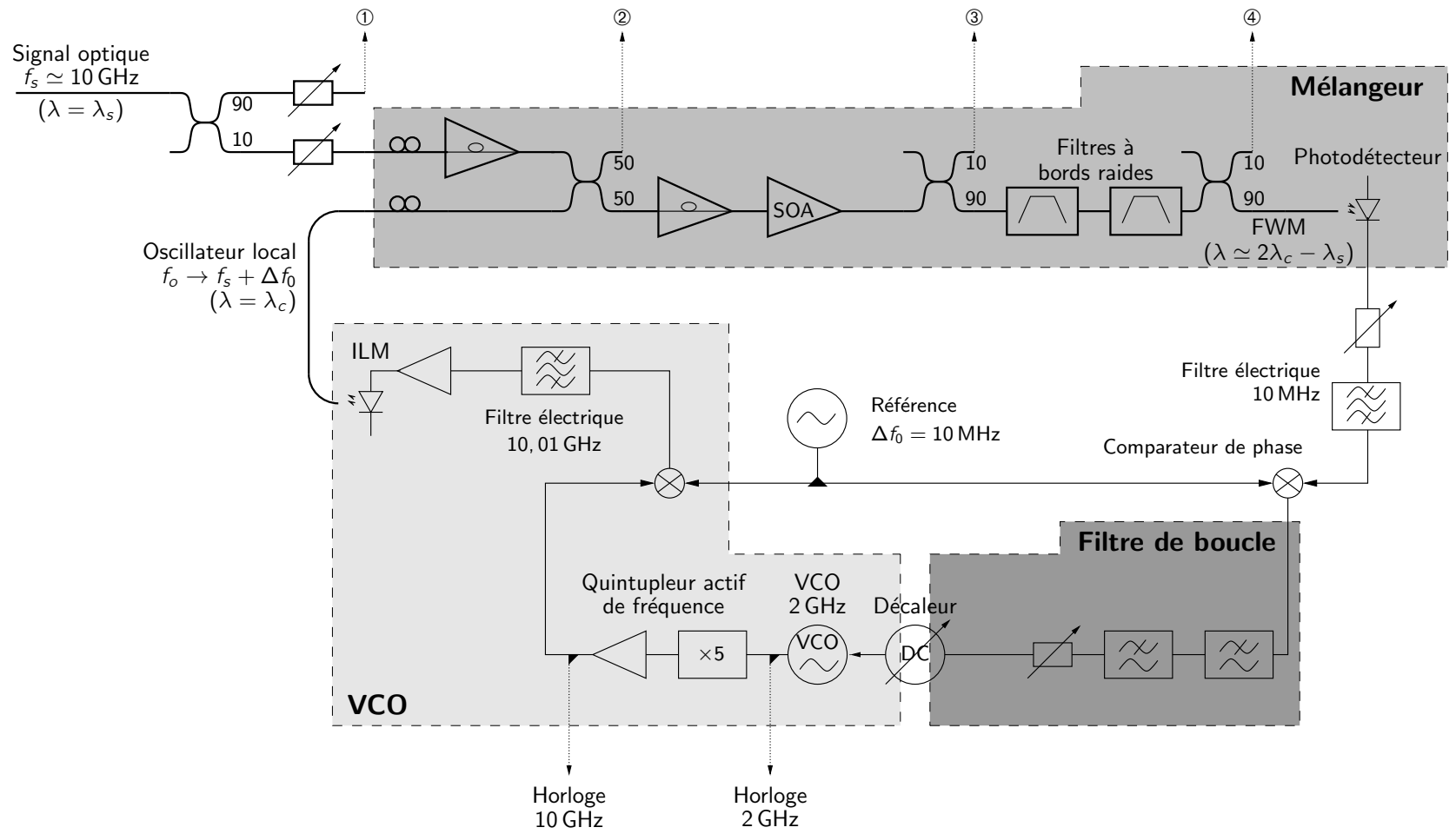


FIG. 6.1 – Boucle à verrouillage de phase opto-électronique à deux étages.

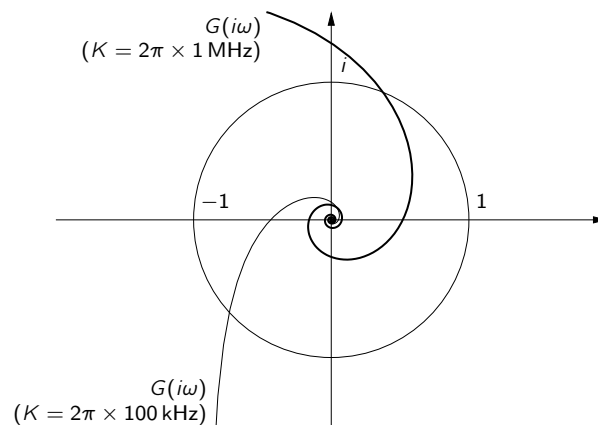


FIG. 6.2 – Gain en boucle ouverte dans le plan complexe.

de 845 ns. Le nouveau gain de la boucle est calculé d'après la formule (D.4) section D.1.3 : pour un signal électrique de -20 dB_m (qui correspond à une puissance moyenne de mélange à quatre ondes égale à $-27,3 \text{ dB}_m$ — ou $-13,3 \text{ dB}_m$ à l'entrée des filtres — pour un gain du photodétecteur de 12 V/mW), on observe une sensibilité de $0,1 \text{ V/rad}$, donc un gain de 1 MHz ; le gain est pris linéaire avec la puissance de mélange.

Puisque le temps de propagation a augmenté, cette boucle hétérodyne risque d'être instable. De fait, la figure 6.2 montre que pour un gain de 1 MHz , c'est le cas car la courbe $G(i\omega)$ contourne le point $(-1, 0)$. La marge de phase redevient acceptable pour un gain de 100 kHz .

6.3 Résultats expérimentaux

Le schéma de boucle à verrouillage de phase hétérodyne décrit ci-dessus a été employé avec succès pour récupérer l'horloge de signaux RZ et NRZ. Le protocole expérimental est le même que celui décrit section 5.4.1, à ceci près qu'un paramètre supplémentaire peut être modifié : l'atténuation électrique entre le photodétecteur de la boucle et le comparateur de phase électrique.

En revanche, contrairement au chapitre 5, les résultats expérimentaux ne concordent pas avec le modèle même dans le cas RZ, si ce n'est pour les ordres de grandeur.

6.3.1 Signal d'entrée RZ

Les résultats expérimentaux sont, comme précédemment, rassemblés table 6.3 et présentés figures 6.4 et 6.5. On observe bien l'instabilité redoutée, notamment figures 6.5(d) et 6.5(e) — de fait, pour un gain nettement moindre que prévu (la première de ces figures correspond à un gain de $2\pi \times 3,6 \text{ kHz}$) bien que d'autres configurations à plus de gain paraissent stables. Ceci est peut-être lié au fait que nous ne savons pas prédire la gigue, laquelle semble encore une fois peu corrélée au gain. On arrive tout de même à obtenir des configurations performantes, avec des plages de capture plus étendues que ne le prévoit le modèle et de faibles giges.

6.3.2 Signal d'entrée NRZ

Les résultats expérimentaux sont, rassemblés table 6.6 et présentés figures 6.7 et 6.8. On remarque, comme section 5.4.2, que les plages de capture et de verrouillage sont identiques.

\mathcal{R} (V/mW)	attén. 10 MHz (dB)	attén. DC (dB)	attén. opt. (dB)	\bar{P}_{FWM} (dB _m)	Plage capt. (kHz)	Plage verr. (kHz)	Gigue temp. (ps)	Gain calculé (kHz)
12	6	21	10	-27,2	93	177	1,05	36,1
12	6	21	16	-27,9	94	177	1,12	30,7
12	0	31	0	-27,2	97	189	1,21	22,9
12	6	21	20	-30,8	instable			15,7
12	6	31	0	-27,2	90	81	0,95	11,5
12	6	31	10	-27,2	47	47	0,40	11,5
1,2	6	21	0	-27,2	108	246	16,0	3,61
1,2	0	31	0	-27,2	96	181	0,63	2,29
1,2	10	21	0	-27,2	88	130	0,48	2,28
1,2	16	21	0	-27,2	37	37	0,59	1,14

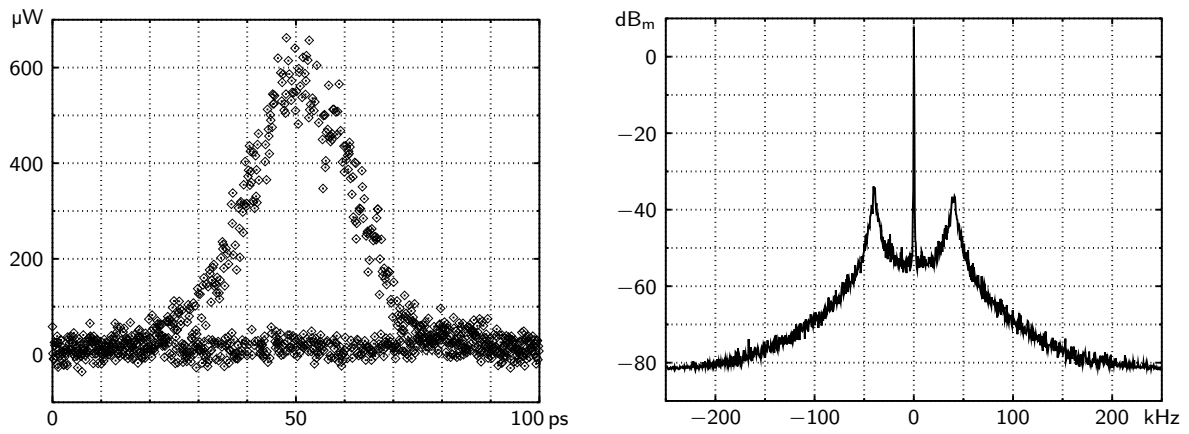
Tab. 6.3 – Résultats de mesure pour la boucle à verrouillage de phase hétérodyne avec des signaux RZ. Sont rassemblés : la sensibilité \mathcal{R} du photodétecteur ; les atténuations électriques (valeurs affichées) ; l'atténuation optique ; la puissance moyenne de mélange à quatre ondes mesurée \bar{P}_{FWM} ; la plage de capture mesurée ; la plage de verrouillage mesurée ; la gigue mesurée (sur le spectre de l'horloge électrique) ; et le gain estimé. Résultats triés par gain descendant.

Il est à noter que contrairement aux précédentes sections, la gigue est assez bien corrélée au pseudo-gain mais la plage de capture l'est nettement moins.

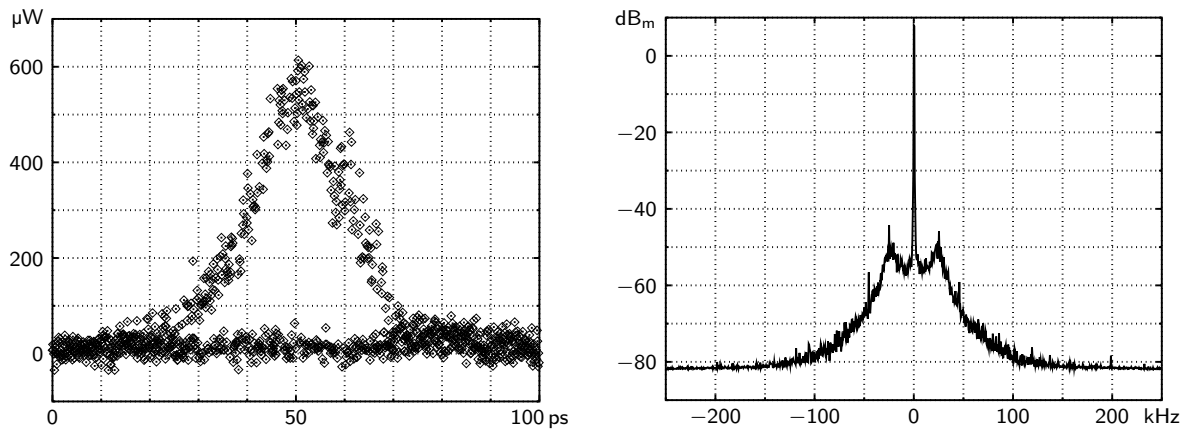
6.4 Récupération d'horloge fractionnelle

La même remarque qu'à la section 5.5 pourrait être faite : un débit de 10 GHz n'est pas assez élevé pour faire de la concurrence aux boucles à verrouillage de phase électroniques ; ce schéma serait plus intéressant pour une utilisation en récupération d'horloge fractionnelle.

Bien que nous n'ayons pas encore fait cette expérience, nous savons que cette boucle opto-électronique en est capable — moyennant l'ajout d'un multiplicateur de fréquence par N entre l'oscillateur de référence à Δf_0 et le comparateur de phase — au moins sur des signaux RZ, comme démontré à $16 \times 6,3$ GHz par [Kamatani96].

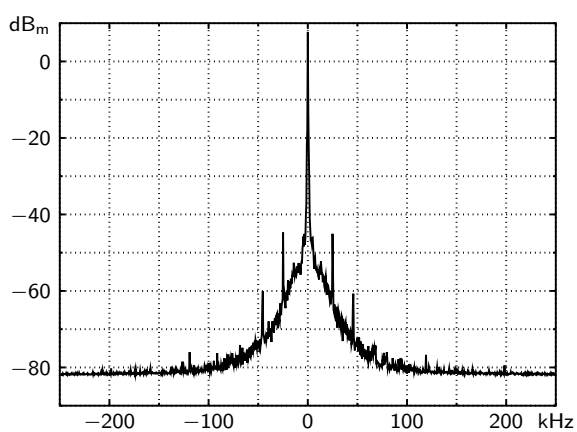
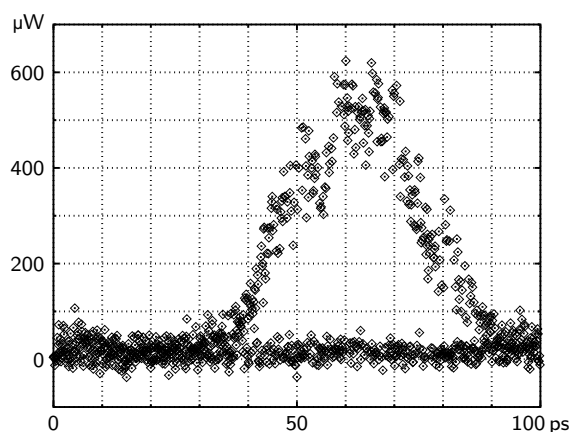


(a) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 22,9 \text{ kHz}$, plage de capture mesurée : 97 kHz, gigue mesurée : 1,21 ps.

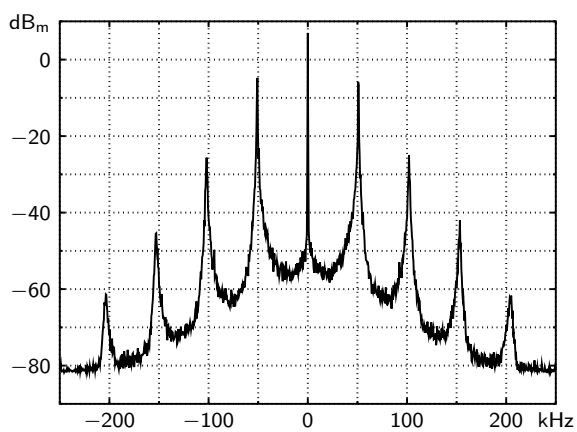
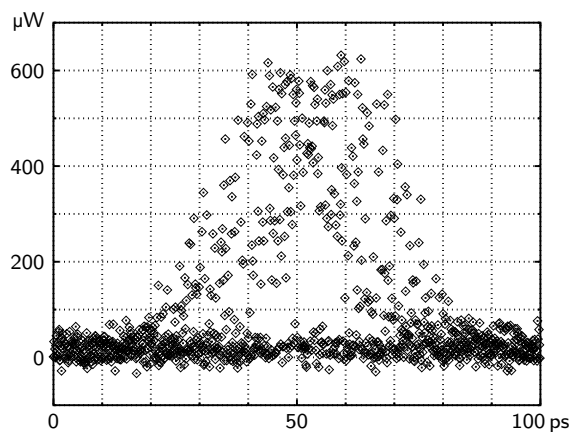


(b) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 11,5 \text{ kHz}$, plage de capture mesurée : 47 kHz, gigue mesurée : 0,40 ps.

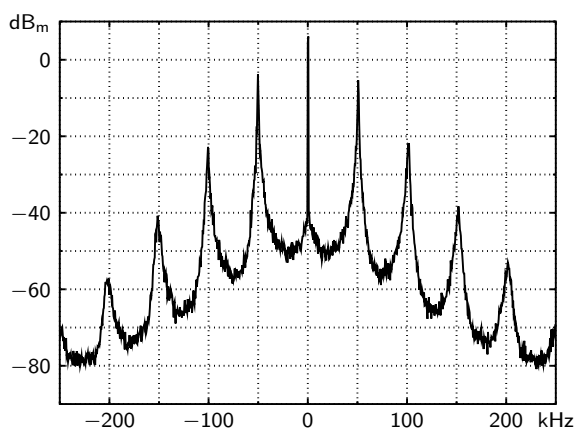
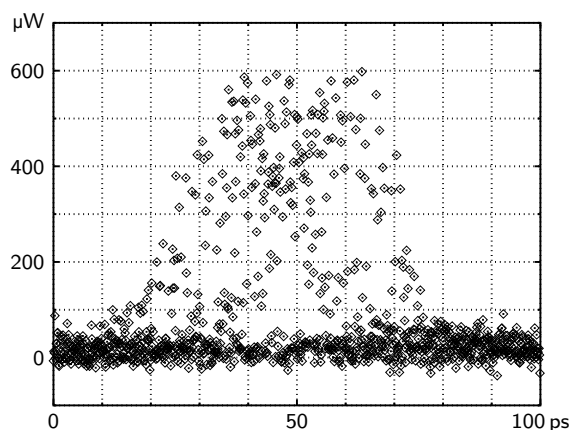
FIG. 6.4 – Diagramme de l'œil et horloge récupérée pour un signal RZ.



(c) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée ; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 1,14$ kHz, plage de capture mesurée : 37 kHz, gigue mesurée : 0,59 ps.

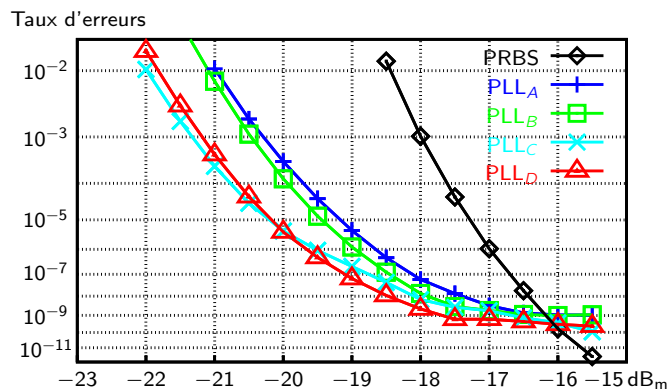
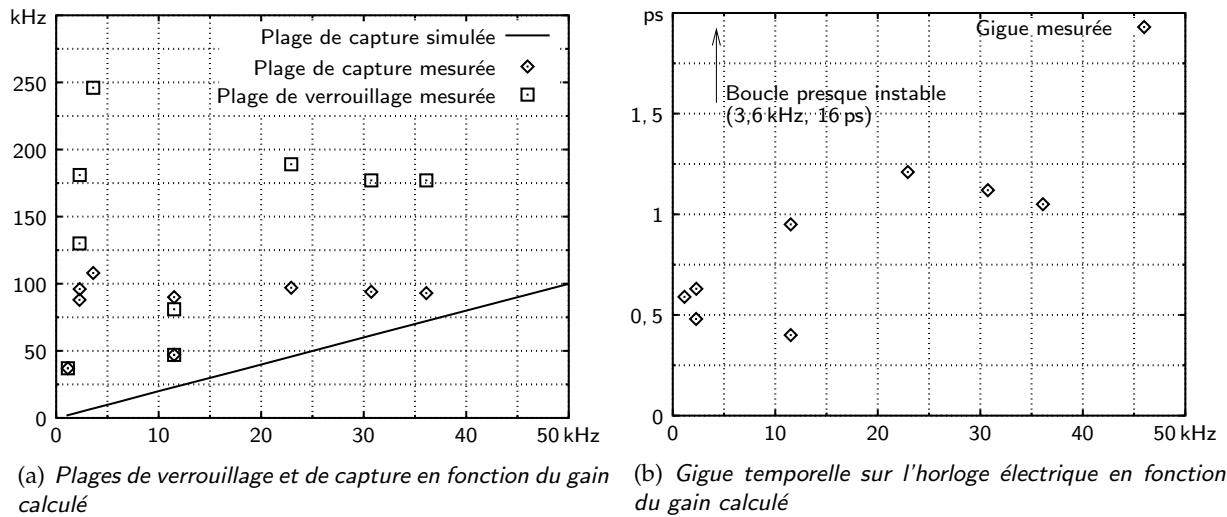


(d) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée ; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 3,6$ kHz, plage de capture mesurée : 108 kHz, gigue mesurée : 16 ps.



(e) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée ; spectre de l'horloge. Gain calculé : $2\pi \times 15,7$ kHz, plage de capture mesurée : (instable), gigue mesurée : (instable).

FIG. 6.4 – (fin)



(c) Taux d'erreurs en fonction du niveau du signal (RZ) sur le récepteur; la puissance entrant dans la boucle est constante pour chaque courbe mais varie d'une courbe à l'autre :

PRBS : l'horloge utilisée est celle du générateur de séquences ;

PLL_A : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 26 dB ;

PLL_B : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 20 dB ;

PLL_C : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 10 dB ;

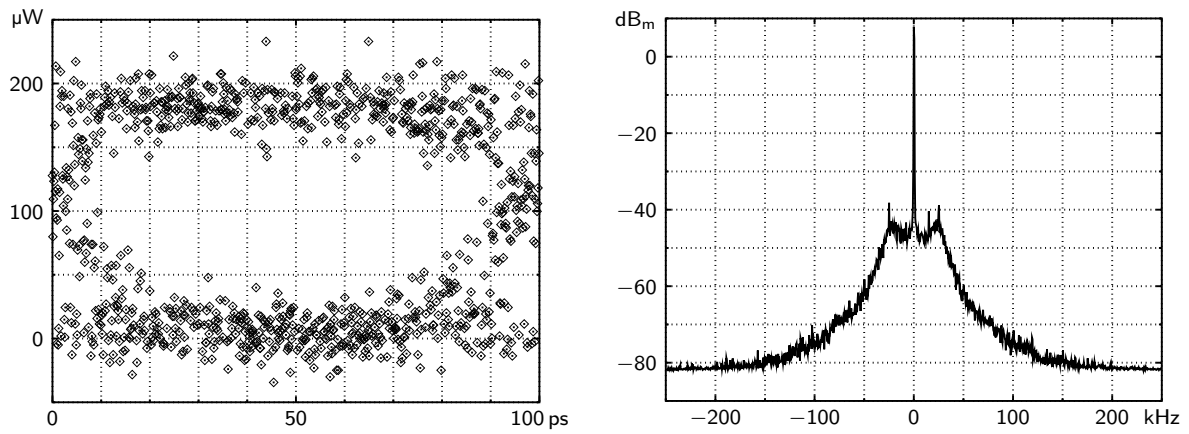
PLL_D : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 0 dB.

La courbe PRBS est erronée, probablement du fait de la difficulté à optimiser le moment de décision pour un signal RZ.

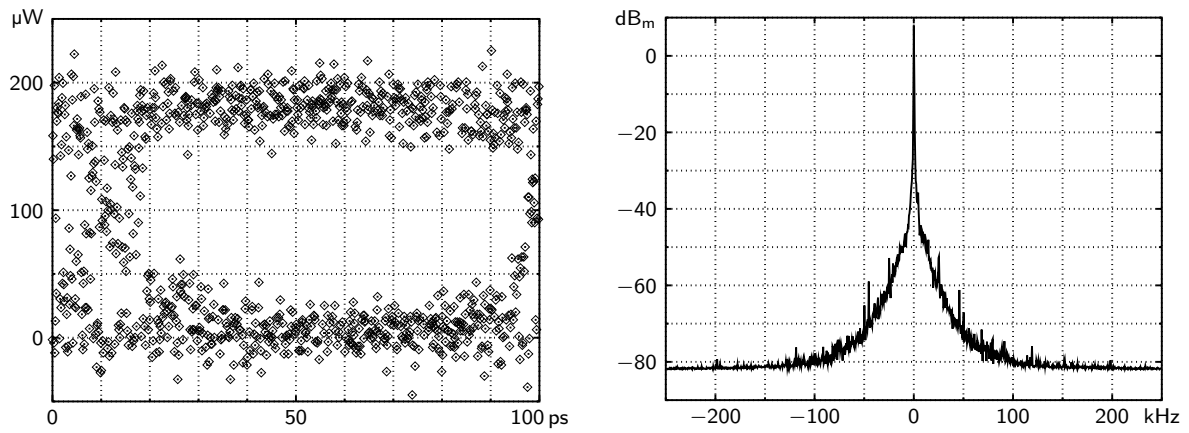
FIG. 6.5 – Performances de la boucle à verrouillage de phase opto-électronique hétérodyne sur un signal RZ.

\mathcal{R} (V/mW)	attén. 10 MHz (dB)	attén. DC (dB)	attén. opt. (dB)	\bar{P}_{FWM} (dB _m)	Pseudo- gain (kHz)	Plage capt. (kHz)	Plage verr. (kHz)	Gigue temp. (ps)
12	6	21	10	-23,3	88,6	120	120	4,75
12	6	21	6	-23,7	80,8	116	116	3,96
12	6	21	0	-24,2	72,1	124	124	4,44
12	6	21	16	-24,4	68,8	110	110	3,60
12	10	21	0	-24,2	45,5	91	91	1,74
12	6	27	6	-23,7	40,8	98	98	2,23
12	6	21	20	-26,9	38,7	24	24	3,66
12	6	27	0	-24,2	36,3	96	96	2,08
1,2	0	21	0	-24,2	14,4	95	95	1,36
1,2	0	24	0	-24,2	10,2	71	71	1,11
1,2	3	21	0	-24,2	10,2	56	56	1,14
1,2	0	27	0	-24,2	7,2	70	70	1,19
1,2	6	21	0	-24,2	7,2	12	12	1,12
1,2	0	31	0	-24,2	4,6	40	40	0,90
1,2	10	21	0	-24,2	4,5	17	17	1,20
1,2	0	41	0	-24,2	1,4	4	4	4,01

TAB. 6.6 – Résultats de mesure pour la boucle à verrouillage de phase hétérodyne avec des signaux NRZ. Sont rassemblés : la sensibilité \mathcal{R} du photodétecteur ; les atténuations électriques (valeurs affichées) ; l'atténuation optique ; la puissance moyenne de mélange à quatre ondes mesurée \bar{P}_{FWM} ; le pseudo-gain calculé ; la plage de capture mesurée ; la plage de verrouillage mesurée ; et la gigue mesurée (sur le spectre de l'horloge électrique). Résultats triés par pseudo-gain descendant.

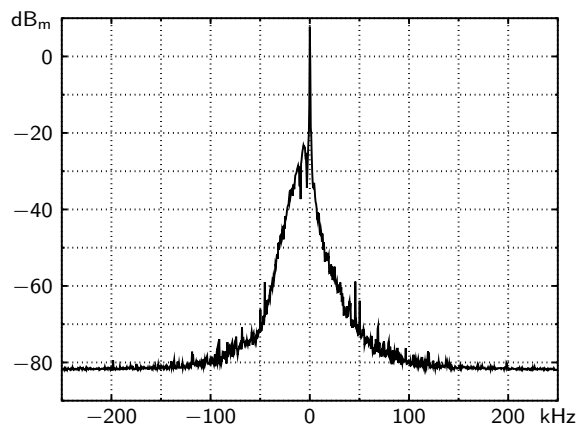
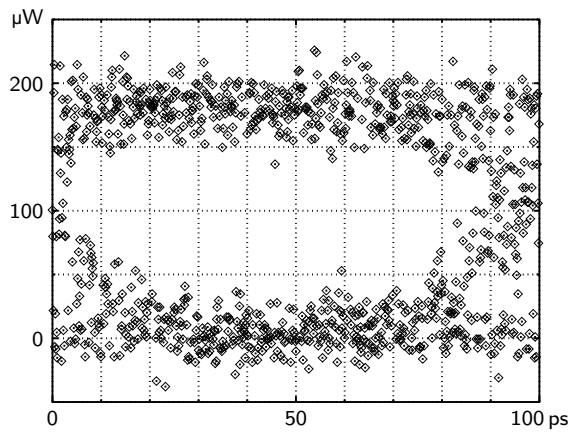


(a) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 40 kHz, gigue mesurée : 0,90 ps.

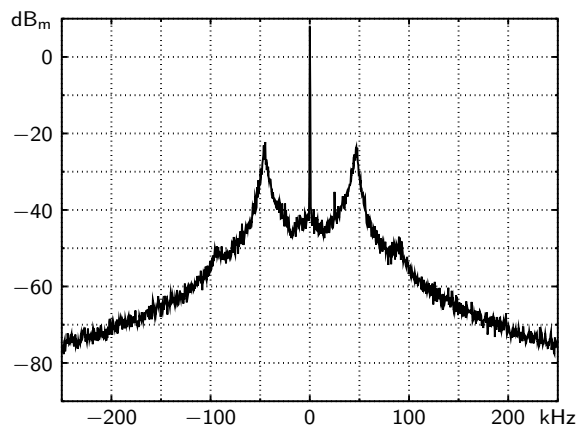
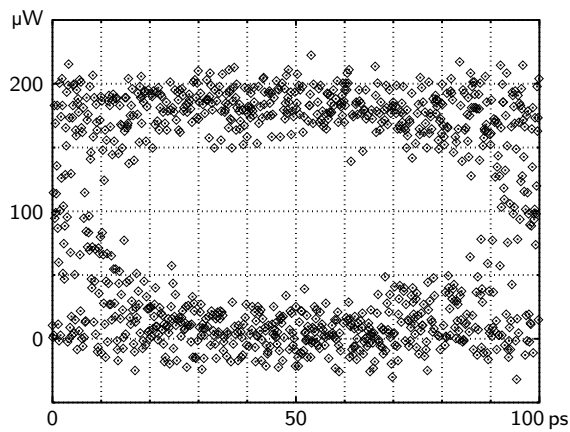


(b) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 17 kHz, gigue mesurée : 1,2 ps.

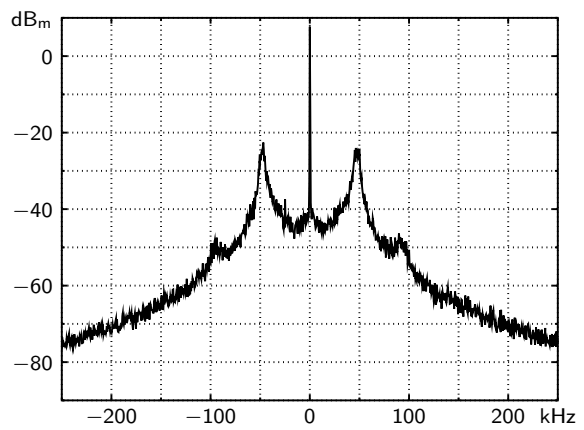
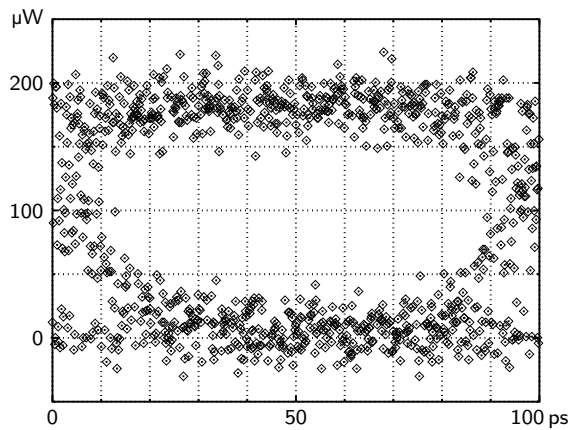
FIG. 6.7 – Diagramme de l'œil et horloge récupérée pour un signal NRZ.



(c) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée ; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 4 kHz, gigue mesurée : 4,0 ps (proche du décrochage).

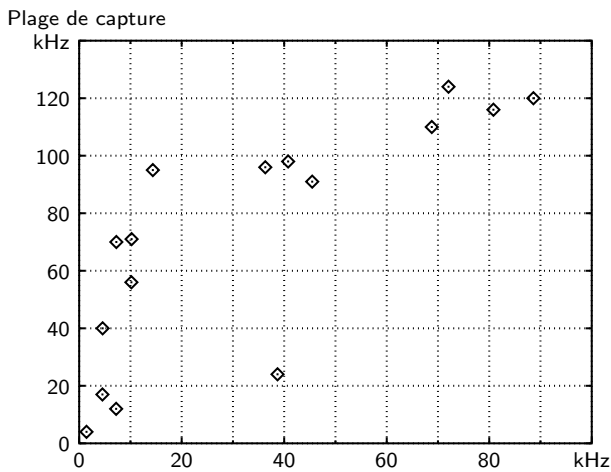


(d) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée ; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 124 kHz, gigue mesurée : 4,4 ps.

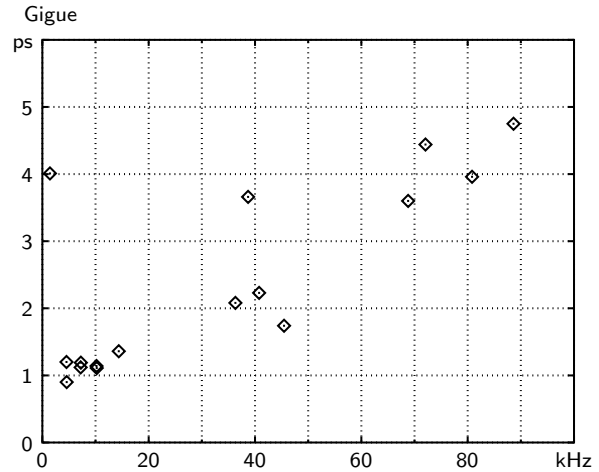


(e) Diagramme de l'œil utilisant l'horloge récupérée ; spectre de l'horloge. Plage de capture mesurée : 120 kHz, gigue mesurée : 4,8 ps.

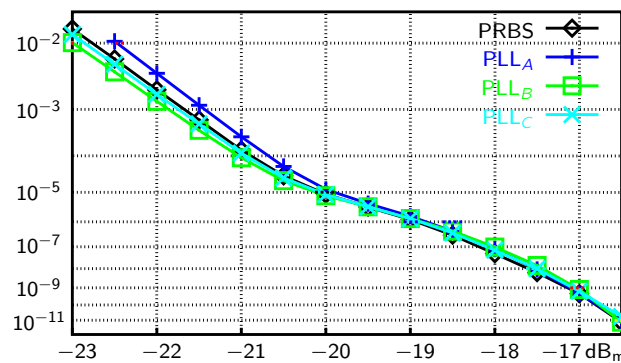
FIG. 6.7 – (fin)



(a) Plages de verrouillage et de capture en fonction du gain calculé



(b) Gigue temporelle sur l'horloge électrique en fonction du gain calculé



(c) Taux d'erreurs en fonction du niveau du signal (NRZ) sur le récepteur; la puissance entrant dans la boucle est constante pour chaque courbe mais varie d'une courbe à l'autre :

PRBS : l'horloge utilisée est celle du générateur de séquences;

PLL_A : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 16 dB;

PLL_B : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 10 dB;

PLL_C : sensibilité 12 V/mW, atténuation optique 0 dB.

(La "bosse" aux fortes puissances de signal est due à une saturation de l'alimentation électrique du photodétecteur PINFET utilisé pour la détection d'erreurs.)

FIG. 6.8 – Performances de la boucle à verrouillage de phase opto-électronique hétérodyne sur un signal NRZ.

Conclusion

L'objet de ce mémoire était l'étude de deux dispositifs de récupération d'horloge — fonction cruciale de tout système de transmission de données. Ces dispositifs opèrent sur des signaux optiques, qui sont les plus utilisés dans les réseaux à haut débit ; ils sont dérivés des boucles à verrouillage de phase électroniques, les parties à haut débit étant assurées par des effets optiques.

Ainsi, après un bref rappel du contexte des réseaux de données optiques et des techniques de récupération d'horloge actuellement utilisées ou proposées, nous avons posé un cadre d'analyse des boucles à verrouillage de phase opérant sur des signaux sinusoïdaux : en régime accroché petit signal, où il est possible de recourir au formalisme des fonctions de transfert ; en régime d'acquisition, où l'on doit recourir à des méthodes numériques ou graphiques ; et nous avons justifié l'extension de ce modèle aux signaux modulés pour la récupération d'horloge.

Dans ces boucles, la partie devant suivre les hauts débits est la non-linéarité : mélangeur ou comparateur de phase. Pour sa transposition dans le domaine optique, nous avons choisi d'utiliser les effets non-linéaires dans un amplificateur optique à semi-conducteurs. Nous avons donc décrit ce type de composant ; sa dynamique ; et les effets non-linéaires observés, pour nous arrêter sur le mélange à quatre ondes.

Ce dernier effet, reposant sur des effets ultrarapides et s'observant à une longueur d'onde où aucun signal n'est injecté à l'entrée de l'amplificateur, est particulièrement adapté au traitement des signaux optiques à haut débit. Nous avons cherché à le modéliser : une approche fondée sur la matrice densité, et prenant en compte les effets intrabandes, a été jugée inutilement complexe ; une approche plus simple, où l'on considère l'élargissement du gain comme homogène, a été exploitée et trouvée conforme qualitativement, mais pas quantitativement, aux observations de mélange à quatre ondes effectuées (mélange de faisceaux continus en fonction du detuning et de la puissance d'entrée ; mélange de faisceaux modulés en fonction de la puissance d'entrée et du déphasage de la modulation). Nous nous sommes finalement rabattus sur une approche empirique liant la réponse du mélange en fonction du déphasage, spécifiquement pour une utilisation dans un comparateur de phase des trains d'impulsions que nous avons utilisés, à la puissance moyenne de mélange mesurée.

Forts de cette réponse, nous pouvions nous lancer dans l'étude de la boucle à verrouillage de phase opto-électronique à un étage. L'expérience a été réalisée avec succès ; ce système fonctionne autour de 10 Gbps sur des signaux RZ et NRZ, nous avons mesuré des plages de capture et de verrouillage de plusieurs dizaines voire centaines de kilohertz, et des giges sur l'horloge électrique inférieures à la picoseconde. Les mesures de taux d'erreur indiquent une pénalité minimale. Ces résultats expérimentaux s'accordent avec le modèle développé pour des signaux RZ à partir de la réponse du comparateur de phase et du cadre général des boucles à verrouillage de phase — jusqu'à un certain point : les plages de capture sont prévisibles mais

pas les plages de verrouillage ni la gigue. Par ailleurs, tout porte à croire que ce schéma est capable de récupération d'horloge fractionnelle, mais sans en avoir fait l'expérience, nous ne pouvons encore le confirmer.

Enfin, la même étude a été effectuée sur la boucle à verrouillage de phase opto-électronique hétérodyne. Celle-ci, étant plus longue du fait des filtres passe-bande utilisés, a une plus grande propension à l'instabilité — ce qui a été vérifié théoriquement et expérimentalement. À nouveau, les prédictions ne sont vérifiées que dans les ordres de grandeur, mais la récupération d'horloge est effective, et il est possible de trouver des configurations donnant une large plage de capture, une faible gigue (meilleure que dans le cas à un étage), et une pénalité minimale sur le taux d'erreurs.

Ce thème de recherche reste naturellement d'actualité : le besoin de récupération d'horloge à haut débit se fera sentir un jour ou l'autre, et ces schémas intéressants de récupération d'horloge doivent être explorés plus avant.

D'une part, certains points restent obscurs dans le comportement des boucles à verrouillage de phase opto-électroniques actuelles. Un modèle quantitatif du mélange à quatre ondes devrait être développé de façon à pouvoir prédire le gain de ces boucles, qui ne soit de préférence pas lié à la forme des impulsions et aux conditions expérimentales. Et le modèle de boucle utilisé devra probablement être revu — peut-être en tenant mieux compte des bruits dans les signaux optiques et électriques, et surtout en s'étendant aux signaux NRZ — afin de mieux comprendre le comportement observé.

D'autre part, il reste à essayer la récupération d'horloge fractionnelle et une montée en débit à 40 GHz et au-delà, ce qui, nous l'avons dit, serait le principal intérêt de ces boucles à verrouillage de phase opto-électroniques. De plus, il serait intéressant de remplacer l'amplificateur optique à semi-conducteurs par d'autres composants optiques non-linéaires tels que les fibres microstructurées ou les PPLN, ce qui ne nécessiterait pas d'autres modifications aux schémas étudiés.

Ce travail de thèse a donné lieu à des publications dans des conférences [Ware99, Ware02, Ware03].

Annexes

Annexe A

Bases de théorie des systèmes linéaires

Cette annexe présente sommairement quelques éléments de base sur les systèmes linéaires passifs, autrement dit les filtres ; aucune complexité ne sera introduite, nous ne chercherons là qu'un prétexte pour inclure la table A.1.

A.1 Transformée de Laplace

La transformation de Laplace est un outil fort utile dans l'analyse des systèmes de traitement de signal, afin de les représenter dans le domaine fréquentiel. Pour une fonction du temps x , on définit sa transformée de Laplace $X = \mathcal{L}(x)$ par :

$$X(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-st} dt \quad (\text{A.1a})$$

La réciproque s'écrit :

$$x(t) = \frac{1}{2i\pi} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} X(s) e^{st} ds \quad (\text{A.1b})$$

Cette transformation s'apparente à celle de Fourier. De fait, mises à part les conditions de convergence — dont nous ne soucierons généralement pas — celle-ci correspond à la valeur de X en $i\omega$:

$$X(i\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt \quad (\text{A.2})$$

Ces définitions étant posées, nous éviterons autant que possible de les utiliser, préférant nous référer à la table A.1 page suivante, qui rassemble les transformées des fonctions habituelles.

A.2 Systèmes linéaires passifs

Nous appellerons *système linéaire passif invariant dans le temps* tout dispositif possédant une entrée x et une sortie y fonctions du temps, lesquelles peuvent être reliées par une équation différentielle de la forme :

$$a_m \frac{d^m x}{dt^m} + a_{m-1} \frac{d^{m-1} x}{dt^{m-1}} + \dots + a_0 x(t) = b_m \frac{d^m y}{dt^m} + b_{m-1} \frac{d^{m-1} y}{dt^{m-1}} + \dots + b_0 y(t) \quad (\text{A.3})$$

Opération	Fonction du temps $x(t)$	Transformée de Laplace $X(s)$
Définition	$x(t) = \frac{1}{2i\pi} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} X(s) e^{st} ds$	$X(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-st} dt$
Linéarité	$a_1 x_1(t) + a_2 x_2(t)$	$a_1 X_1(s) + a_2 X_2(s)$
Produit	$x_1(t) \cdot x_2(t)$	$\int_{-\infty}^{+\infty} X_1(u) \cdot X_2(s-u) du$
Amortissement	$e^{-at} x(t)$	$X(s+a)$
Dérivation	$\frac{d^n x}{dt^n}$	$s^n \cdot X(s)$
Intégration	$\int^t x(u) du$	$\frac{X(s)}{s}$
Multiplication par t	$t \cdot x(t)$	$-\frac{dX(s)}{ds}$
Convolution	$[x_1 * x_2](t)$	$X_1(s) \cdot X_2(s)$
Retard	$x(at - \tau)$	$\frac{e^{-\tau s}}{a} X\left(\frac{s}{a}\right)$
Valeur finale ^a	$\lim_{t \rightarrow \infty} x(t)$	$\lim_{s \rightarrow 0} s \cdot X(s)$
Valeur initiale ^a	$\lim_{t \rightarrow 0^+} x(t)$	$\lim_{s \rightarrow \infty} s \cdot X(s)$
Impulsion	$\delta(t)$	1
Échelon de Heaviside	$\Upsilon(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ 1 & \text{si } t > 0 \end{cases}$	$\frac{1}{s}$
Rampe et primitives	$\frac{t^{n-1}}{(n-1)!} \Upsilon(t)$	$\frac{1}{s^n}$
Sinus (pour $t > 0$)	$\frac{1}{\omega_0} \sin(\omega_0 t) \Upsilon(t)$	$\frac{1}{s^2 + \omega_0^2}$
Sinusoïde amortie	$e^{-at} \sin(\omega_0 t) \Upsilon(t)$	$\frac{\omega_0}{(s+a)^2 + \omega_0^2}$

^aUniquement pour des fonctions du temps unilatérales.

Tab. A.1 – Transformées de Laplace utiles (adapté de [Frankle72a]).

où les a_k et b_k sont des constantes. Ce type d'équation peut être résolu en passant dans le domaine fréquentiel par transformation de Laplace :

$$\{a_m s^m + a_{m-1} s^{m-1} + \dots + a_0\} X(s) = \{b_n s^n + b_{n-1} s^{n-1} + \dots + b_0\} Y(s) \quad (\text{A.4})$$

où X et Y sont les transformées respectives de x et y ; on peut alors définir la *fonction de transfert* F de ce système par :

$$F(s) = \frac{a_m s^m + a_{m-1} s^{m-1} + \dots + a_0}{b_n s^n + b_{n-1} s^{n-1} + \dots + b_0} \quad (\text{A.5})$$

et la sortie s'obtient simplement en fonction de l'entrée :

$$Y(s) = F(s) \cdot X(s) \quad (\text{A.6})$$

ou, pour revenir dans le domaine temporel :

$$y(t) = [f * x](t) \quad (\text{A.7})$$

où f , la transformée de Laplace inverse de F , est appelée *réponse impulsionnelle* du système, car c'est la forme que prendra la sortie en réponse à une impulsion à l'entrée (*i.e.* pour ce qui nous concerne une distribution de Dirac).

On notera également que la réponse d'un tel système à une oscillation monochromatique $x(t) = x_0 e^{i\omega_0 t}$ — qui correspond à : $X(s) = x_0 \delta(s - i\omega_0)$ — est une onde de même fréquence et d'amplitude complexe $F(i\omega_0) x_0$. Les oscillations monochromatiques sont donc les vecteurs propres des systèmes linéaires invariants dans le temps, et la fonction de transfert d'un tel système prise en $i\omega$ donne directement sa réponse à une onde de pulsation ω .

Annexe B

Signaux numériques optiques

Une information, *i.e.* une séquence binaire pour ce qui nous concerne, doit être mise sous forme de signal optique pour pouvoir être véhiculée sur une fibre. Nous aborderons ici les façons de procéder et les problèmes rencontrés après transmission pour la reconvertir.

B.1 Formats de modulation

B.1.1 Paramètres physiques à moduler

Un signal optique, par définition, est un champ électromagnétique oscillant autour d'une certaine fréquence — environ 200 THz pour les systèmes longue distance actuels — avec une variation supplémentaire dans le temps, lente devant la fréquence optique, assujettie à l'information à transmettre. Ce que l'on peut écrire, pour le champ électrique \vec{E} , en laissant de côté la dépendance spatiale :

$$\vec{E}(t) = A(t) \hat{e}(t) e^{i(\omega_0 + \delta\omega(t))t} + \text{c.c.} = |A(t)| \hat{e}(t) e^{i[(\omega_0 + \delta\omega(t))t + \varphi(t)]} + \text{c.c.} \quad (\text{B.1})$$

où « c.c. » représente le complexe conjugué des termes précédents (puisque le champ est une grandeur réelle), et A , \hat{e} , ω_0 , $\delta\omega$ et φ dénotent respectivement l'enveloppe complexe du champ, sa direction de polarisation (complexe, pour inclure les polarisations elliptiques), sa pulsation centrale, la variation instantanée de pulsation, et la phase de l'enveloppe complexe.

Quatre de ces paramètres peuvent varier dans le temps : $|A|$, \hat{e} , $\delta\omega$ et φ . Ils peuvent donc véhiculer de l'information. Toutefois [Gallion02], la polarisation ne se conserve pas au cours de la propagation dans une fibre ; la fréquence et la phase nécessitent une détection cohérente délicate à mettre en œuvre ; et ladite phase résiste mal aux effets non-linéaires pouvant survenir. On se limite donc généralement aux variations de $|A|$, *i.e.* à la modulation d'amplitude. On peut également le voir comme une modulation de la puissance optique (proportionnelle à $|A|^2$), ce qui est plus commode sachant que l'on travaille généralement en détection directe. Notons toutefois un récent regain d'intérêt pour la modulation de phase différentielle (*differential phase-shift keying*, DPSK) qui peut être démodulée assez simplement par un interféromètre de Mach-Zehnder, mais que nous n'aborderons pas ici.

Le fait que ce soit celle-ci qui porte l'information n'implique pas que les autres ne varient pas : fortuitement, comme dans le phénomène de chirp, qui relève d'un $\delta\omega$ corrélé à $|A|$; ou délibérément, par exemple la diversité de polarisation d'un bit à l'autre utilisée de façon à minimiser l'interaction entre lesdits bits à très haut débit.

B.1.2 Formats employés

Il y a de multiples façons de faire porter une séquence binaire donnée à la puissance d'un signal optique. Nous nous limiterons aux modulations d'impulsions en amplitude (*pulse amplitude modulation*, PAM₂), qui font correspondre à une séquence binaire $(a_k)_{k \in \mathbb{Z}}$ un signal de la forme :

$$A(t) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} c(a_k)g(t - kT_b) \quad (\text{B.2})$$

où T_b est le temps bit, g est une fonction qui dans l'idéal devrait être nulle hors de l'intervalle $[0; T_b]$, et $c(a_k)$ est le niveau associé au bit a_k .

La densité spectrale de puissance $|\tilde{A}(\omega)|^2$ d'un tel signal dépend de la séquence, mais son espérance peut se calculer en passant par l'autocorrélation du signal, sous l'hypothèse que les bits soient non corrélés. Cette autocorrélation est cyclostationnaire, on définit donc le spectre du signal $S(\omega)$ comme son espérance sur une période. Alors :

$$S(\omega) = |\tilde{G}(\omega)|^2 \left[\frac{\sigma^2}{T_b} + \frac{\mu^2}{T_b^2} \sum_{k \in \mathbb{Z}} \delta\left(\omega - \frac{2\pi k}{T_b}\right) \right] \quad (\text{B.3})$$

où \tilde{G} est la transformée de Fourier de g , et μ et σ respectivement l'espérance et l'écart-type des $(c(a_k))_{k \in \mathbb{Z}}$. On obtient donc la somme d'une partie continue proportionnelle au spectre $|\tilde{G}|^2$ du signal élémentaire g , et d'une partie discrète constituée de raies spectrales aux multiples de la fréquence d'horloge T_b^{-1} , dont l'amplitude est modulée par le même $|\tilde{G}|^2$.

La grande majorité des systèmes de transmission optiques utilise l'un des deux formats de ce type les plus simples : le codage « non-retour à zéro » (ou NRZ) et le codage en impulsions (que nous désignerons abusivement RZ). Leur allure, ainsi que celle de leur spectre, est illustrée figure 1.1, reproduite ici sous le numéro B.1 ;

- le codage NRZ (figure B.1(a)) consiste à émettre de la lumière sur toute la durée du temps bit si le bit en cours est à 1 et rien s'il est à 0 : $c(0) = 0$ et $c(1) = C$ — ce qui dénote un codage « tout-ou-rien » (On-Off Keying, OOK) — et g forme une porte de largeur T_b (éventuellement filtrée pour une bande passante limitée) ; le spectre a donc la forme d'un sinus cardinal dont on remarquera qu'il s'annule aux multiples de la fréquence d'horloge, effaçant ainsi les raies autres qu'à la fréquence nulle ;
- le codage en impulsions (figure B.1(b)) utilise aussi : $c(0) = 0$ et $c(1) = C$; la différence est que le signal ne reste pas constant sur la durée du temps bit, mais revient à zéro (d'où l'appellation RZ) ; on utilise typiquement une impulsion gaussienne, dont le spectre a donc également la forme d'une gaussienne, occupant une bande plus large qu'un signal NRZ de même débit puisque l'impulsion est plus courte que le temps bit.

Ce format est donc moins économe en bande passante, il est plus complexe à mettre en œuvre, et est plus vulnérable aux effets non-linéaires à puissance moyenne égale car sa puissance crête est plus élevée. En revanche, il possède une raie spectrale à sa fréquence d'horloge, et se prête mieux au multiplexage temporel optique.

B.1.3 Techniques de modulation

La réalisation de ces signaux passe par une action rapide sur l'intensité d'un faisceau lumineux. Si celui-ci provient d'un laser à semi-conducteurs, il est possible de moduler directement son courant ; sinon, on peut recourir à un modulateur externe électro-optique, ou à électroabsorption.

La modulation directe a l'avantage d'être simple, mais la bande passante électrique des lasers limite généralement cette technique à 2,5 voire 10 Gbps en NRZ ; de plus, on obtient un

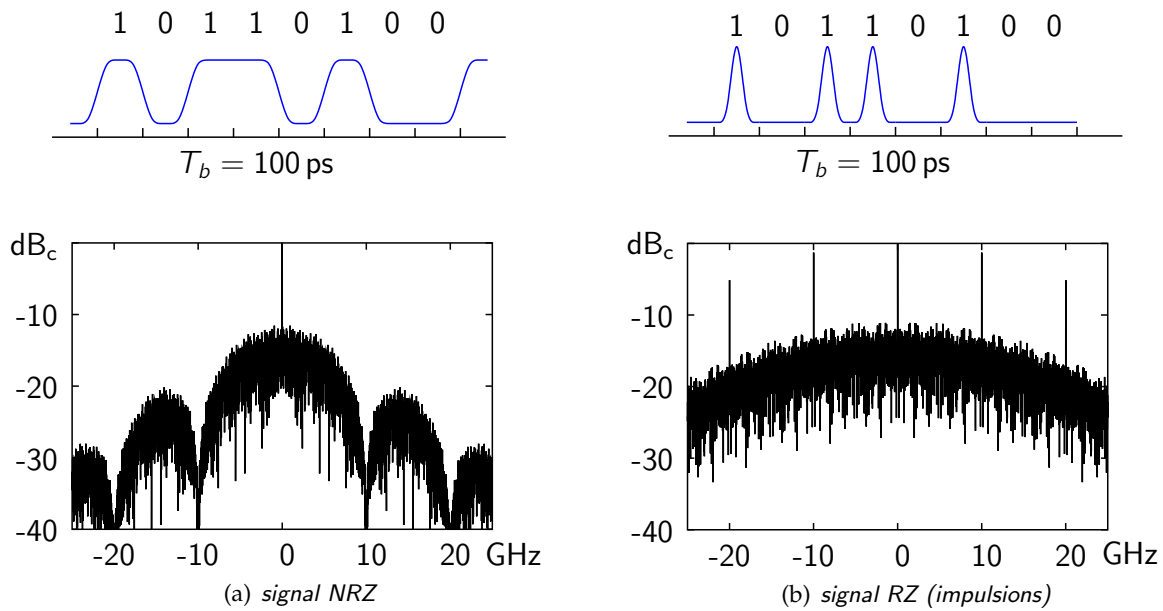


FIG. B.1 – Allure et spectre de signaux modulés en intensité, NRZ et RZ à 10 GHz.

chirp important, ce qui peut être un handicap. On peut toutefois l'utiliser pour créer des trains d'impulsions par commutation de gain, dont on fait un signal RZ *via* un modulateur externe.

Lesdits modulateurs externes peuvent donc, au choix, agir sur un faisceau continu pour donner un signal NRZ, ou sur un train d'impulsions — généré typiquement par commutation de gain d'un laser à semi-conducteurs, ou par blocage de modes d'un laser à fibre — pour un signal RZ. Ils fonctionnent actuellement jusqu'à environ 40 GHz ; au-delà, on doit recourir à du multiplexage temporel optique (*Optical Time-Division Multiplexing*, OTDM) en mélangeant plusieurs signaux RZ décalés dans le temps (par exemple à l'aide de lignes à retard), pourvu que les impulsions soient plus brèves que le temps bit du signal multiplexé.

B.2 Réception

Les signaux modulés obtenus ci-dessus sont destinés à être transmis sur une grande longueur de fibre, comprenant éventuellement des étages d'amplification, avant d'être convertis en signaux électriques par un photodétecteur puis en séquence binaire par une bascule de décision. Au final, la séquence reçue doit idéalement être identique à celle qui a été transmise, mais il est possible que des erreurs s'y glissent car le signal, non content d'être atténué, subit des dégradations. Celles-ci seront abordées sections B.3 et B.4 ; nous nous intéresserons à présent à leurs conséquences.

B.2.1 Photodétecteurs

Pour effectuer la conversion optique-électrique, on utilise généralement une photodiode PIN précédée d'un filtre optique et éventuellement suivie d'un amplificateur électrique. Ce dispositif émet un photocourant i proportionnel à la puissance optique P_{opt} ; si la fréquence centrale du signal optique est ν , alors :

$$i = \frac{\eta e}{h\nu} P_{opt} = \mathcal{R} P_{opt} \quad (\eta \approx 1) \quad (\text{B.4})$$

\mathcal{R} étant typiquement de l'ordre de l'ampère par watt pour les systèmes fonctionnant à $1,55 \mu\text{m}$. Les bandes passantes des filtres optique et électrique seront notées respectivement B_o et B_e , reliées dans le cas idéal par : $B_o = 2B_e$.

Comme on l'a signalé plus haut, ce type de récepteur (dit « quadratique ») n'est sensible qu'à la puissance du signal ; la phase n'en est accessible qu'en utilisant des systèmes de détection cohérente, et de toute façon se conserve mal sur de grandes distances. Ainsi le bruit ne sera généralement pas additif et donnera lieu à des battements avec le signal, comme nous le verrons plus loin.

B.2.2 Taux d'erreur, pénalité

On évalue généralement les performances d'un système de transmission numérique sur la base du taux d'erreur binaire (*bit error ratio*, BER), *i.e.* la probabilité P_e de détecter un bit différent de celui qui a été émis.

Les hypothèses habituelles sont que la détection se fait par seuil sur le photocourant ; que les bits 0 ou 1 sont équiprobables ; que la synchronisation entre émetteur et récepteur est parfaite ; et que la dégradation du signal peut être décrite par un bruit blanc additif gaussien. Cette dernière hypothèse, du fait que la photodétection est quadratique, est généralement fautive pour les systèmes optiques, mais il se trouve qu'elle est adaptée ([Gallion02, Gallion03] et section B.3.5) au cas d'un signal préamplifié, façon courante de concevoir une chaîne de transmission. Sous ces hypothèses, ce taux est donné par [Joindot96a] :

$$P_e = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \quad (\text{B.5})$$

où la fonction d'erreur erfc et le facteur Q s'écrivent :

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{+\infty} e^{-u^2} du \quad (\text{B.6})$$

$$Q = \frac{\bar{i}_1 - \bar{i}_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (\text{B.7})$$

\bar{i}_0 et σ_0 (resp. \bar{i}_1 et σ_1) étant l'espérance et l'écart-type (toutes sources de bruit comprises) du photocourant pour un bit émis égal à 0 (resp. 1). *

Plutôt qu'en facteur Q , on préfère raisonner en termes de rapport signal à bruit (*signal to noise ratio*, SNR), habituellement défini comme le rapport entre la puissance moyenne de signal et celle de bruit. Pour des signaux optiques, cette valeur peut être définie avant le photodétecteur, dans le domaine optique, ou après celui-ci, dans le domaine électrique. Dans le premier cas — on parlera de rapport signal à bruit optique (*optical signal to noise ratio*, OSNR) — on écrit :

$$\text{OSNR} = \frac{\bar{P}_{opt}}{mN_{opt}B_o} \quad (\text{B.8a})$$

où N_{opt} est la densité spectrale de bruit optique par mode de polarisation au niveau du photodétecteur et m le nombre de modes de polarisation (habituellement 2).

Dans le domaine électrique — rapport signal à bruit électrique (*electrical signal to noise ratio*, ESNR) — une définition commune est :

$$\text{ESNR} = \frac{\bar{i}^2}{\sigma^2} \quad (\text{B.8b})$$

*On retient souvent une valeur mnémotechnique : un taux d'erreur de 10^{-9} correspond à un facteur Q de 6.

où σ^2 est la variance du photocourant. Tous les auteurs ne s'accordent pas sur cette définition, certains préférant prendre Q pour base et définissant : $ESNR = Q^2$ [Joindot96a]. Or il se trouve (cf. section B.3.5) qu'en fin de chaîne de transmission, derrière un préamplificateur optique où le rapport signal à bruit sera élevé ($\bar{P}_{opt} \gg mN_{opt}B_o$), on pourra tout de même écrire :

$$\frac{Q^2}{2} \simeq ESNR \simeq \frac{mB_o}{4B_e} \times OSNR \quad (\text{B.9})$$

En jouant sur un équivalent de la fonction d'erreur, toujours à rapport signal à bruit élevé, on peut ainsi relier celui-ci au taux d'erreur :

$$\text{erfc}(x) \simeq \frac{1}{x\sqrt{\pi}} e^{-x^2} \quad (\text{B.10a})$$

$$-\ln(\text{erfc}(x)) \simeq x^2 + \ln(x\sqrt{\pi}) \simeq x^2 \quad (\text{B.10b})$$

d'où :

$$-\ln P_e \simeq \frac{Q^2}{2} \simeq ESNR \propto OSNR \quad (\text{B.11a})$$

$$10 \log(-\ln P_e) \simeq ESNR_{\text{dB}} + \text{cte} \simeq OSNR_{\text{dB}} + \text{cte}' \quad (\text{B.11b})$$

On obtient une relation linéaire entre le logarithme du taux d'erreur et le rapport signal à bruit.

Pour comparer les performances de deux systèmes de transmission — par exemple un émetteur relié directement à un récepteur d'une part, et les mêmes reliés par quelques dizaines de kilomètres de fibre optique suivis d'un préamplificateur d'autre part — on utilise la notion de « pénalité » : pour un taux d'erreur donné, on mesure le rapport signal à bruit nécessaire à chacun des deux systèmes ; la pénalité est alors le rapport entre les deux SNR (ou la différence en dB). On peut la visualiser en mesurant le taux d'erreur pour les deux systèmes en faisant varier la puissance de l'émetteur (figure B.2) : les courbes correspondant à $\{-\ln P_e = f(P_{opt})\}$ en échelle logarithmique doivent être des droites dans le cadre d'un modèle simple de bruit additif et d'après l'équation (B.11a) ci-dessus. Le décalage entre les deux droites sur l'axe des abscisses est la pénalité.

B.2.3 Pénalité due à la gigue

Les relations ci-dessus supposent une synchronisation parfaite : l'instant où est prise la décision sur la valeur du bit courant est supposé fixé par rapport à l'intervalle de temps bit, et tel que le facteur Q y soit maximal. Or il peut fluctuer autour de l'instant idéal, par exemple si l'horloge qui déclenche la bascule à seuil présente du bruit de phase.

On définit la gigue temporelle j comme étant l'écart-type de cette fluctuation x ; si \tilde{a}_k est la valeur mesurée du bit k , $f_{i_{th}}$ la détection au seuil i_{th} et τ l'instant optimal, on peut l'écrire :

$$\tilde{a}_k = f_{i_{th}}(i(kT_b + \tau + x)) \quad (\text{B.12})$$

$$j = \sqrt{x^2} \quad (\text{B.13})$$

En modélisant, en première approximation, le canal de transmission par un filtre linéaire, sachant que le signal émis était :

$$A(t) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} c(a_k)g(t - kT_b) \quad (\text{B.2-bis})$$

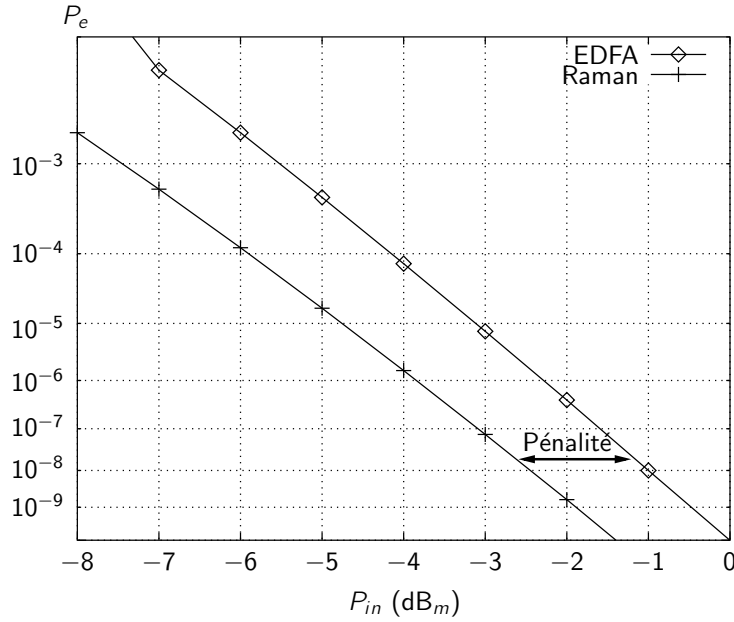


FIG. B.2 – Simulation du taux d'erreur d'une liaison optique de 70 km sur fibre dispersive standard, modulation RZ (impulsions RC), préamplificateur EDFA (gain 20 dB) d'une part, et Raman (longueur 10 km, pompe 20 dB_m) d'autre part.

on peut écrire le signal reçu sous la forme :

$$i(t) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} \tilde{c}(a_k) h(t - kT_b) \quad (\text{B.14})$$

Dans ces conditions, en appliquant la méthode décrite par [Meyr98a] à une PAM₂ (non centrée : l'espérance des $c(a_k)$ et a fortiori des $\tilde{c}(a_k)$ est non nulle), pour une gigue faible devant le temps bit, on obtient une pénalité D_{dB} :

$$D_{\text{dB}} = \frac{10}{\ln 10} \left(A + \frac{B}{\sigma^2} \right) j^2 \quad (\text{B.15a})$$

$$A = -\frac{h''(\tau)}{h(\tau)} - \frac{\overline{\tilde{c}(a_k)} \sum_{k \neq 0} h''(\tau + kT_b)}{\tilde{c}(1) h(\tau)} \quad (\text{B.15b})$$

$$B = \overline{\tilde{c}(a_k)^2} \sum_{k \in \mathbb{Z}} \left(h'(\tau + kT_b) \right)^2 \quad (\text{B.15c})$$

où σ^2 est la puissance (électrique) moyenne de bruit. Généralement, pour des systèmes optiques, les termes d'interférences entre symboles (en $h(\tau + kT_b)$, $k \neq 0$) sont négligeables, de même que $h'(\tau)$ puisque τ est choisi optimal. Donc :

$$D_{\text{dB}} \simeq \frac{10}{\ln 10} \left(-\frac{h''(\tau)}{h(\tau)} \right) j^2 \quad (\text{B.16})$$

On notera que, comme l'on pouvait s'y attendre, les signaux NRZ ne seront que peu influencés par la gigue tant que celle-ci reste faible devant le temps bit. Les signaux RZ le seront en fonction de la courbure au sommet de l'impulsion, laquelle dépend évidemment de la largeur de cette dernière...

B.3 Types de bruits

Après avoir vu comment son impact sur le taux d'erreur, passons en revue les principales causes de bruit pour un signal optique. Plus spécifiquement, on peut recenser les bruits affectant le signal lui-même : bruit quantique et gigue temporelle ; ceux liés au détecteur : essentiellement le bruit thermique ; et ceux des amplificateurs.

Par ailleurs, comme nous l'avons mentionné, du fait de la nature quadratique des photodétecteurs, les bruits optiques ne sont pas additifs mais donnent lieu à des battements avec le signal, ce que nous allons expliciter.

B.3.1 Battement du bruit dans un photodétecteur

Soit un photodétecteur ayant à son entrée un signal optique de puissance P_{opt} et un bruit optique blanc de densité spectrale de puissance N_{opt} par mode de polarisation sur la bande $\left[\nu - \frac{B_o}{2}; \nu + \frac{B_o}{2}\right]$.

Pour obtenir la puissance optique totale P_{tot} et isoler ses composantes de bruit, on doit additionner les amplitudes du signal et du bruit avant d'élever la somme au carré. Pour ce faire, on peut décomposer le bruit sur ses composantes en phase et en quadrature avec le signal [Gallion02]. Au final, on obtient à la sortie du détecteur :

$$\sigma^2 = \underbrace{4\mathcal{R}^2 P_{opt} N_{opt} B_e}_{\sigma_{S-N}^2} + \underbrace{2m\mathcal{R}^2 N_{opt}^2 \left(B_o - \frac{B_e}{2}\right) B_e}_{\sigma_{N-N}^2} \quad (\text{B.17})$$

où m est le nombre de modes de polarisation du bruit optique. σ_{S-N}^2 est le terme de battement signal-bruit, et σ_{N-N}^2 celui de battement bruit-bruit, avec : $\sigma_{S-N}^2 \gg \sigma_{N-N}^2$ si le signal domine le bruit ($P_{opt} \gg N_{opt} B_o$).

B.3.2 Bruit quantique

Le bruit quantique, ou bruit de grenaille, provient du fait qu'un signal optique est fait de photons discrets. Ainsi, même à puissance optique constante, le flux de photons fluctue selon une loi de Poisson, ce qui implique [Gallion02] : $\overline{\Delta n^2} = \bar{n}$, où les deux termes sont respectivement la variance et l'espérance du nombre de photons reçus dans un certain intervalle de temps τ . En termes de puissance optique, si l'on choisit $\tau = \frac{1}{2B_e}$ pour dénoter le fait que la moyenne se fait au niveau du détecteur, on obtient :

$$\overline{\Delta P_{opt}^2} = \frac{h\nu}{\tau} \bar{P}_{opt} = 2h\nu \bar{P}_{opt} B_e. \quad (\text{B.18a})$$

ou, en raisonnant sur la variance σ_q^2 du photocourant :

$$\sigma_q^2 = 2e \mathcal{R} \bar{P}_{opt} B_e = 2e \bar{i} B_e \quad (\text{B.18b})$$

$$= 2 \frac{h\nu}{\eta} \mathcal{R}^2 \bar{P}_{opt} B_e \quad (\text{B.18c})$$

$$= 4\mathcal{R}^2 \bar{P}_{opt} \frac{h\nu}{2\eta} B_e \quad (\text{B.18d})$$

En comparant les équations (B.18d) et (B.17), on observe que cette relation est la même, au rendement η près, que le résultat du battement entre le signal et un bruit additif de densité

spectrale de puissance $\frac{h\nu}{2}$ sur la bande de fréquence $[\nu - B_e; \nu + B_e]$. On peut donc l'interpréter comme telle [Gallion02], et considérer que le signal est accompagné de ce bruit (approché par un bruit blanc sachant que : $B_e \ll \nu$), qui s'apparente aux fluctuations d'énergie du vide.

B.3.3 Gigue temporelle

On a vu section B.2.3 la pénalité qu'occasionnait une gigue temporelle. [Rutman78] donne (entre autres) une expression de cette gigue pour une horloge en fonction de son spectre ; en supposant le bruit d'amplitude négligeable, l'horloge centrée à la fréquence f_0 , de densité spectrale de puissance unilatérale S :

$$S(f) \simeq S_0 \times \left\{ \delta(f - f_0) + S_\varphi^{(TS)}(f - f_0) \right\} \quad (\text{B.19})$$

où $S_\varphi^{(TS)}$ est la densité spectrale bilatérale de bruit de phase ; en termes de gigue :

$$S_x^{(TS)} = \frac{S_\varphi^{(TS)}}{4\pi^2 f_0^2} \quad (\text{B.20})$$

$$\bar{x}^2 = j^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{4\pi^2 f_0^2} S_\varphi^{(TS)} df \quad (\text{B.21})$$

$$j^2 \simeq \left(\frac{1}{2\pi f_0} \right)^2 \int_0^{+\infty} \left[\frac{S(f)}{S_0} - \delta(f - f_0) \right] df \quad (\text{B.22})$$

B.3.4 Bruit du détecteur

Le photodétecteur présente en lui-même un bruit thermique, habituellement modélisé par un bruit additif blanc gaussien de densité spectrale de puissance $\frac{2k_B T}{R}$ (en A^2/Hz), où k_B est la constante de Boltzmann et R est la résistance de charge du détecteur. La variance du photocourant due à ce bruit s'obtient en l'intégrant sur $[-B_e; B_e]$:

$$\sigma_{th}^2 = \frac{4k_B T}{R} B_e \quad (\text{B.23})$$

B.3.5 Rapport signal à bruit

Reprenant l'équation (B.8b) définissant le rapport signal à bruit électrique, et y injectant les expressions des sources de bruit ci-dessus, nous pouvons maintenant préciser :

$$ESNR = \frac{\bar{i}^2}{\sigma^2} \quad (\text{B.8b-bis})$$

$$\simeq \frac{(\mathcal{R}\bar{P}_{opt})^2}{\sigma_{S-N}^2 + \sigma_{N-N}^2 + \sigma_{S-N_q}^2 + \sigma_{th}^2} \quad (\text{B.24})$$

$$= \frac{(\mathcal{R}\bar{P}_{opt})^2}{4\mathcal{R}^2 \bar{P}_{opt} N_{opt} B_e + 2m\mathcal{R}^2 N_{opt}^2 \left(B_0 - \frac{B_e}{2} \right) B_e + 4\mathcal{R}^2 \bar{P}_{opt} \frac{h\nu}{2} B_e + \frac{4k_B T}{R} B_e} \quad (\text{B.25})$$

et si le rapport signal à bruit est grand, et que les bruits thermique et quantique sont faibles devant N_{opt} :

$$ESNR \simeq \frac{(\overline{\mathcal{R}P}_{opt})^2}{4\mathcal{R}^2\overline{P}_{opt}N_{opt}B_e} \quad (\text{B.26})$$

$$= \frac{\overline{P}_{opt}}{4N_{opt}B_e} \quad (\text{B.27})$$

$$= \frac{mB_o}{4B_e} \times OSNR \quad (\text{B.28})$$

De même, en raisonnant sur le facteur Q , si $\bar{i}_0 = 0$:

$$Q = \frac{\bar{i}_1 - \bar{i}_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (\text{B.29})$$

$$= \frac{2\overline{\mathcal{R}P}_{opt}}{\sqrt{\sigma_{S-N}^2 + \sigma_{N-N}^2 + \sigma_{S-N_q}^2 + \sigma_{th}^2} + \sqrt{\sigma_{N-N}^2 + \sigma_{th}^2}} \quad (\text{B.30})$$

$$\simeq \sqrt{\frac{(\overline{\mathcal{R}P}_{opt})^2}{4\mathcal{R}^2(2\overline{P}_{opt})N_{opt}B_e}} \quad (\text{B.31})$$

$$\frac{Q^2}{2} \simeq \frac{\overline{P}_{opt}}{4N_{opt}B_e} \quad (\text{B.32})$$

$$\simeq ESNR \simeq \frac{mB_o}{4B_e} \times OSNR \quad (\text{B.9-bis})$$

Ce qui justifie l'équation (B.9).

B.4 Bruit, atténuation et amplification

B.4.1 Bruit d'atténuation

On observe [Gallion03] qu'un dispositif optique présentant de l'atténuation dégrade le rapport signal à bruit du fait de la nature corpusculaire de la lumière : éliminant aléatoirement une certaine proportion des photons le traversant, il augmente les fluctuations du flux de photons qui sont la nature du bruit quantique.

Tout se passe comme si, pour une atténuation α , le dispositif ajoutait un bruit optique de densité spectrale de puissance égale à :

$$N_{att} = (1 - \alpha)\frac{hv}{2} \quad (\text{B.33})$$

On remarquera qu'en atténuant un signal bruité :

$$N_{in} = N_0 + \frac{hv}{2} \quad OSNR_{in} = SNR_0 \quad (\text{B.34a})$$

$$\Rightarrow N_{out} = \alpha N_0 + \frac{hv}{2} \quad OSNR_{out} = \alpha OSNR_{in} \times \frac{N_0 + hv/2}{\alpha N_0 + hv/2} \geq \alpha OSNR_{in} \quad (\text{B.34b})$$

si le signal était limité par le bruit quantique ($N_0 = 0$), la sortie l'est également et le rapport signal à bruit optique est dégradé d'un facteur α^{-1} ; et si l'atténuation est forte ($\alpha \ll 1$), la sortie est limitée par le bruit quantique.

B.4.2 Bruit d'amplification

De même, les amplificateurs optiques ajoutent obligatoirement du bruit [Joindot96c, Gallion02, Gallion03], dégradant le rapport signal à bruit par rapport à leur entrée. Cela peut être interprété de deux façons.

D'une part, on peut raisonner en termes d'émission spontanée amplifiée, qui pour un amplificateur de gain G a une densité spectrale de puissance (par mode) de $n_{sp}(G-1)h\nu$, où $n_{sp} \geq 1$ est le facteur d'inversion de population, égal à : $\frac{N_2}{N_2-N_1}$ pour un système classique à deux niveaux, d'autant plus proche de 1 que l'inversion est complète. On la considère comme un bruit additif au niveau optique, qui provoque un bruit de battement après le détecteur.

De façon plus générale, la relation d'incertitude entre énergie et phase du signal impose un bruit supplémentaire de densité spectrale de puissance : $K(G-1)\frac{h\nu}{2}$, où K est caractéristique de l'amplificateur ($K \geq 1$, avec égalité dans le cas d'un amplificateur idéal), auquel s'ajoutent les fluctuations du vide amplifiées : $G\frac{h\nu}{2}$.

Au final, pour tout amplificateur optique, si le bruit à l'entrée est minimal — égal au bruit quantique associé au signal entrant — on a à la sortie un bruit de densité spectrale de puissance égale à :

$$N_{amp} = K(G-1)\frac{h\nu}{2} + G\frac{h\nu}{2} \quad (\text{B.35})$$

$$= n_{sp}(G-1)h\nu + \frac{h\nu}{2} \quad \text{si le bruit ajouté est sous forme d'émission spontanée.} \quad (\text{B.36})$$

Si l'on s'intéresse au rapport signal à bruit optique à l'entrée et à la sortie, toujours pour un bruit d'entrée minimal, on obtient :

$$OSNR_{in} = \frac{\bar{P}_{in}}{h\nu/2} \quad (\text{B.37a})$$

$$OSNR_{out} = \frac{G\bar{P}_{in}}{K(G-1)h\nu/2 + G h\nu/2} = \frac{G\bar{P}_{in}}{n_{sp}(G-1)h\nu + h\nu/2} \quad (\text{B.37b})$$

$$\frac{OSNR_{in}}{OSNR_{out}} = K \frac{G-1}{G} + 1 = 2n_{sp} \frac{G-1}{G} + \frac{1}{G} \quad (\text{B.37c})$$

$$\simeq K + 1 \quad \simeq 2n_{sp} \quad (\text{B.37d})$$

On notera que dans tous les cas, la dégradation du rapport signal à bruit optique par un amplificateur à fort gain est au moins d'un facteur 2.

B.4.3 Facteur de bruit

Les performances d'un amplificateur optique — ou plus généralement d'un système optique — sont souvent exprimées en termes de facteur de bruit (*noise figure*, NF), dont la définition habituelle est le rapport entre les rapports signal à bruit en entrée et en sortie pour un signal d'entrée limité par les sources de bruit fondamentales — *i.e.*, en optique, le bruit quantique :

$$NF = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}} \quad \text{avec : } N_{in} = N_q \quad (\text{B.38})$$

On recommande d'utiliser le rapport signal à bruit électrique, qui serait en rapport plus direct avec le taux d'erreur, mais à niveau de signal élevé en sortie (ce qui est le cas, on l'espère,

derrière un amplificateur), on obtient le même résultat avec le rapport signal à bruit optique (équation (B.9), [Gallion03], et équation (28) de [Haus00] — lequel propose une autre définition possible du facteur de bruit pour une détection quadratique, mais obtient le même résultat avec l'ESNR).

L'équation (B.34) donne donc le facteur de bruit d'un atténuateur : α^{-1} , et l'équation (B.37c) celui d'un amplificateur optique, qui est toujours supérieur à 2.

La mesure du facteur de bruit peut se faire en mesurant les niveaux de signal et de bruit en entrée et en sortie :

$$G = \frac{S_{out}}{S_{in}} \quad (B.39a)$$

$$N_{out} = (NF - 1)G \frac{h\nu}{2} + GN_{in} \quad \text{avec : } N_{in} = h\nu/2 \text{ si le signal d'entrée est limité par le bruit quantique} \quad (B.39b)$$

$$NF = 1 + \frac{N_{out} - GN_{in}}{Gh\nu/2} \quad (B.39c)$$

et l'on retrouve la formule bien connue pour le facteur de bruit de plusieurs amplificateurs à la suite :

$$NF - 1 = NF_1 - 1 + \frac{NF_2 - 1}{G_1} + \frac{NF_3 - 1}{G_1 G_2} + \dots \quad (B.40)$$

Annexe C

Bases d'optique non-linéaire

Cette annexe présente quelques rudiments d'électromagnétisme non-linéaire, présenté dans le cadre de la propagation d'ondes optiques dans un guide diélectrique, de façon à poser le formalisme employé et expliciter les hypothèses sous lesquelles nous travaillons.

C.1 Électromagnétisme linéaire en milieu diélectrique

Le champ électromagnétique est ici — comme ailleurs — régi par les équations de Maxwell. Dans un milieu diélectrique, non magnétique, qui répond au champ localement (*i.e.* pas de moment quadrupolaire ni d'ordre supérieur), celles-ci s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{D}} = \rho_\ell \\ \bar{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{B}} = 0 \end{array} \right. \left| \begin{array}{l} \bar{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} \\ \bar{\nabla} \times \vec{\mathcal{H}} = j_\ell + \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} \end{array} \right. \left| \begin{array}{l} \vec{\mathcal{D}} = \epsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{P}} \\ \vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \vec{\mathcal{H}} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \vec{\mathcal{H}} \end{array} \right. \quad (\text{C.1})$$

où $\vec{\mathcal{E}}$, $\vec{\mathcal{D}}$, $\vec{\mathcal{P}}$, $\vec{\mathcal{H}}$ et $\vec{\mathcal{B}}$ sont respectivement le champ et l'induction électrique, la polarisation électrique, et le champ et l'induction magnétique ; ρ_ℓ et j_ℓ sont les charges et courants libres. En supposant l'absence desdits courants libres* ($j_\ell = 0$), on en déduit une équation de propagation générale :

$$\bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}}) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}}{\partial t^2} \quad (\text{C.2})$$

Poursuivre plus avant nécessite de connaître la réponse du matériau au champ. En première approximation, on la modélise par un filtrage :

$$\vec{\mathcal{P}}(t) = \int \bar{\mathcal{R}}(\tau) \cdot \vec{\mathcal{E}}(t - \tau) d\tau \quad (\text{C.3})$$

où $\bar{\mathcal{R}}$ est un tenseur de rang 2 dans le cas général. Cette approximation est dite *linéaire*, car si l'on raisonne dans le domaine spectral, *i.e.* sur les transformées de Fourier, on trouve une polarisation dépendant linéairement du champ électrique :

$$\vec{\mathcal{P}}(\omega) = \bar{\chi}(\omega) \cdot \vec{\mathcal{E}}(\omega) \quad (\text{C.4})$$

*Ce qui est faux dans certains des cas qui nous intéressent, mais c'est le terme en $\frac{\partial j_\ell}{\partial t}$ qui interviendrait ; nous serons généralement en régime stationnaire pour le courant, donc nous n'aurons pas à nous en soucier.

Si le milieu est uniforme et isotrope, la susceptibilité $\bar{\chi}$ est réduite à un scalaire qui ne dépend pas de la position ; l'induction électrique \vec{D} est alors proportionnelle au champ \vec{E} , et l'on retrouve les ondes planes monochromatiques en tant que modes propres de l'équation de propagation familière : $\Delta \vec{E} + (\frac{n\omega}{c})^2 \vec{E} = 0$, où $n(\omega)^2 = \epsilon_0(1 + \chi(\omega))$ est bien sûr l'indice du matériau considéré.

Si l'on étudie la propagation dans un guide d'ondes, le milieu ne peut pas être uniforme. Supposons-le invariant suivant z ; le champ électrique peut typiquement se décomposer sur une famille $\mathcal{M}(\omega)$ de modes $\vec{\mathcal{E}}_{q,\omega}(x, y, z) = \vec{E}_{q,\omega}(x, y) e^{-i\beta_{q,\omega}z}$ satisfaisant individuellement l'équation de propagation :

$$\bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}}_{q,\omega}) - \frac{\omega^2}{c^2} (1 + \bar{\chi}(\omega)) \vec{\mathcal{E}}_{q,\omega} = 0 \quad (\text{C.5})$$

ce qui donne une solution générale sous forme de combinaison linéaire :

$$\begin{cases} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \sum_{q \in \mathcal{M}(\omega)} A_{q,\omega} \vec{E}_{q,\omega}(x, y) e^{-i\beta_{q,\omega}z} \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = \int \sum_{q \in \mathcal{M}(\omega)} A_{q,\omega} \vec{E}_{q,\omega}(x, y) e^{i(\omega t - \beta_{q,\omega}z)} d\omega \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

en choisissant par exemple : $\iint |\vec{E}_{q,\omega}|^2 dx dy = 1$

Suivant la structure du guide, on peut déterminer l'expression de ses modes [Agrawal89, Wu02], mais nous ne nous intéresserons qu'à leur existence et à l'influence des non-linéarités.

C.2 Prise en compte des effets non-linéaires

La réponse du matériau au champ électrique n'est pas nécessairement linéaire. Divers phénomènes physiques peuvent avoir l'effet de la compliquer : par exemple, dans un modèle où les électrons sont élastiquement liés aux atomes constituant le guide, des termes anharmoniques peuvent apparaître à fort champ incident ; ou, comme décrit section 3.2 pour les amplificateurs optiques à semi-conducteurs, le matériau peut présenter un gain saturable.

Plutôt qu'un simple filtrage, on décompose donc la polarisation en série de Volterra :

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{P}}(t) &= \overbrace{\vec{\mathcal{P}}^{\text{nl}}(t)} \\ &= \vec{\mathcal{P}}^{\text{lin}}(t) + \vec{\mathcal{P}}^{(2)}(t) + \vec{\mathcal{P}}^{(3)}(t) + \dots \\ &= \int \bar{\mathcal{R}}(\tau) \cdot \vec{\mathcal{E}}(t - \tau) d\tau \\ &+ \iint \bar{\mathcal{R}}^{(2)}(\tau_1, \tau_2) : \vec{\mathcal{E}}(t - \tau_1) \vec{\mathcal{E}}(t - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \\ &+ \iiint \bar{\mathcal{R}}^{(3)}(\tau_1, \tau_2, \tau_3) : \vec{\mathcal{E}}(t - \tau_1) \vec{\mathcal{E}}(t - \tau_2) \vec{\mathcal{E}}(t - \tau_3) d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

et dans le domaine spectral :

$$\begin{aligned}
\vec{P}(\omega) &= \overrightarrow{P^{\text{lin}}}(\omega) + \overbrace{\vec{P}^{(2)}(\omega) + \vec{P}^{(3)}(\omega) + \dots}^{\overrightarrow{P^{\text{nl}}}(\omega)} \\
&= \bar{\chi}(\omega) \cdot \vec{E}(\omega) \\
&+ \iint \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega) \bar{\chi}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) : \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) d\omega_1 d\omega_2 \\
&+ \iiint \delta(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega) \bar{\chi}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) : \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) \vec{E}(\omega_3) d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3 \\
&+ \dots
\end{aligned} \tag{C.8}$$

Il s'ajoute donc aux équations précédentes un terme de polarisation non-linéaire $\overrightarrow{P^{\text{nl}}}(t)$ ou $\overrightarrow{P^{\text{nl}}}(\omega)$. Celui-ci peut être traité comme une perturbation susceptible de coupler entre eux les modes de propagation linéaire du guide, notamment à des fréquences optiques différentes.

Nous nous intéresserons ici spécifiquement au couplage entre fréquences optiques. Pour simplifier, nous considérerons que le guide est monomode, autrement dit que la famille $M(\omega)$ contient, à ω donnée, au plus un élément *guidé*, *i.e.* dont l'énergie soit confinée – et nous ne nous occuperons que de ce mode. **

On écrit alors le champ sous la forme d'une combinaison linéaire des modes correspondant aux différentes fréquences, avec des coefficients A_ω lentement variables suivant z et t :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int A_\omega(z, t) \vec{E}_\omega(x, y) e^{i(\omega t - \beta_\omega z)} d\omega \tag{C.9}$$

L'équation d'évolution des A_ω s'obtient à partir de l'équation de propagation d'un mode. Si le champ s'écrit :

$$\vec{E}_\omega(\vec{r}, t) = A_\omega(z, t) \vec{E}_\omega(x, y) e^{i(\omega t - \beta_\omega z)} = A_\omega(z, t) \vec{\mathcal{E}}_\omega(x, y, z) e^{i\omega t} \tag{C.10}$$

alors l'équation de propagation

$$\bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \times \vec{E}_\omega) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_\omega}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \overrightarrow{P^{\text{lin}}}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \overrightarrow{P^{\text{nl}}}}{\partial t^2} \tag{C.11}$$

devient, en négligeant les dérivées secondes de A_ω en z ou en t devant les termes de la forme $\beta \frac{\partial A_\omega}{\partial z}$ et $\omega \frac{\partial A_\omega}{\partial t}$, ainsi que les variations de $\bar{\chi}$ à l'échelle du spectre de A_ω :

$$\bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \times (A_\omega \vec{\mathcal{E}}_\omega)) - A_\omega \frac{\omega^2}{c^2} (1 + \bar{\chi}) \vec{\mathcal{E}}_\omega + \frac{2i\omega}{c^2} \frac{\partial A_\omega}{\partial t} (1 + \bar{\chi}) \vec{\mathcal{E}}_\omega = \frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \overrightarrow{P^{\text{nl}}}(\omega) \tag{C.12}$$

**Même dans les guides dits monomodes, il y a d'une part deux directions de propagation, et pour chacune d'entre elles, généralement, au moins deux modes correspondant à deux polarisations ; ceux-ci peuvent bel et bien présenter un couplage du fait d'effets non-linéaires, mais nous ne nous intéresserons pas à ce phénomène.

puis, en développant le double rotationnel :

$$\begin{aligned}
& A_\omega \bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}}_\omega) + \frac{\partial A_\omega}{\partial z} \overbrace{\left[\bar{\nabla}(\vec{\mathcal{E}}_\omega \cdot \hat{\mathbf{e}}_z) - 2 \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}_\omega}{\partial z} + (\bar{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{E}}_\omega) \hat{\mathbf{e}}_z \right]}^{\simeq 2i\beta_\omega \vec{\mathcal{E}}_\omega} - A_\omega \frac{\omega^2}{c^2} (1 + \bar{\chi}) \vec{\mathcal{E}}_\omega + \frac{2i\omega}{c^2} \frac{\partial A_\omega}{\partial t} (1 + \bar{\chi}) \vec{\mathcal{E}}_\omega \\
& = \frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \vec{P}^{\text{nl}}(\omega)
\end{aligned} \tag{C.13}$$

d'où :

$$\beta_\omega \frac{\partial A_\omega}{\partial z} \vec{\mathcal{E}}_\omega + \frac{\omega}{c^2} \frac{\partial A_\omega}{\partial t} (1 + \bar{\chi}) \vec{\mathcal{E}}_\omega = - \frac{i\omega^2}{2\epsilon_0 c^2} \vec{P}^{\text{nl}}(\omega) \tag{C.14}$$

ce qui, si l'on pose : $\beta_\omega = \frac{\omega n_\omega}{c}$ se résume à :

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial A_\omega}{\partial z} \vec{\mathcal{E}}_\omega + \frac{1}{cn_\omega} \frac{\partial A_\omega}{\partial t} (1 + \bar{\chi}) \vec{\mathcal{E}}_\omega = - \frac{i\omega}{2n_\omega \epsilon_0 c^2} \vec{P}^{\text{nl}}(\omega) e^{i\beta_\omega z} \\
& = - \frac{i\omega}{2n_\omega \epsilon_0 c} \left\{ \iint \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega) \bar{\chi}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) : A_{\omega_1} \vec{\mathcal{E}}_{\omega_1} A_{\omega_2} \vec{\mathcal{E}}_{\omega_2} e^{-i(\beta_{\omega_1} + \beta_{\omega_2})z} d^2 \omega_k \right. \\
& \quad + \iiint \delta(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega) \bar{\chi}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) : A_{\omega_1} \vec{\mathcal{E}}_{\omega_1} A_{\omega_2} \vec{\mathcal{E}}_{\omega_2} A_{\omega_3} \vec{\mathcal{E}}_{\omega_3} \\
& \quad \left. e^{-i(\beta_{\omega_1} + \beta_{\omega_2} + \beta_{\omega_3})z} d^3 \omega_k \right. \\
& \quad \left. + \dots \right\} e^{i\beta_\omega z}
\end{aligned}$$

Enfin, pour se ramener à l'enveloppe A_ω seule, on peut faire le produit scalaire avec $\vec{\mathcal{E}}_\omega^*$ et intégrer sur le profil transversal du mode, et poser des valeurs « efficaces » des susceptibilités et des indices. Alors :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_\omega}{\partial z} + \frac{n_\omega^{\text{eff}}}{c} \frac{\partial A_\omega}{\partial t} = - \frac{i\omega}{2n_\omega \epsilon_0 c} \left\{ \iint \chi_{\text{eff}}^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) A_{\omega_1} A_{\omega_2} e^{i(\beta_\omega - \beta_{\omega_1} - \beta_{\omega_2})z} d^2 \omega_k \right. \\
+ \iiint \chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega; \omega_1, \omega_2, \omega_3) A_{\omega_1} A_{\omega_2} A_{\omega_3} e^{i(\beta_\omega - \beta_{\omega_1} - \beta_{\omega_2} - \beta_{\omega_3})z} d^3 \omega_k \\
+ \dots \left. \right\}
\end{aligned} \tag{C.15}$$

où :

$$\begin{aligned}
& \iint |\vec{\mathcal{E}}_\omega|^2 dx dy = 1 \\
& n_\omega^{\text{eff}} = \frac{1}{n_\omega} \iint \vec{\mathcal{E}}_\omega^* \cdot (1 + \bar{\chi}) \vec{\mathcal{E}}_\omega dx dy \\
& \chi_{\text{eff}}^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) = \iint \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega) \vec{\mathcal{E}}_\omega^* \cdot \bar{\chi}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) : \vec{\mathcal{E}}_{\omega_1} \vec{\mathcal{E}}_{\omega_2} dx dy \\
& \chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega; \omega_1, \omega_2, \omega_3) = \iint \delta(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega) \vec{\mathcal{E}}_\omega^* \cdot \bar{\chi}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) : \vec{\mathcal{E}}_{\omega_1} \vec{\mathcal{E}}_{\omega_2} \vec{\mathcal{E}}_{\omega_3} dx dy
\end{aligned} \tag{C.16}$$

On voit ainsi que des fréquences optiques différentes de celles qu'on injecte dans le guide peuvent être obtenues. Pour être générées efficacement, elles doivent satisfaire aux critères suivants :

- du fait des $\delta(\omega_1 + \dots + \omega_N - \omega)$, correspondre à la somme de N fréquences pour un effet non-linéaire d'ordre N — ou à des différences puisque, le champ électrique étant réel, toute fréquence injectée est accompagnée de son opposée ;
- du fait des $e^{i(\beta_\omega - \beta_{\omega_1} - \dots - \beta_{\omega_N})z}$, avoir un indice sensiblement égal aux fréquences originelles, de façon à avoir : $\beta_{\omega_1} + \dots + \beta_{\omega_N} \simeq \frac{n}{c}(\omega_1 + \dots + \omega_N) \simeq \beta_\omega$ à l'échelle de la longueur du guide (condition d'accord de phase) ;
- se propager dans le guide — ce qui voudra dire, par exemple dans le cas d'un amplificateur optique à semi-conducteurs, qu'elle devra être proche des fréquences originelles pour rester dans la bande passante d'amplification.
- faire intervenir un ordre de non-linéarité faible, puisque *a priori* les grands ordres sont moins efficaces.

Ce dernier point tendrait à favoriser les effets d'ordre 2. Néanmoins, ceux-ci se prêtent rarement aux deux conditions précédentes — accord de phase et bande passante — et, de plus, sont inexistantes dans les matériaux centrosymétriques.* Cela ne veut pas dire qu'ils sont inexistantes, témoin l'effet électro-optique à base duquel opèrent les modulateurs au niobate de lithium, ou le doublement de fréquence permettant d'utiliser un laser Nd : YAG à $0,53 \mu\text{m}$ plutôt qu'à $1,06$. Mais, travaillant dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs, nous nous intéresserons plus volontiers aux effets non-linéaires du troisième ordre.

C.3 Exemple : le mélange à quatre ondes

Supposons que l'on injecte deux faisceaux monochromatiques, de pulsations ω_a et ω_b proches l'une de l'autre, dans un guide présentant des effets non-linéaires d'ordre 3. En régime stationnaire, on aura ainsi :

$$\vec{E}(z=0, t) = a_0 \vec{E}_{\omega_a} e^{i\omega_a t} + b_0 \vec{E}_{\omega_b} e^{i\omega_b t} + \text{c.c.} \quad (\text{C.17a})$$

ou, spectralement :

$$\vec{E}(z=0, \omega) = a_0 \vec{E}_{\omega_a} \delta(\omega - \omega_a) + a_0^* \vec{E}_{\omega_a}^* \delta(\omega + \omega_a) + b_0 \vec{E}_{\omega_b} \delta(\omega - \omega_b) + b_0^* \vec{E}_{\omega_b}^* \delta(\omega + \omega_b) \quad (\text{C.17b})$$

en d'autres termes :

$$A_{\omega_a}(z=0) = a_0 = A_{-\omega_a}^*(z=0) \quad (\text{C.17c})$$

$$A_{\omega_b}(z=0) = b_0 = A_{-\omega_b}^*(z=0) \quad (\text{C.17d})$$

$$A_\omega(z=0) = 0 \quad (\text{C.17e})$$

*Considérons la susceptibilité d'ordre 2. Une transformation géométrique T change ce tenseur d'ordre 3 en : $\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)'} = \sum_{m,a,b} T_{\mu m} T_{\alpha a} T_{\beta b} \chi_{mab}^{(2)}$. Dans le cas d'une inversion (symétrie centrale), $T_{ij} = -\delta_{ij}$ et donc : $\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)'} = -\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)}$. Si le matériau est centrosymétrique, cette inversion ne doit pas changer la susceptibilité, donc : $\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)'} = \chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)} = -\chi_{\mu\alpha\beta}^{(2)} = 0$. Cette propriété s'étend naturellement aux autres susceptibilités d'ordre pair.

Alors l'équation d'évolution de l'enveloppe pour une pulsation ω donnée s'écrit, près de $z = 0$, en posant $a = A_{\omega_a}$ et $b = A_{\omega_b}$:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_\omega}{\partial z} + \frac{n_\omega^{\text{eff}}}{c} \frac{\partial A_\omega}{\partial t} &= -\frac{i\omega}{2n_\omega \epsilon_0 c} \iiint \chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega; \omega_1, \omega_2, \omega_3) A_{\omega_1} A_{\omega_2} A_{\omega_3} e^{i(\beta_\omega - \beta_{\omega_1} - \beta_{\omega_2} - \beta_{\omega_3})z} d^3 \omega_k \\
&\propto \chi_{\text{eff}}^{(3)}(3\omega_a; \omega_a, \omega_a, \omega_a) a^3 e^{i(\beta_{3\omega_a} - 3\beta_{\omega_a})z} + \text{c.c.} [-3\omega_a] \\
&\quad + \chi_{\text{eff}}^{(3)}(3\omega_b; \omega_b, \omega_b, \omega_b) b^3 e^{i(\beta_{3\omega_b} - 3\beta_{\omega_b})z} + \text{c.c.} [-3\omega_b] \\
&\quad + 3\chi_{\text{eff}}^{(3)}(2\omega_a + \omega_b; \omega_a, \omega_a, \omega_b) a^2 b e^{i(\beta_{2\omega_a + \omega_b} - 2\beta_{\omega_a} - \beta_{\omega_b})z} + \text{c.c.} [-2\omega_a - \omega_b] \\
&\quad + 3\chi_{\text{eff}}^{(3)}(2\omega_b + \omega_a; \omega_b, \omega_b, \omega_a) b^2 a e^{i(\beta_{2\omega_b + \omega_a} - 2\beta_{\omega_b} - \beta_{\omega_a})z} + \text{c.c.} [-2\omega_b - \omega_a] \\
&\quad + 3\chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega_a; \omega_a, \omega_a, -\omega_a) |a|^2 a + \text{c.c.} [-\omega_a] \\
&\quad + 3\chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega_b; \omega_b, \omega_b, -\omega_b) |b|^2 b + \text{c.c.} [-\omega_b] \\
&\quad + 3\chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega_a; \omega_a, \omega_b, -\omega_b) |b|^2 a + \text{c.c.} [-\omega_a] \\
&\quad + 3\chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega_b; \omega_b, \omega_a, -\omega_a) |a|^2 b + \text{c.c.} [-\omega_b] \\
&\quad + 3\chi_{\text{eff}}^{(3)}(2\omega_a - \omega_b; \omega_a, \omega_a, -\omega_b) a^2 b^* e^{i(\beta_{2\omega_a - \omega_b} - 2\beta_{\omega_a} + \beta_{\omega_b})z} + \text{c.c.} [-2\omega_a + \omega_b] \\
&\quad + 3\chi_{\text{eff}}^{(3)}(2\omega_b - \omega_a; \omega_b, \omega_b, -\omega_a) b^2 a^* e^{i(\beta_{2\omega_b - \omega_a} - 2\beta_{\omega_b} + \beta_{\omega_a})z} + \text{c.c.} [-2\omega_b + \omega_a]
\end{aligned} \tag{C.18}$$

Les pulsations excitées sont recensées (boîtes grisées). On retrouve :

- le triplement de fréquence ($3\omega_{[ab]}$) et la génération d'harmoniques sommes ($2\omega_{[ab]} + \omega_{[ba]}$), qui peuvent être observés mais tombent généralement en-dehors du champ de fréquence étudié voire de la bande passante du guide ;
- l'effet Kerr dynamique (à $\omega_{[ab]}$), qui entraîne automodulation et intermodulation de phase en perturbant la propagation linéaire des faisceaux incidents ;
- le mélange à quatre ondes (à $2\omega_{[ab]} - \omega_{[ba]}$), qui génère des fréquences proches de celles des faisceaux incidents donc ayant une chance de satisfaire à la condition d'accord de phase et de rester dans la bande passante du guide — voire d'être amplifiées si le guide est actif.

On remarque que dans le cas du mélange à quatre ondes, le terme d'excitation est proportionnel au conjugué de l'un des faisceaux (b^* pour le terme en $2\omega_a - \omega_b$). Cet effet permet donc la réalisation de miroirs à conjugaison de phase, ou de systèmes de gestion de la dispersion sur fibre optique par inversion spectrale à mi-parcours (cf. section 3.3.4).

Cette situation peut naturellement être généralisée à plus de deux faisceaux incidents, auquel cas le mélange à quatre ondes — que nous qualifierons alors de *non dégénéré* — recouvrira tous les termes en $\chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega_i + \omega_j - \omega_k; \omega_i, \omega_j, -\omega_k) A_{\omega_i} A_{\omega_j} A_{\omega_k}^* e^{i(\beta_{\omega_i + \omega_j - \omega_k} - \beta_{\omega_i} - \beta_{\omega_j} + \beta_{\omega_k})z}$ (avec $\omega_k \neq \omega_i$ et $\omega_k \neq \omega_j$; le cas $\omega_i = \omega_j$, traité ci-dessus, sera appelé mélange à quatre ondes *dégénéré*).

Au-delà du recensement des fréquences générées, il n'est généralement pas simple de traiter le problème de façon à obtenir l'évolution des différentes amplitudes le long du guide, ni même leurs valeurs en sortie — sauf dans l'*approximation paramétrique* : si l'on considère les enveloppes a et b constantes suivant z (les effets non-linéaires ne sont qu'une faible perturbation), en régime stationnaire, on obtient :

$$A_{2\omega_a - \omega_b}(z) \propto a^2 b^* \frac{e^{\Delta\beta z}}{\Delta\beta} \quad \text{où : } \Delta\beta = \beta_{2\omega_a - \omega_b} - 2\beta_{\omega_a} + \beta_{\omega_b}. \tag{C.19}$$

Annexe D

Modèle des composants de boucles

Nous rassemblons ici les divers modèles employés pour représenter le fonctionnement des différents composants des boucles à verrouillage de phase, et notamment les boucles opto-électroniques présentées chapitres 5 et 6.

Avant de poser les équations déterminant le fonctionnement d'une boucle, il est bon d'avoir un modèle des sous-systèmes la composant. Nous aborderons donc sommairement le fonctionnement des comparateurs de phase, des oscillateurs commandés en tension, et des filtres électriques utilisés dans la boucle.

D.1 Comparateurs de phase

Un comparateur de phase est un dispositif capable de détecter le déphasage entre deux signaux sinusoïdaux. Cette fonction est non-linéaire ; nous en citerons deux réalisations possibles : les mélangeurs et les ponts de diodes.

D.1.1 Mélangeurs

Il est possible de réaliser très simplement un comparateur de phase à l'aide d'un mélangeur, *i.e.* un dispositif non-linéaire qui à deux signaux d'entrée s_1 et s_2 fait correspondre la sortie : $v = \kappa \cdot s_1 \cdot s_2$.

En effet, supposons que lesdits signaux d'entrée soient sinusoïdaux à des fréquences proches l'une de l'autre* :

$$s_1(t) = S_1^{(0)} \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \quad (\text{D.1a})$$

$$s_2(t) = S_2^{(0)} \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \quad (\text{D.1b})$$

alors :

$$\begin{aligned} v(t) &= \kappa S_1^{(0)} S_2^{(0)} \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \\ &= \frac{\kappa}{2} S_1^{(0)} S_2^{(0)} \left[\sin((\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2) + \sin((\omega_1 + \omega_2)t + \varphi_1 + \varphi_2) \right] \end{aligned} \quad (\text{D.1c})$$

*On introduit généralement une quadrature de phase entre les signaux, *cf.* note * page 19

La partie haute fréquence est coupée soit par un filtre placé après le mélangeur, soit par le filtre de boucle. On se peut alors se contenter de :

$$v(t) = \mathcal{K}_1(S_1^{(0)}, S_2^{(0)}) \sin[(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2] \quad (\text{D.2a})$$

$$\mathcal{K}_1(S_1^{(0)}, S_2^{(0)}) = \kappa S_1^{(0)} S_2^{(0)} \quad (\text{D.2b})$$

\mathcal{K}_1 étant la *sensibilité* du comparateur de phase.

D.1.2 Ponts de diodes

Un comparateur à quatre diodes est représenté figure D.1 page suivante. Nous appelons à nouveau les entrées s_1 et s_2 et la sortie v . Pour relier cette dernière aux premières, il est commode d'étudier séparément les intervalles où $s_1(t)$ est positif — auquel cas, idéalement, les diodes D_1 et D_2 conduisent et V_B est nul — et ceux où il est négatif — et inversement D_3 et D_4 sont passantes, et V_D est nul. Dans chacun de ces cas, l'état des diodes restantes dépend des valeurs relatives de V_B ou V_D , s_1 et $-s_1$. Le tableau D.2 page ci-contre résume les différentes possibilités.

Le cas général n'est pas évident à traiter, mais on peut supposer que les deux signaux sont à la même fréquence, et que l'un d'entre eux a une amplitude grande devant l'autre. En reprenant la même forme de signaux d'entrée que dans l'équation (D.1) avec : $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, on montre que :

$$S_1^{(0)} \gg S_2^{(0)} \quad \Rightarrow \quad \langle v(t) \rangle = \frac{S_2^{(0)}}{\pi} \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (\text{D.3a})$$

$$S_1^{(0)} \ll S_2^{(0)} \quad \Rightarrow \quad \langle v(t) \rangle = \frac{S_1^{(0)}}{2\pi} \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (\text{D.3b})$$

où $\langle v(t) \rangle$ est la moyenne de $v(t)$ sur une période.

Ce type de comparateur de phase est donc également sinusoïdal. Toutefois, à la différence du simple mélangeur, sa sensibilité n'est pas forcément proportionnelle aux deux amplitudes d'entrée mais peut ne dépendre que de la plus faible.

D.1.3 Système de comparaison de phase utilisé dans la boucle opto-électronique

La boucle à verrouillage de phase présentée chapitre 6 fonctionne grâce à un comparateur de phase classique à quatre diodes, fonctionnant autour de 10 MHz. Il est utilisé en régime asymétrique : le signal de référence est beaucoup plus puissant que le signal de mélange. Sa tension de sortie est donc proportionnelle à l'amplitude dudit signal de mélange en sortie du photodétecteur.

Pour un signal électrique de -20 dB_m (qui correspond à une puissance moyenne de mélange à quatre ondes égale à $-27,3 \text{ dB}_m$ pour un gain du photodétecteur de 12 V/mW), on observe une sensibilité de :

$$K_1(-20 \text{ dB}_m) = 0,1 \text{ V/rad} \quad (\text{D.4})$$

Par contre, la boucle du chapitre 5 utilise un système optique non-linéaire en guise de comparateur de phase. Celui-ci a été étudié section 4.4.3 ; rappelons-en le résultat :

$$\frac{v_1}{P_{\text{FWM}}} = (10,64 \text{ V/mW}) \times \left\{ \sin \varphi(t - \tau) - 0,22 \cos 2\varphi(t - \tau) - 0,047 \sin 3\varphi(t - \tau) \right\} \quad (\text{4.7-bis})$$

$$\tau = 240 \text{ ns} \quad (\text{4.8-bis})$$

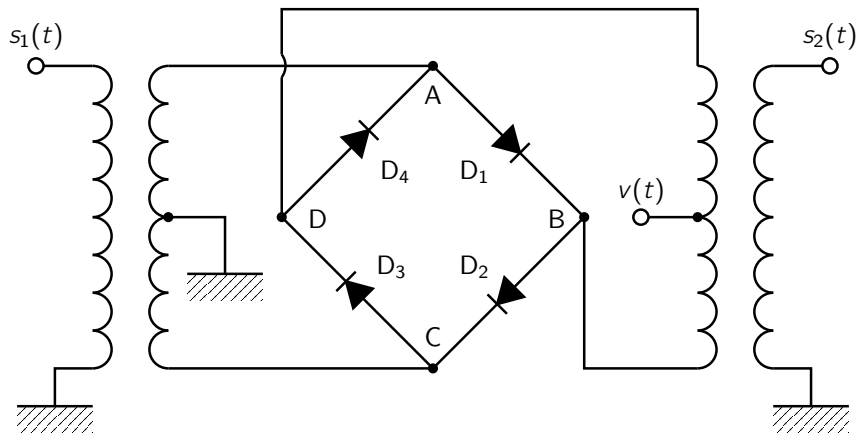


FIG. D.1 – Comparateur de phase à quatre diodes.

$s_1(t) > 0$ D_1 passe D_2 passe $V_B(t) = 0$	$s_2(t) > \frac{s_1(t)}{2}$ D_3 bloque D_4 passe	$-\frac{s_1(t)}{2} < s_2(t) < \frac{s_1(t)}{2}$ D_3 bloque D_4 bloque	$s_2(t) < -\frac{s_1(t)}{2}$ D_3 passe D_4 bloque
	$V_D(t) = \frac{s_1(t)}{2}$ $v(t) = \frac{s_1(t)}{4}$	$V_D(t) = s_2(t)$ $v(t) = \frac{s_2(t)}{2}$	$V_D(t) = -\frac{s_1(t)}{2}$ $v(t) = \frac{s_1(t)}{4}$
$s_1(t) < 0$ D_3 passe D_4 passe $V_D(t) = 0$	$V_B(t) = -\frac{s_1(t)}{2}$ $v(t) = -\frac{s_1(t)}{4}$	$V_B(t) = -s_2(t)$ $v(t) = -\frac{s_2(t)}{2}$	$V_B(t) = \frac{s_1(t)}{2}$ $v(t) = \frac{s_1(t)}{4}$
	$-s_2(t) > -\frac{s_1(t)}{2}$ D_1 bloque D_2 passe	$-\frac{s_1(t)}{2} < s_2(t) < \frac{s_1(t)}{2}$ D_1 bloque D_2 bloque	$-s_2(t) < \frac{s_1(t)}{2}$ D_1 passe D_2 bloque

TAB. D.2 – Fonctionnement du comparateur de phase à quatre diodes idéal.

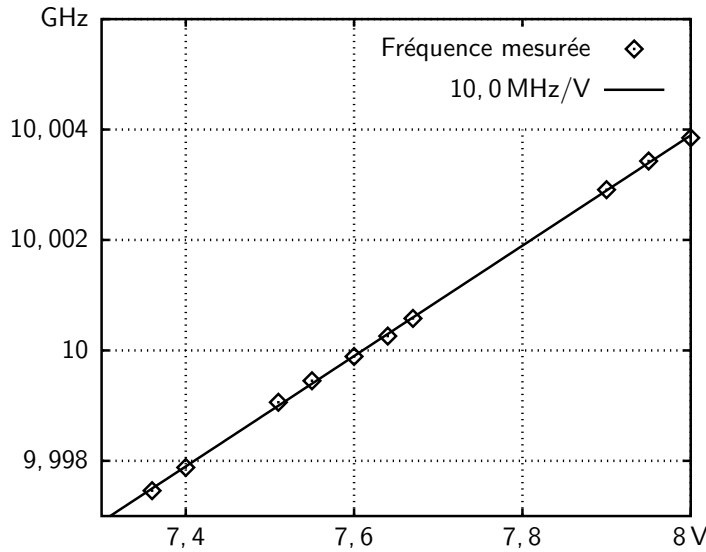


FIG. D.3 – Fréquence générée par le bloc VCO en fonction de sa tension de commande

D.2 Oscillateurs commandés en tension

Un oscillateur commandé en tension, comme son nom l'indique, est un système générant un signal sinusoïdal d'amplitude constante et de fréquence — donc de phase — dépendant d'une tension de commande. Contrairement au comparateur de phase, il ne sera pas nécessaire d'en détailler le fonctionnement ; nous nous contenterons donc d'un modèle simple :

$$u(t) = U_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0(t)) \quad \text{où : } \frac{d\varphi_0}{dt} = K_3 v(t) \quad (\text{D.5})$$

v étant l'entrée de commande du VCO, ω_0 sa pulsation naturelle d'oscillation, et K_3 sa sensibilité.

Comme c'est lui qui fournira le signal de sortie pour les applications de récupération d'horloge, on cherchera à ce que le VCO ait une grande pureté spectrale et une bonne stabilité. Il est également intéressant qu'il puisse fonctionner sur une large plage de fréquences — idéalement toute la gamme couverte par le gain de la boucle : $[\omega_0 - K; \omega_0 + K]$, ce que nous supposerons en général pour la modélisation.

D.2.1 Système oscillant utilisé dans la boucle opto-électronique

Nous avons vu chapitres 5 et 6 que le VCO utilisé doit fournir à la fois un signal autour de 2 GHz et un signal à fréquence quintuple (autour de 10 GHz, on l'aura deviné). Le bloc oscillateur est donc constitué d'un VCO fonctionnant autour de 2 GHz dont la sortie passe dans un quintupleur de fréquence actif. Deux diviseurs de puissance permettent d'avoir accès aux deux horloges.

Le signal obtenu a une pureté spectrale suffisamment grande pour être considéré comme un simple VCO, de sensibilité globale quintuple de celle du VCO à 2 GHz. Nous avons mesuré la première : la figure D.3 représente la fréquence de sortie en fonction de la tension de commande. On obtient :

$$K_3 = 10,0 \text{ MHz/V} \quad (\text{D.6})$$

D.3 Filtres électriques

Une boucle à verrouillage de phase comporte toujours une chaîne de filtrage ou d'amplification entre le comparateur de phase et le VCO, que nous désignerons globalement sous le nom de « filtre de boucle ». Ici encore, nous ne nous attacherons pas à en détailler le fonctionnement mais nous contenterons d'utiliser le couple de sa réponse impulsionnelle f et de sa fonction de transfert F (transformées de Laplace l'une de l'autre), que nous modéliserons généralement par une fraction rationnelle de s . Par exemple, on peut utiliser un intégrateur :

$$F(s) = \frac{1}{s} \quad (\text{D.7})$$

ou un amplificateur et un filtre passe-bas :

$$F(s) = K_2 \frac{1 + \tau_2 s}{1 + \tau_1 s} \quad (\text{avec : } \tau_1 > \tau_2) \quad (\text{D.8})$$

ou toute autre combinaison.

D.3.1 Systèmes de filtrage utilisés dans la boucle opto-électronique

Le filtre de boucle envisagé à l'origine était une paire de filtres passe-bas raides, de bande passante 5 MHz, mis bout à bout. La fonction de transfert mesurée de l'ensemble est tracée figure D.4(a) page suivante.

Or il se trouve que le décaleur de tension placé à l'entrée du bloc VCO afin d'en ajuster la fréquence naturelle a une fréquence de coupure beaucoup plus basse, de l'ordre de 440 kHz. C'est donc lui qui impose le fonctionnement de la boucle ; les filtres raides, ayant un gain relativement plat sur tout ce domaine de fréquence, ne contribueront que par un retard de propagation du signal.

La fonction de transfert du décaleur est représentée figure D.4(b), et l'on voit qu'elle est caractéristique d'un filtre du premier ordre, donc sujette à un modèle très simple — alors que les filtres raides s'y seraient nettement moins prêtés. **

Au final, on utilisera :

$$F(s) = K_2 e^{-s\tau'} \frac{1 + \tau_2 s}{1 + \tau_1 s} \quad (\text{D.9a})$$

$$\tau' \simeq 310 \text{ ns} \quad (\text{D.9b})$$

$$\tau_1 \simeq 623 \text{ ns} \quad (\text{D.9c})$$

$$\tau_2 \simeq 26,6 \text{ ns} \quad (\text{D.9d})$$

De surcroît, la boucle hétérodyne du chapitre 6 fait intervenir deux filtres passe-bande centrés à 10 MHz et 10,01 GHz, dont la fonction de transfert respective est tracée figures D.4(c) et D.4(d) page suivante. Leur bande passante couvrant un domaine large devant les variations de fréquence attendues, nous supposerons qu'ils ne contribuent qu'en éliminant les signaux indésirables et en introduisant un délai supplémentaire, que l'on estime à 180 ns et 115 ns respectivement.

**Ce développement était bien sûr tout à fait inattendu ; la démarche effectivement suivie par l'auteur pour l'élaboration de cette boucle, sans — tout de même — avoir été chaotique, fut encore moins bien organisée que le présent manuscrit...

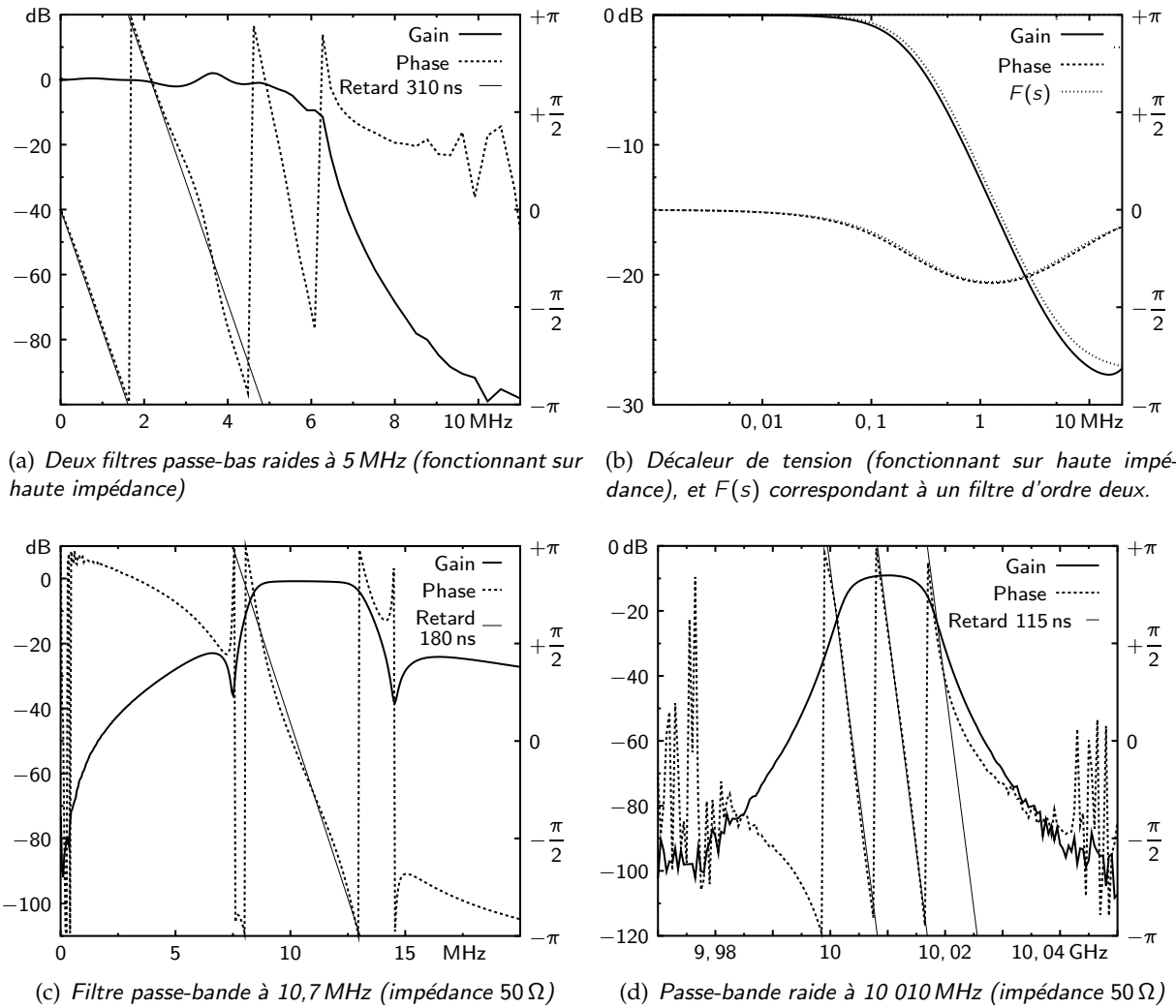


FIG. D.4 – Réponse des filtres utilisés dans les boucles opto-électroniques.

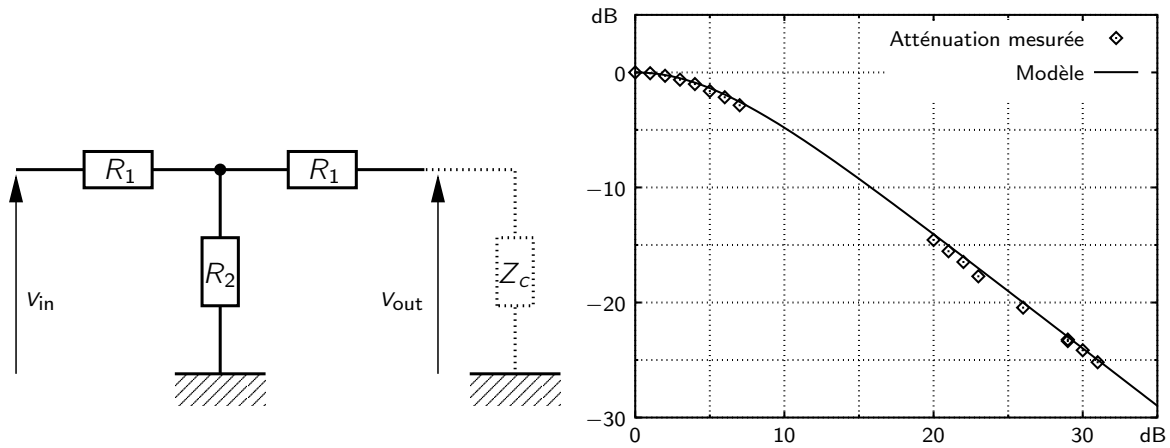
D.4 Atténuateurs électriques

Le gain de la boucle est ajusté, entre autres, au moyen d'atténuateurs électriques. Or ceux-ci sont généralement spécifiés pour une impédance de charge de 50 Ω , alors que certains des composants placés à leur sortie ont une entrée de haute impédance (le VCO notamment). Il convient donc d'estimer le rapport réel entre la tension à l'entrée de l'atténuateur et celle fournie au composant.

La figure D.5(a) page ci-contre représente un modèle simple d'atténuateur à trois résistances en T ; les valeurs de R_1 et R_2 sont déterminées par le comportement attendu lorsque la sortie est chargée à l'impédance caractéristique habituelle Z_c :

$$\frac{v_{\text{out}}}{v_{\text{in}}} = \alpha = 10^{-\frac{A_{\text{dB}}}{20}} \quad (\text{D.10a})$$

$$Z_{\text{in}} = Z_c \quad (\text{D.10b})$$



(a) Schéma d'atténuateur modélisé par trois résistances en T symétrique

(b) Atténuation mesurée en haute impédance, en fonction de l'atténuation à 50 Ω

FIG. D.5 – Fonctionnement en haute impédance d'un atténuateur.

On trouve alors les résistances, ainsi que l'atténuation lorsque la sortie n'est pas chargée :

$$R_1 = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} Z_c \quad (\text{D.11a})$$

$$R_2 = \frac{2\alpha}{1 - \alpha^2} Z_c \quad (\text{D.11b})$$

$$\alpha_{\text{h.i.}} = \frac{2\alpha}{1 + \alpha^2} \quad (\text{D.11c})$$

Ce modèle simple est d'une part cohérent : un tel atténuateur est symétrique (par construction), et il est fastidieux mais aisé de vérifier que deux d'entre eux mis bout à bout sont bien équivalents à un seul atténuateur d'atténuation égale au produit des deux premières ; et d'autre part il reproduit les valeurs d'atténuation mesurées, comme en témoigne la figure D.5(b).

Index

- amplificateur optique à semi-conducteurs, 3, 12, 14, 15, 33–45, 49, 65, 67, 78
 - applications, 39–45
 - diagramme de bandes, 34
 - effets non-linéaires dans, 36–39
 - massif, 35
 - matériaux, 34–36
 - paramètres typiques, 36
 - principe, 33–34
 - structures, 34–36
 - à puits quantiques, 35
 - émission spontanée amplifiée, 36
- approximation paramétrique, 50
- boucle à verrouillage de phase, 2, 3, 13–15, 17–32, 65, 67, 82
 - applications, 32
 - bande équivalente de bruit, 27
 - gain de la boucle, 20, 21
 - hétérodyne, 18
 - marge de phase, 26
 - opto-électronique
 - hétérodyne, 83–86
 - à un étage, 65–82
 - ordre, 21
 - paramètres pertinents, 30–31
 - principe, 17
 - régime accroché, 19
 - signal non sinusoïdal, 28
 - type, 21
 - équations de fonctionnement, 19–20
- conversion de longueur d'onde, 39–42, 44
 - par mélange à quatre ondes, 42
 - par modulation croisée, 40
 - de gain, 41
 - de phase, 42
- detuning, 49, 55
- désaccord en fréquence, *voir* detuning
- échauffement de porteurs, 37, 39, 42, 54
- ESNR, *voir* rapport signal à bruit électrique
- fonction de transfert, 101
- gigue, 10, 27, 107
 - mesure, 110
 - pénalité, 107–108
- inversion de population, 33
- lasers à semi-conducteurs
 - à (double) hétérojonction, 34
 - à homojonction, 34
- liaisons transocéaniques, 1
- matrice densité, 54
- modulation croisée, 39
 - de gain, 41, 42
 - de phase, 42
- multiplexage
 - en longueur d'onde, *voir* WDM
- mélange à quatre ondes, 3, 12, 14, 39, 42, 49, 55, 65, 67, 68, 78, 83, 119, 120
 - conversion de longueur d'onde par, *voir* conversion de longueur d'onde
 - approximation paramétrique, 120
 - conjugaison de phase, 44
 - dégénéré, 49, 120
 - inversion spectrale par, 44
 - modélisation, 50–55
 - non dégénéré, 120
 - pompe, 49
 - régénération par, 44
 - sonde, 49

OSNR, *voir* rapport signal à bruit optique

phase-locked loop, *voir* boucle à verrouillage de phase

plage de capture, 72

PLL, *voir* boucle à verrouillage de phase

pompage, 33

pulsation de la densité de porteurs, 12, 38, 39

pénalité, 107

rapport signal à bruit, 106, 110–111

optique, 106

électrique, 106

récupération d'horloge, 2, 3, 7–15, 17, 28, 32, 44, 57, 65, 73

fractionnelle, 10, 28, 32, 82, 86

par paquets, 13, 71

régénération, 43–44

réponse impulsionnelle, 101

semiconductor optical amplifier, *voir* amplificateur optique à semi-conducteurs

SNR, *voir* rapport signal à bruit

SOA, *voir* amplificateur optique à semi-conducteurs

trou spectral, 37, 39, 42, 54

wavelength division multiplexing, *voir* WDM

WDM, 1, 40, 42

Bibliographie

- [Agrawal86a] Govind P. Agrawal et Niloy K. Dutta. *Basic Concepts*, chapitre 2, pp. 23–69. Dans Agrawal [Agrawal86c], 1986.
- [Agrawal86b] Govind P. Agrawal et Niloy K. Dutta. *Introduction*, chapitre 1, pp. 1–22. Dans Agrawal [Agrawal86c], 1986.
- [Agrawal86c] Govind P. Agrawal et Niloy K. Dutta. *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold, 1986.
- [Agrawal86d] Govind P. Agrawal et Niloy K. Dutta. *Recombination mechanisms in semiconductors*, chapitre 3, pp. 70–141. Dans Agrawal [Agrawal86c], 1986.
- [Agrawal89] Govind P. Agrawal. *Wave Propagation in Optical Fibers*, chapitre 2, pp. 26–50. Academic Press, 1989.
- [Angot72a] André Angot. *Amplificateurs à contre-réaction. Critérium de stabilité de Nyquist. Évaluation de la stabilité par la méthode du lieu des pôles*, chapitre 8.4.8, pp. 592–596. Dans Angot [Angot72b], sixième édition, 1972.
- [Angot72b] André Angot. *Compléments de mathématiques à l'usage des ingénieurs de l'électrotechnique et des télécommunications*. Masson, sixième édition, 1972.
- [APCC99] *Fifth Asia-Pacific Conference on Communications and Fourth Optoelectronics and Communications Conference*, 1999.
- [Bellescize32] Henri de Bellescize. La réception synchrone. *L'Onde Électrique*, **11** : 230–240, juin 1932.
- [Bilenca02] A. Bilenca, D. Dahan, J. Lasri, et G. Eisenstein. All-optical processing by fiber delay and four-wave mixing of high-bit-rate nonreturn-to-zero signals for timing extraction by optical injection locking. *Photonics Technology Letters*, **14**(6), juin 2002.
- [Bintjas02] C. Bintjas, K. Yiannopoulos, N. Pleros, G. Theophilopoulos, M. Kalyvas, H. Avramopoulos, et G. Guekos. Clock recovery circuit for optical packets. *Photonics Technology Letters*, **14**(9) : 1363–1365, septembre 2002.
- [Blancha76a] Alain Blanchard. *Additive noise response*, chapitre 7, pp. 139–187. Dans [Blancha76d], 1976.
- [Blancha76b] Alain Blanchard. *Derived loops*, pp. 344–350. Dans [Blancha76d], 1976.
- [Blancha76c] Alain Blanchard. *Natural acquisition of the input signal*, chapitre 10, pp. 241–278. Dans [Blancha76d], 1976.
- [Blancha76d] Alain Blanchard. *Phase-locked loops : application to coherent receiver design*. John Wiley & Sons, 1976.

-
- [Bornholdt00] C. Bornholdt, B. Sartorius, S. Schelhase, M. Möhrle, et S. Bauer. Self-pulsating DFB laser for all-optical clock recovery at 40 Gbit/s. *Electronics Letters*, **36**(4) : 327–328, février 2000.
- [Chelles96] Sandrine Chelles, Fabrice Devaux, Daniel Meichenin, Didier Sigogne, Abdallah Ougazzaden, et Alain Carencu. Polarization insensitive wavelength conversion by cross gain modulation in a strained MQW optical amplifier. Dans [ECOC96], pp. 53–56.
- [Chesnoy02] Jose Chesnoy (éditeur). *Undersea fiber communication systems*. Elsevier Science, 2002.
- [Cohen73a] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, et Franck Laloë. *L'opérateur densité*, chapitre E_{III}, pp. 295–307. Volume 1 of Cohen [Cohen73b], 1973.
- [Cohen73b] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, et Franck Laloë. *Mécanique quantique*, volume 1. Hermann, éditeurs des sciences et des arts, 1973.
- [Corchia99] A. Corchia, C. Antonini, A. D'Ottavi, A. Mecozzi, F. Martelli, P. Spano, G. Guekos, et R. Dall'Ara. Mid-span spectral inversion without frequency shift for fiber dispersion compensation : a system demonstration. *Photonics Technology Letters*, **11**(2) : 275–277, février 1999.
- [Durhuus94] T. Durhuus, C. Joergensen, B. Mikkelsen, R.J.S. Pedersen, et K.E. Stubkjaer. All Optical Wavelength Conversion by SOA's in a Mach-Zehnder Configuration. *Photonics Technology Letters*, **6**(1) : 53–55, janvier 1994.
- [ECOC93] *19th European Conference on Optical Communication*, 1993.
- [ECOC96] *22th European Conference on Optical Communication*, 1996.
- [ECOC01] *27th European Conference on Optical Communication*, 2001.
- [ESA00] Huygens communications link enquiry board report, décembre 2000.
- [Frankle72a] Jacob Klapper et John T. Frankle. *Network Theory*, chapitre 2.1, p. 6. Dans Frankle [Frankle72b], 1972.
- [Frankle72b] Jacob Klapper et John T. Frankle. *Phase-Locked and Frequency-Feedback Systems*. Academic Press, 1972.
- [Frignac02] Yann Frignac, Gabriel Charlet, Wilfried Idler, Roman Dischler, Patrice Tran, Stéphanie Lanne, Sophie Borne, Catherine Martinelli, Gustav Veith, Amaury Jourdan, Jean-Pierre Hamaide, et Sébastien Bigo. Transmission of 256 wavelength-division and polarization-division-multiplexed channels at 47.2 Gb/s (10.2 Tb/s capacity) over 3x100 km of TeraLight™ fiber. Dans [OFC02], pp. 884–886.
- [Gallion02] Philippe Gallion. *Basics of digital optical communications*, chapitre 3, pp. 51–94. Dans Chesnoy [Chesnoy02], 2002.
- [Gallion03] Philippe Gallion. Noise in optical systems. Polycopié de cours, 2003.
- [Gosset02a] Christophe Gosset. *Amplification optique dans un milieu à semi-conducteurs massif*, chapitre 2, pp. 41–66. Dans [Gosset02b], 2002.
- [Gosset02b] Christophe Gosset. *Mélange à quatre ondes dans les structures semi-conductrices actives et ses applications à la régénération*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2002.
- [Gosset02c] Christophe Gosset. *Mélange à quatre ondes et régénération*, chapitre 3, pp. 67–112. Dans [Gosset02b], 2002.
-

- [Gosset02d] Christophe Gosset et Guang-Hua Duan. Multi-wavelength conversion and resynchronization of wavelength division multiplexed signals by use of four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier. Dans [OFC02], pp. 706–707.
- [Guerber02a] Patricia Guerber. *Les convertisseurs de longueur d'onde tout-optique*, chapitre II.1, pp. 52–58. Dans [Guerber02b], 2002.
- [Guerber02b] Patricia Guerber. *Étude d'un régénérateur 3R optique fondé sur des dispositifs convertisseurs de longueur d'onde à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteur à 10 et 40 Gbit/s*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2002.
- [Haus00] Hermann A. Haus. Noise figure definition valid from rf to optical frequencies. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, **6**(2) : 240–247, mars 2000.
- [ITU01] Key Global Telecom Indicators for the World Telecommunication Service Sector. http://www.itu.int/ITU-D/ict/statistics/at_glance/KeyTelecom99.html, 2001.
- [JNMO99] 7^e Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique, 1999.
- [Joindot96a] Irène Joindot et Michel Joindot. *Calcul de la probabilité d'erreur*, chapitre 7.2, pp. 449–462. Dans Joindot [Joindot96b], 1996.
- [Joindot96b] Irène Joindot et Michel Joindot. *Les télécommunications par fibres optiques*. Dunod, 1996.
- [Joindot96c] Irène Joindot et Michel Joindot. *Utilisation d'amplificateurs optiques*, chapitre 7.4.4, pp. 506–510. Dans Joindot [Joindot96b], 1996.
- [Kamatani96] Osamu Kamatani et Satoki Kawanishi. Ultrahigh-speed clock recovery with phase lock loop based on four-wave mixing in a traveling-wave laser diode amplifier. *Journal of Lightwave Technology*, **14**(8) : 1757–1767, août 1996.
- [Lasri01] J. Lasri, D. Dahan, A. Bilenca, G. Eisenstein, et D. Ritter. Clock recovery at multiple bit rates using direct optical injection locking of a self-oscillating InGaAs-InP heterojunction bipolar phototransistor. *Photonics Technology Letters*, **13**(12) : 1355–1357, décembre 2001.
- [Lee99] H. K. Lee, J. T. Ahn, M.-Y. Jeon, K. H. Kim, D. S. Lim, et C.-H. Lee. All-optical clock recovery from NRZ data of 10 Gb/s. *Photonics Technology Letters*, **11**(6), juin 1999.
- [Liu01] Fenghai Liu, Xueyan Zheng, Leif Oxenloewe, R.J.S. Pedersen, Palle Jeppesen, Jim Fraser, John D. Bainbridge, et Mike Cox. Optical fiber communication conference and exhibit. Dans [OFC01], pp. WK4–1–WK4–3.
- [Mathason98] B.K. Mathason, P.J. Delfyett, G.A. Alphonse, et J.C. Connolly. All-optical clock recovery and dynamics using mode-locked semiconductor lasers. Dans [OFC98], pp. 190–191.
- [Mecozzi98] A. Mecozzi, G. Contestabile, F. Martelli, L. Graziani, A. D'Ottavi, P. Spano, G. Guekos, R. Dall'Ara, et J.Eckner. Efficiency equalization of up- and down-conversion four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier using two pumps with orthogonal polarization. Dans [OFC98], pp. 107–108.
- [Meyr98a] Heinrich Meyr, Marc Moeneclaey, et Stefan A. Fichtel. *Bit error rate degradation caused by random tracking errors*, chapitre 7, pp. 419–444. Dans Meyr [Meyr98b], 1998.
-

-
- [Meyr98b] Heinrich Meyr, Marc Moeneclaey, et Stefan A. Fechtel. *Digital Communication Receivers*. John Wiley & Sons, 1998.
- [Mikkelsen93] B. Mikkelsen, M. Vaa, R.J. Pedersen, T. Durhuus, C. Joergensen, C. Braagaard, C. Storkfelt, K.E. Stubkjaer, P. Doussi re, G. Garabedian, C. Graver, E. Derouin, T. Fillion, D. Leclerc, et M. Klenk. 20 Gbit/s polarisation insensitive wavelength conversion in semiconductor optical amplifiers. Dans [ECOC93], pp. 73–76.
- [Murata00] K. Murata et Y. Yamane. 40 Gbit/s fully monolithic clock recovery IC using InAlAs/InGaAs/InP HEMTs. *Electronics Letters*, **36**(19) : 1617–1618, septembre 2000.
- [Nambu94] Yoshihiro Nambu et Akihisa Tomita. Spectral Hole Burning and Carrier-Heating Effect on the Transient Optical Nonlinearity of Highly Carrier-Injected Semiconductors. *Journal of Quantum Electronics*, **30**(9) : 1981–1994, septembre 1994.
- [OFC98] *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*, 1998.
- [OFC01] *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*, 2001.
- [OFC02] *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*, 2002.
- [Ogasawara88] N. Ogasawara et R. Ito. Longitudinal mode competition and asymmetric gain saturation in semiconductor injection lasers. II. Theory. *Japanese Journal of Applied Physics*, **27** : 615–626, avril 1988.
- [Optimist03a] Erwin Patzak, Juergen Saniter, et Didier Erasme. Technology Trends in Advanced Photonic (Sub)systems, juin 2003.
- [Optimist03b] The OPTIMIST consortium. EU Photonic Roadmap, Key Issues for Optical Networking, septembre 2003.
- [Optimist03c] The OPTIMIST consortium. European IST-programme ROADMAP for Optical Communications. *Annales des Télécommunications*, **62**(11-12), nov-d c 2003.   paraître.
- [Phillips00] I. D. Phillips, A. D. Ellis, T. Widdowson, D. Nasset, A. E. Kelly, et D. Trommer. 100 Gbit/s optical clock recovery using electrical phase-locked loop consisting of commercially available components. *Electronics Letters*, **36**(7) : 650–652, mars 2000.
- [Proakis01] John G. Proakis. *Digital Communications*. McGraw-Hill, fourth  dition, 2001. International edition 2001.
- [Rutman78] Jacques Rutman. Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources : Fifteen years of progress. *Proceedings of the IEEE*, **66**(9) : 1048–1075, septembre 1978.
- [Shirane01] M. Shirane, Y. Hashimoto, H. Kurita, H. Yamada, et H. Yokoyama. Optical sampling measurement with all-optical clock recovery using mode-locked diode lasers. Dans [OFC01], pp. MG2/1–MG2/3.
- [Soto96a] Horacio Soto Ortiz. *Description des phénomènes non linéaires intervenant dans les AOS et origine du mélange à quatre ondes*, chapitre 3, pp. 79–103. Dans Soto [Soto96b], 1996.
- [Soto96b] Horacio Soto Ortiz. *Dynamique des amplificateurs optiques à semi-conducteurs massifs*. Thèse de doctorat,  cole Nationale Supérieure des Télécommunications, 1996.
-

- [Soto96c] Horacio Soto Ortiz. *Méthode de la matrice de densité appliquée au processus de mélange à quatre ondes*, chapitre 4, pp. 105–138. Dans Soto [Soto96b], 1996.
- [Soto96d] Horacio Soto Ortiz. *Méthode expérimentale d'identification des phénomènes non-linéaires intervenant dans le processus de mélange à quatre ondes*, chapitre 6, pp. 169–194. Dans Soto [Soto96b], 1996.
- [Soto01] Horacio Soto, Didier Erasme, et Georg Guekos. 5-Gb/s XOR Optical Gate Based on Cross-Polarization Modulation in Semiconductor Optical Amplifiers. *Photonics Technology Letters*, **13**(4), avril 2001.
- [Theoph01] G. Theophilopoulos, K. Yiannopoulos, M. Kalyvas, C. Bintjas, G. Kalogerakis, H. Avramopoulos, L. Occhi, L. Schares, G. Guekos, S. Hansmann, et R. Dall'Ara. 40 GHz all-optical XOR with UNI gate. Dans [OFC01], pp. MB2–1–MB2–3.
- [Tong00] D. T. K. Tong, Kung-Li Deng, B. Mikkelsen, G. Raybon, K. F. Dreyer, et J. E. Johnson. 160 Gbit/s clock recovery using electroabsorption modulator-based phase-locked loop. *Electronics Letters*, **36**(23) : 1951–1952, novembre 2000.
- [Uskov94] A. Uskov, Jesper Mørk, et Jannik Mark. Wave Mixing in Semiconductor Laser Amplifiers Due to Carrier Heating and Spectral-Hole Burning. *Journal of Quantum Electronics*, **30**(8) : 1769–1781, août 1994.
- [Vareille01] Ghislaine Vareille, Bernard Julien, Fabrice Pitel, et Jean-François Marcerou. 3.65 Tbit/s [465 x 11.6 Gbit/s] transmission experiment over 6850 km using 22.2 GHz channel spacing in NRZ format. Dans [ECOC01], pp. 14–15.
- [Ware99] Cédric Ware, Horacio Soto Ortiz, et Didier Erasme. Méthode expérimentale d'identification des phénomènes non-linéaires impliqués dans le mélange à quatre ondes intervenant dans un amplificateur optique à semi-conducteurs. Dans [JNMO99], pp. E–41.
- [Ware02] Cédric Ware et Didier Erasme. Boucle à verrouillage de phase semi-optique utilisant le mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs. Dans *JNOG'02*, 2002.
- [Ware03] Cédric Ware, Renaud Gabet, et Didier Erasme. Opto-electronic phase-locked loop using four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier. Dans *CLEO/Europe'03*, 2003.
- [Wolfson99] D. Wolfson, P.B. Hansen, T. Fjelde, A. Kloch, C. Janz, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt, et M. Renaud. 40 Gbit/s all-optical 2R regeneration in an SOA-based all-active Mach-Zehnder interferometer. Dans [APCC99], pp. 456–457.
- [Wu02] Chongqing Wu et Hui Dong. The general solution of noncircular uniform optical waveguides in an arbitrary coordinate system and its applications. *Journal of Lightwave Technology*, **20**(8) : 1604–1608, août 2002.
-