



**HAL**  
open science

# Architecture de récepteur cohérent pour les liens optiques satellite-sol avec optique adaptative

Laurie Paillier

► **To cite this version:**

Laurie Paillier. Architecture de récepteur cohérent pour les liens optiques satellite-sol avec optique adaptative. Optique / photonique. Institut Polytechnique de Paris, 2020. Français. NNT : 2020IP-PAT026 . tel-03102885

**HAL Id: tel-03102885**

**<https://theses.hal.science/tel-03102885>**

Submitted on 7 Jan 2021

**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.

# Architecture de récepteur cohérent pour les liens optiques satellites- sol avec optique adaptative

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris  
préparée à Télécom Paris

École doctorale n°626 - Ecole Doctorale de  
l'Institut Polytechnique de Paris (ED IP Paris)  
Spécialité de doctorat: Electronique et Optoélectronique

Thèse présentée et soutenue à Châtillon, le 14 Octobre 2020, par

**Laurie Paillier**

Composition du Jury :

Christelle Aupetit-Berthelemot Professeure, ENSIL	Rapporteure
Aniceto Belmonte Professeur, Technical University of Catalonia, BarcelonaTech	Rapporteur
Géraldine Artaud Ingénieure de recherche, CNES	Examinatrice
Eleni Diamanti Directrice de recherche, Sorbonne Université	Présidente
Angélique Rissons Professeure, ISAE-SUPAERO	Examinatrice
Yves Jauën Professeur, Télécom Paris	Directeur de thèse
Raphaël Le Bidan Maitre de conférence, IMT-Atlantique	Co-Directeur de thèse
Jean-Marc Conan Ingénieur de recherche, ONERA	Invité
Nicolas Védrenne Ingénieur de recherche, ONERA	Invité



# Remerciements

Je tiens dans un premier temps à exprimer mes sincères remerciements à Jean-Marc Conan et Nicolas Védrenne. Jean-Marc, un grand merci pour ta bienveillance, ton humour et ton aide pendant ces trois années. Merci d’avoir toujours pris le temps de m’aider même si les sujets étaient parfois éloignés de ton domaine d’expertise. J’ai pris un grand plaisir à les découvrir avec toi. Nicolas, merci pour ton énergie débordante et ta confiance en moi. Tu n’as cessé de me « vendre du rêve » et je suis très heureuse de rejoindre ton équipe pour te suivre dans ta folie tes projets.

Je remercie Angélique Rissons, Christelle Aupetit-Berthelemot, Eleni Diamanti et Aniceto Belmonte de m’avoir fait l’honneur d’être dans mon jury de thèse. Merci également à Géraldine Artaud d’avoir suivi mon avancement côté CNES et à mes directeurs de thèse Yves Jaouën et Raphaël Le Bidan.

Un grand merci à tous les membres de l’équipe HRA pour votre bienveillance et de m’avoir accueillie parmi vous. Un remerciement un peu spécial à Aurélie, Marie-Thérèse et Cyril pour les discussions autour des communications optiques (ou pas) toujours intéressantes et pour tous les moments que vous avez consacrés à m’aider.

Mes remerciements vont aussi à Antoine, Chloé, Luca, Matthieu et Yann pour votre soutien moral constant et nos innombrables discussions techniques ou non, pour les mots croisés, les carrés magiques et les 6 qui prend. Je remercie également Andreas C., Cyril P., Hiyam, Hugo, Léa, Nicolas L., Olivier, Romain, mon premier stagiaire Keryann et les nouveaux Alix Y., Emile, Daniel, Pablo, Perrine et Valentina. Votre enthousiasme et votre bonne humeur sont thérapeutiques. Un très très grand merci à Alix M. et à Caroline pour votre soutien inconditionnel et votre gentillesse. Merci pour vos conseils toujours pertinents et de m’avoir soutenue en particulier pendant la rédaction.

Merci à Alix B., Vincent, Delphine et Pierre (le meilleur MJ!), Céline et Matthias pour tous les bons moments partagés. Merci à Riot Games d’avoir apporté une pointe de sel à nos soirées. Une tendre pensée à Cécile pour nos conversations pendant le confinement. Je garderai le souvenir de la rédaction de cette thèse pendant que tu me parlais de ta grossesse. Je vous souhaite que du bonheur à toi, à Benoit et à Andreas bien sûr.

Clorinde, je te dédie ce manuscrit et je te remercie pour tout ce que tu m’as apporté en grandissant. Tu es à l’origine de ma motivation et du grain de folie qui m’entraîne dans des aventures toujours au-delà de ma zone de confort. Même si nous nous retrouvons bien moins qu’avant, je suis toujours ta plus grande fan.



Merci à mes parents, mon frère Jérémie et ma sœur Elise de m'avoir écoutée sans trop comprendre, de m'avoir préparé de la sauce à l'oseille et de m'avoir ravitaillée en miel, en chocolat, en œuf, en gelée de coing et en pâté de campagne. C'était certainement la meilleure façon de m'aider durant ma scolarité !

Je termine cette page en remerciant ceux qui illuminent ma vie au quotidien. Merci à mon merveilleux petit chat Patapouf d'avoir suivi tous les moments de l'avancement de mon manuscrit sagement endormi sur mon bureau et surtout un très grand merci à William pour tes encouragements, ta patience et ton soutien inestimable.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Chaîne de communication cohérente pour les liens satellite-sol</b>	<b>5</b>
1.1 Contexte liens optiques hauts débits satellite - sol	6
1.1.1 Intérêts et limitations	7
1.1.2 Communications optiques en détection cohérente en espace libre	8
1.2 Émetteur	9
1.2.1 Encodage différentiel	10
1.2.2 Modulateur électro-optique	11
1.3 Méthodes de détection d'un signal optique BPSK	13
1.3.1 Détection directe	13
1.3.2 Détection cohérente	14
1.3.3 Sensibilité et probabilité d'erreur	19
1.3.4 Comparaison des méthodes de détection	23
1.4 Récepteur numérique	24
1.4.1 Synchronisation grossière	25
1.4.2 Synchronisation rythme	25
1.4.3 Synchronisation fine en fréquence et en phase	26
1.5 Établissement d'un modèle de signal discret	28
1.5.1 Turbulence atmosphérique	28
1.5.2 Sources Laser	28
1.5.3 Décalage en fréquence par effet Doppler	29
1.5.4 Modèle de signal discret	29
1.6 Conclusion	31
<b>2 Impact de la propagation à travers la turbulence et de la correction par optique adaptative</b>	<b>33</b>
2.1 Propagation d'une onde optique à travers la turbulence atmosphérique	35
2.1.1 Turbulence atmosphérique	35
2.1.2 Modélisation de la propagation par la méthode des écrans de phase	37
2.1.3 Conditions de turbulence	41
2.2 Optique adaptative	42

2.2.1	Principe de fonctionnement . . . . .	42
2.2.2	Modélisation de la correction par optique adaptative . . . . .	44
2.2.3	Établissement d'un budget d'erreurs . . . . .	45
2.2.4	Exemple de budget d'erreurs d'un système d'optique adaptative . . . . .	46
2.3	Impact de la turbulence sur le couplage complexe . . . . .	48
2.3.1	Définition du couplage complexe . . . . .	48
2.3.2	Exemples de séries temporelles de flux couplés et de bruit de phase turbulent . . . . .	49
2.4	Bilan de liaison . . . . .	52
2.4.1	Gains d'antenne . . . . .	52
2.4.2	Atténuations du signal au niveau des modules d'émission et de réception . . . . .	52
2.4.3	Pertes liées à la propagation en espace libre . . . . .	53
2.4.4	Marge sur la puissance reçue . . . . .	53
2.5	Conclusion . . . . .	54
<b>3</b>	<b>Méthode de synchronisation fine du décalage en fréquence et en phase par boucle à verrouillage de phase numérique</b>	<b>55</b>
3.1	Critère d'estimation aveugle en boucle fermée de la phase en présence de modulation BPSK . . . . .	56
3.2	Structure de la boucle . . . . .	58
3.2.1	Détecteur de phase . . . . .	59
3.2.2	Filtre de boucle . . . . .	60
3.2.3	Oscillateur contrôlé numériquement (NCO) . . . . .	61
3.3	Principe de fonctionnement d'une boucle à verrouillage de phase du second ordre . . . . .	61
3.3.1	Etude du comportement de la boucle en régime d'acquisition . . . . .	62
3.3.2	Étude en régime linéaire . . . . .	69
3.4	Influence du bruit sur le fonctionnement de la boucle . . . . .	71
3.4.1	Bande équivalente de bruit . . . . .	72
3.4.2	Précision de l'estimation . . . . .	73
3.4.3	Temps moyen avant saut de cycle . . . . .	74
3.4.4	Impact du bruit de phase laser sur la précision de correction . . . . .	75
3.5	Méthodologie de conception d'une PLL numérique pour les liens satellite-sol . . . . .	77
3.5.1	Détermination des paramètres de la PLL . . . . .	78
3.5.2	Validation numérique . . . . .	80
3.6	Conclusion . . . . .	83
<b>4</b>	<b>Méthodes d'estimation aveugle en boucle ouverte du décalage en fréquence et en phase en présence de modulation BPSK</b>	<b>85</b>
4.1	Principe de l'estimation aveugle en M-PSK . . . . .	87
4.2	Estimation conjointe en aveugle du décalage en fréquence et en phase . . . . .	88
4.3	Estimation fine du décalage en fréquence . . . . .	89
4.3.1	Méthode d'estimation basée sur la transformée de Fourier . . . . .	90
4.3.2	Méthode d'estimation par différence de phase . . . . .	93

4.3.3	Comparaison des deux estimateurs de décalage en fréquence . . . . .	94
4.3.4	Impact d'une accélération Doppler . . . . .	96
4.4	Estimation fine du décalage en phase . . . . .	97
4.4.1	Principe de fonctionnement de l'estimateur de Viterbi-Viterbi . . . . .	98
4.4.2	Impact d'un bruit de phase laser sur la performance . . . . .	99
4.4.3	Impact d'un résidu de fréquence . . . . .	100
4.4.4	Impact sur le taux d'erreur binaire . . . . .	102
4.5	Etude de la mise en cascade de l'estimateur de fréquence avec l'estimateur de phase . . . . .	105
4.5.1	Précision de l'estimation . . . . .	105
4.5.2	Performance en taux d'erreur binaire . . . . .	107
4.5.3	Choix de l'estimateur en fréquence . . . . .	108
4.5.4	Comparaison avec la méthode par boucle à verrouillage de phase . . . . .	108
4.6	Conclusion . . . . .	110
<b>5</b>	<b>Impact de la turbulence atmosphérique sur la synchronisation fine phase et fréquence en présence de correction par optique adaptative</b>	<b>111</b>
5.1	Adaptation de la PLL aux fluctuations d'amplitude . . . . .	112
5.2	Performances mesurées dans le scénario de turbulence A . . . . .	116
5.2.1	Temps de convergence de la PLL . . . . .	116
5.2.2	Précision de l'estimation . . . . .	117
5.2.3	Impact sur la performance . . . . .	119
5.3	Performances mesurées dans le scénario de turbulence B . . . . .	123
5.3.1	Précision de l'estimation . . . . .	123
5.3.2	TEB en présence d'un défaut de synchronisation . . . . .	125
5.4	Synthèse comparative des deux solutions de synchronisation . . . . .	126
5.4.1	Précision de la synchronisation en présence de turbulence . . . . .	127
5.4.2	Impact du bruit de phase turbulent . . . . .	128
5.4.3	Impact sur la performance TEB . . . . .	128
5.5	Conclusion . . . . .	129
	<b>Conclusion</b>	<b>131</b>
	<b>Annexe A - Estimation du résidu de décalage et d'accélération Doppler</b>	<b>135</b>
	<b>Annexe B - Liste des communications</b>	<b>139</b>
	<b>Annexe C - Publication : Space-Ground Coherent Optical links : Ground Receiver Performance With Adaptive Optics and Digital Phase-Locked Loop (<i>JLT, 2020</i>)</b>	<b>140</b>
	<b>Références</b>	<b>162</b>



# Table des figures

1.1	Structure de la chaîne de communication . . . . .	6
1.2	Constellations des modulations BPSK ( $M = 2$ ), QPSK ( $M = 4$ ) et 8-PSK ( $M = 8$ ). . . . .	10
1.3	Structure d'un encodeur différentiel. . . . .	11
1.4	Structure d'un décodeur différentiel. . . . .	11
1.5	Structure simplifiée d'un modulateur de Mach-Zehnder . . . . .	11
1.6	Principe de fonctionnement du modulateur de Mach-Zehnder pour la modulation d'un signal en intensité (a) et en phase (b). . . . .	13
1.7	Schéma de principe de la détection directe . . . . .	14
1.8	Structure d'un récepteur différentiel adapté à la réception de signaux modulés au format BPSK. . . . .	14
1.9	Représentation schématique du principe de la détection cohérente . . . . .	15
1.10	Schéma fonctionnel d'un détecteur cohérent. . . . .	16
1.11	Conversion du spectre optique vers un signal centré autour d'une fréquence intermédiaire $\omega_{FI} = \omega_{RX} - \omega_{OL}$ . . . . .	17
1.12	Principe de fonctionnement d'un récepteur hétérodyne. Le spectre du signal est dans un premier temps ramené autour de la fréquence intermédiaire $\omega_{FI}$ avant d'être transposé en bande de base dans un second temps. . . . .	17
1.13	En détection homodyne, le signal détecté est directement en bande de base mais seule la composante en phase (partie réelle) est détectée. . . . .	17
1.14	Schéma fonctionnel d'un montage de détection intradyne formé d'un mélangeur cohérent et deux systèmes de détection équilibrée dans le but de détecter la composante en phase $I_I$ (partie réelle) et la composante en quadrature $I_Q$ (partie imaginaire) du signal mélangé. . . . .	18
1.15	La méthode intradyne permet de détecter les fréquences positives et négatives en mesurant la composante en phase et en quadrature du signal. . . . .	19
1.16	Constellation de la modulation BPSK superposée avec la densité de probabilité de la variable $y$ . . . . .	20
1.17	TEB en fonction de la sensibilité mesurée en nombre moyen de photons détectés par bit envoyé (en dB) dans un cas de transmission limité par le bruit de photons pour différentes modalités de détection d'un signal BPSK. . . . .	22
1.18	Structure du système de traitement numérique du signal étudié . . . . .	24

1.19	Influence d'un déphasage statique et d'un écart fréquentiel sur la constellation BPSK (a) Déphasage nulle $\phi = 0$ rad (b) Déphasage statique $\phi = 0.7$ rad (c) Écart en fréquence statique $\phi_k = 2\pi\Delta f T k$ avec $2\pi\Delta f T = 0.1$ . . . . .	26
1.20	Représentation schématique du principe d'estimation assisté par pilotes (DA) (a), par retour de décision (b) et aveugle (NDA) (c). . . . .	27
2.1	Principe d'un lien optique descendant satellite-sol en présence de correction par optique adaptative . . . . .	34
2.2	Principe de la propagation par écrans de phase . . . . .	38
2.3	Exemple de résultats en sortie du logiciel TURANDOT. (a) Carte d'amplitude dans la pupille, (b) Phase turbulente dans la pupille modulo $2\pi$ . . . . .	40
2.4	Principe de fonctionnement d'une boucle d'optique adaptative . . . . .	43
2.5	Principe de l'analyseur de surface d'onde de Shack-Hartmann. . . . .	43
2.6	(a) Phase turbulente dans la pupille en sortie du simulateur TURANDOT (b) Phase résiduelle après correction par optique adaptative grâce au logiciel AOST. Les cartes de phases sont modulo $2\pi$ . . . . .	44
2.7	Variance de la phase résiduelle en fonction du nombre d'ordres radiaux corrigés pour les principales sources d'erreurs en sortie de correction par optique adaptative pour les conditions de turbulence du scénario A (voir tableau 2.1) ( $f_{ech} = 5$ kHz, $D_{RX} = 50$ cm). . . . .	47
2.8	Variance de la phase résiduelle en fonction du nombre d'ordres radiaux corrigés pour les principales sources d'erreurs en sortie de correction par optique adaptative dans le cas du scénario de turbulence B du tableau 2.1 ( $f_{ech} = 5$ kHz, $D_{RX} = 50$ cm). . . . .	47
2.9	Séries temporelles d'efficacité de couplage avec et sans correction par optique adaptative pour les scénarios A (a) et B (b) dont les conditions de turbulence sont décrites dans le tableau 2.1 et la correction par optique adaptative dans le tableau 2.2. . . . .	49
2.10	a. Densité de probabilité et b. fonction de répartition de l'efficacité de couplage pour deux conditions de turbulence avec et sans correction par optique adaptative. . . . .	50
2.11	Bruit de phase turbulent après correction par optique adaptative ( $n_r = 12$ , $f_{ech} = 5$ kHz) comparé au piston turbulent dans les conditions de turbulence du tableau 2.1 (a). La courbe en rouge correspond à la différence entre le bruit de phase turbulent et le mode de piston. . . . .	51
2.12	Autocorrélation du bruit de phase turbulent après correction par optique adaptative dans les deux scénarios de turbulence considérés (tableau 2.1) . . . . .	51
3.1	Schéma fonctionnel d'une boucle à verrouillage de phase. . . . .	58
3.2	Courbe en S du détecteur de phase de type Costas. . . . .	60
3.3	Schéma fonctionnel du filtre de boucle de gains $K_1$ et $K_2$ . . . . .	60
3.4	Schéma fonctionnel de l'oscillateur contrôlé numériquement de gain $K_0$ . . . . .	61
3.5	Modèle équivalent de la PLL. . . . .	62

3.6	Exemples de portraits de phase pour une PLL d'ordre 2 et type 2 avec un détecteur de phase de la forme $\epsilon \propto \sin(2\Delta\phi)$ . La figure (a) présente un point d'équilibre stable et met en évidence les séparatrices en rouge. La figure (b) présente plusieurs points d'équilibre stable atteint après sauts de cycle. Un exemple de trajectoire est mis en évidence en bleu. . . . .	65
3.7	Évolution de la dérivée de l'erreur de phase en fonction du temps. Illustration de la transition du régime d'acquisition de la PLL vers le régime de poursuite (a) en l'absence et (b) en présence de sauts de cycle. . . . .	66
3.8	Illustration d'une méthode d'évaluation graphique de la fréquence de <i>pull-out</i> grâce à un portrait de phase. Les courbes en rouge représentent les séparatrices. . . . .	68
3.9	Schéma récapitulatif des plages de fonctionnement d'une PLL d'ordre 2. . .	69
3.10	Schéma fonctionnel de la PLL en régime linéaire. . . . .	69
3.11	Réponse de la PLL à un décalage de phase statique pour différentes valeurs de coefficient d'amortissement $\xi$ . . . . .	71
3.12	Évolution de la variance de l'erreur de phase en fonction du RSB pour deux valeurs de bande équivalente de bruit $B_L T = 0.005$ et $B_L T = 0.0005$ ( $\xi = 1/\sqrt{2}$ , $\Delta f = 100$ MHz). . . . .	74
3.13	Évolution de la variance d'estimation en fonction du RSB pour deux valeurs de bande équivalente de bruit $B_L T = 0.005$ et $B_L T = 0.001$ ( $\xi = 1/\sqrt{2}$ , $\Delta f = 100$ MHz). . . . .	76
3.14	Évolution de la variance d'estimation en sortie de la PLL en fonction de la bande équivalente de bruit, pour $E_S/N_0 = 8$ dB. Les valeurs obtenues en simulations sont comparées à la limite (3.50). . . . .	77
3.15	Évolution temporelle du décalage fréquentiel durant le régime d'acquisition de la PLL pour un écart initial de 100 MHz ( $E_S/N_0 = 8$ dB). . . . .	81
3.16	Variance en sortie de la PLL numérique en présence de bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$ MHz, $\Delta\nu = 200$ kHz). . . . .	82
3.17	Évolution du TEB en fonction du RSB avec et sans bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$ MHz, $\Delta\nu = 200$ kHz) . . . . .	83
4.1	Système de synchronisation fine en boucle ouverte . . . . .	86
4.2	(a) EQM $\mathbb{E}[ \Delta f T - \widehat{\Delta f T} ^2]$ de l'écart en fréquence résiduel en fonction de $E_S/N_0$ pour différentes tailles de blocs $N_f$ . (b) EQM en fonction de $N_f$ pour $E_S/N_0 = 10$ dB. Les courbes simulées sont comparées à la limite théorique (4.13) ( $\Delta f = 100$ MHz, $T = 0.1$ ns). . . . .	92
4.3	Comparaison de l'EQM de l'écart en fréquence résiduel $\mathbb{E}[ \Delta f T - \widehat{\Delta f T} ^2]$ en sortie de l'estimateur par transformée de Fourier avec la borne théorique de Cramér-Rao d'une porteuse non modulée donnée en équation (4.14) . . .	92
4.4	Schéma fonctionnel de la méthode d'estimation et de compensation d'un décalage fréquentiel statique par différence de phase pour un signal au format de modulation BPSK. . . . .	93



4.5	(a) EQM de l'écart en fréquence résiduel en fonction du RSB pour différents nombre d'échantillons par blocs $N_f$ . Les résultats de simulations sont comparés à la limite théorique donnée par l'équation (4.19). (b) Illustration de la tendance d'évolution de l'EQM de la fréquence résiduelle en fonction du RSB. . . . .	95
4.6	EQM en fonction de $N_f$ à RSB fixé. Les résultats de simulations sont comparés à la limite théorique donnée par l'équation (4.19). . . . .	95
4.7	Comparaison de l'EQM avec la borne de Cramér-Rao d'une porteuse non modulée (UCRB) (équation (4.9) avec $l=1$ ). . . . .	96
4.8	EQM $\mathbb{E}[ \Delta f T - \widehat{\Delta f T} ^2]$ en fonction du RSB en présence de bruit de phase laser ( $\Delta\nu = 200$ kHz) (a) pour $N_f = 128$ et (b) pour $N_f = 512$ . Les résultats sont comparés aux bornes données en équation (4.13) et (4.28) . . . . .	96
4.9	Schéma fonctionnel de l'estimation et de la compensation de l'erreur de phase par la méthode de Viterbi-Viterbi. . . . .	98
4.10	Erreur quadratique moyenne $\mathbb{E} = [ \theta_k - \widehat{\theta}_0 ^2]$ en fonction du RSB pour différentes tailles de blocs d'estimation $N_p$ . La courbe en trait plein correspond à la borne de Cramér-Rao donnée en équation (4.26). . . . .	99
4.11	(a) EQM $\mathbb{E}[ \theta_k - \widehat{\theta}_0 ^2]$ en fonction du RSB en présence de bruit de phase laser ( $\Delta\nu = 200$ kHz). (b) EQM en fonction de la taille de bloc $N_p$ pour différents RSB. Les résultats sont comparés à la borne théorique (4.28). . . . .	100
4.12	Comparaison de l'EQM sur l'écart de phase avec la borne théorique de Cramér-Rao d'une porteuse non modulée (4.26) en présence d'un écart en fréquence $\delta f = 10$ MHz pour (a) $L = 8$ et (b) $L = 32$ . . . . .	102
4.13	Évolution de l'EQM en fonction de la taille des blocs d'observations $N_p$ en présence d'un résidu de fréquence $\delta f = 10$ MHz pour différentes valeurs de $E_S/N_0$ . Les courbes simulées sont comparées à la borne inférieure de l'EQM donnée par l'équation (4.38) . . . . .	103
4.14	TEB en fonction de $E_S/N_0$ en présence d'un bruit de phase laser de largeur spectrale $\delta\nu = 200$ kHz pour des tailles de blocs fixes $N_p = 4$ et $N_p = 16$ . Les courbes simulées sont comparées à l'expression théorique (1.36) . . . . .	104
4.15	TEB en fonction de $E_S/N_0$ en présence d'un résidu de fréquence $\delta f = 10$ MHz pour des tailles de blocs fixes $N_p = 4$ et $N_p = 16$ . Les courbes simulées sont comparées à l'expression théorique (1.36) . . . . .	104
4.16	EQM sur la phase en fonction du RSB pour les deux systèmes de synchronisation en boucle ouverte (Modulation BPSK, $N_f=512$ , $N_p=16$ , $\Delta f=100$ MHz) (a) sans bruit de phase laser et (b) en présence de bruit de phase laser ( $\Delta\nu = 200$ kHz). Les résultats de simulation sont comparées aux bornes théoriques (4.26) ou (4.28) si présence de bruit de phase laser. . . . .	106
4.17	Évolution de l'EQM de la phase résiduelle en fonction du RSB pour les deux systèmes de synchronisation en boucle ouverte (Modulation BPSK, $N_f=512$ , $N_p=16$ , $\Delta f=100$ MHz) sans bruit de phase laser. La figure illustre l'apparition d'un plancher d'erreur à fort RSB pour la méthode basée sur la transformée de Fourier discrète. . . . .	107

4.18	TEB en fonction du RSB $E_S/N_0$ pour $N_f=512$ et $N_p=16$ . Les courbes simulées sont comparées avec la courbe théorique obtenue pour un signal avec synchronisation parfaite (équation (1.36)) . . . . .	108
4.19	Evolution de l'EQM $\mathbb{E}[ \phi_k - \hat{\phi}_k ^2]$ en fonction du rapport $E_S/N_0$ pour les méthodes en boucle ouverte et fermée en absence (a) et en présence (b) de bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$ MHz, $\Delta \nu = 200$ kHz, modulation BPSK). . . . .	109
5.1	Méthode de synchronisation fine en boucle fermée proposée composée d'un AGC et d'une PLL. . . . .	113
5.2	Schéma fonctionnel de la boucle de contrôle automatique de gain. . . . .	114
5.3	Illustration du temps de convergence de l'AGC. . . . .	115
5.4	Évolution de la puissance du signal (a) en entrée et (b) en sortie de l'AGC pour un RSB moyen de 30 dB (valeur choisie uniquement pour l'illustration). . . . .	115
5.5	Évolution du décalage fréquentiel pendant le régime d'acquisition de la PLL en présence de turbulence atmosphérique après correction par optique adaptative (décalage fréquentiel initial $\Delta f = 100$ MHz, RSB moyen de 8dB). . . . .	117
5.6	Variance de la phase en sortie de la PLL en fonction de $E_S/N_0$ en présence de turbulence (Scénario A du tableau 2.1) après correction par optique adaptative avec et sans bruit de phase ( $\Delta f = 100$ MHz, $\Delta \nu = 200$ kHz). . . . .	118
5.7	EQM $\mathbb{E}[ \phi_k - \hat{\phi}_k ^2]$ en fonction de $E_S/N_0$ en présence de turbulence avec et sans bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$ MHz, $\Delta \nu = 200$ kHz) pour le système en boucle ouverte (scénario A). La courbe noire correspond à la simulation effectuée sans turbulence ni bruit de phase laser présentée en figure 4.17. . . . .	119
5.8	Impact des fluctuations d'amplitude sur le TEB pour les scénario de turbulence A et B (voir tableau 2.1) en présence de correction par optique adaptative. Les résultats sont comparées à la borne (1.36). . . . .	120
5.9	TEB en fonction du RSB moyen sur la série d'observations obtenu avec la méthode de synchronisation en boucle fermée, en présence de turbulence (scénario A voir tableau 2.1) après correction par optique adaptative. . . . .	121
5.10	TEB en fonction de RSB moyen sur la série d'observations obtenu avec la méthode en boucle ouverte, en présence de turbulence (scénario A voir tableau 2.1) après correction par optique adaptative. . . . .	122
5.11	Variance de la phase en sortie de la PLL en fonction de $E_S/N_0$ en présence de turbulence (Scénario B du tableau 2.1) après correction par optique adaptative en absence et en présence de bruit de phase ( $\Delta f = 100$ MHz, $\Delta \nu = 200$ kHz). . . . .	123
5.12	EQM $\mathbb{E}[ \phi_k - \hat{\phi}_k ^2]$ en fonction de $E_S/N_0$ en présence de turbulence avec le système de synchronisation en boucle ouverte avec et sans bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$ MHz, $\Delta \nu = 200$ kHz) pour le scénario B. . . . .	124
5.13	TEB en fonction de RSB moyen sur la série d'observations avec le système de synchronisation en boucle fermée, en présence de turbulence (scénario B voir tableau 2.1) après correction par optique adaptative. . . . .	125
5.14	TEB en fonction de RSB moyen sur la série d'observations avec le système de synchronisation en boucle ouverte, en présence de turbulence (scénario B voir tableau 2.1) après correction par optique adaptative. . . . .	126

A.1	Représentation schématique d'une orbite circulaire lors d'un passage par le zénith. . . . .	136
A.2	Évolution du résidu d'écart fréquentiel Doppler $\Delta f_d$ en fonction de l'élévation à $\Delta V_{err}$ fixe. . . . .	137

# Liste des tableaux

1.1	Probabilité d'erreur pour différentes méthodes de détection d'un signal BPSK en présence d'un bruit de photons . . . . .	22
1.2	Rapport signal sur bruit par bit $\gamma_b$ en dB pour atteindre un TEB = $10^{-4}$ . . . . .	23
2.1	Conditions de turbulence pour les scénarios A et B. Les premiers paramètres sont communs aux deux cas. Le scénario B se distingue par une première couche turbulente proche du sol plus turbulente. . . . .	42
2.2	Principaux paramètres de la boucle d'optique adaptative . . . . .	46
2.3	Bilan de liaison sur un lien descendant LEO-sol . . . . .	54
3.1	Résumé des paramètres de la PLL numérique . . . . .	80
5.1	RSB seuils pour les différentes méthodes de synchronisation ( $\Delta f = 100$ MHz, $\Delta\nu = 200$ kHz) . . . . .	127
A.1	Décalage fréquentiel Doppler résiduel $\Delta f_d$ estimé pour une élévation $\theta = 20^\circ$ ( $h = 500$ km). . . . .	138
A.2	Résidu d'accélération Doppler $\beta'_{max}$ estimé au zénith ( $h = 500$ km). . . . .	138



# Liste des abréviations

AGC	Automatic Gain Control
ASK	Amplitude Shift Keying
BPSK	Binary Phase Shift Keying
CAN	Convertisseur Analogique-Numérique
DA	Data Aided
DE-BPSK	Differentially Encoded Binary Phase Shift Keying
EDFA	Erbium-doped optical Fiber Amplifiers
EQM	Erreur Quadratique Moyenne
FI	Fréquence Intermédiaire
LEO	Low Earth Orbit
MAP	Maximum A posteriori
NDA	Non Data Aided
OOK	On Off Keying
PLL	Phase-locked loop
QPSK	Quadrature Phase Shift Keying
RF	Radiofréquence
RSB	Rapport Signal sur Bruit
TEB	Taux d'erreur binaire
WDM	Wavelength Division Multiplexing



# Introduction

## Contexte

L'essor des moyens d'observation du sol depuis l'espace, l'amélioration en résolution et l'accroissement de leur champ de vue, associé à un taux de revisite croissant requière de nouvelles solutions pour répondre à l'accroissement du besoin de télémétrie. Le développement d'un internet haut débit globalisé, en apportant une couverture à l'échelle mondiale constitue un enjeu de développement majeur pour l'économie de zones actuellement trop vastes et enclavées pour envisager un réseau fibré performant au coût très conséquent. Le recours aux communications optiques sol-satellite, avec la perspective de débits de plusieurs dizaines de Gbps par canal, l'absence de contrainte de régulation d'exploitation du spectre optique et la discrétion conférée par la directivité intrinsèque de ces courtes longueurs d'onde apporte des réponses à ces enjeux. Des liens intersatellites sont aujourd'hui utilisés de manière permanente pour permettre le fonctionnement du réseau EDRS [Heine et al., 2014]. Plusieurs démonstrations de faisabilités de liens optiques satellite-sol ont été effectuées [Toyoshima et al., 2012] [Wright et al., 2015] [Saucke et al., 2016]. Toutefois, les technologies mises en oeuvre actuellement ne permettent pas de disposer de tout le potentiel de transmission de données apporté par les technologies optiques éprouvées dans les liens fibrés. La majorité des démonstrations menées jusqu'à présent se limitent à une modulation en intensité et une détection directe, plus simple à mettre en oeuvre [Jono et al., 2007] [Wright et al., 2015] [Petit et al., 2016].

La modulation de phase combinée à une détection cohérente permet pourtant d'exploiter des formats de modulation complexes et d'augmenter la sensibilité du récepteur par rapport à la détection directe mais aussi de faciliter le multiplexage en longueur d'onde. En contrepartie, la mise en place de la détection cohérente requiert l'utilisation d'un oscillateur local à la réception ainsi que la synchronisation précise du signal reçu avec l'oscillateur local. Cette méthode est aujourd'hui massivement utilisée pour les transmissions par fibre optique très hauts débits [Winzer et al., 2018] et émerge pour les liens de communications optiques inter-satellites [Heine et al., 2014].

Dans le cas des liens inter-satellites et sol-satellite, la fréquence du signal transmis est perturbée par l'effet Doppler due au mouvement relatif de l'émetteur et du récepteur, en particulier pour les liaisons établies avec des satellites en orbite basse [Shoji et al., 2012] [Rosenkranz and Schaefer, 2016]. La fréquence de l'oscillateur local et celle de la source à l'émission sont conditionnées par l'effort alloué à la stabilisation des lasers en température



dans un environnement spatial pour lequel le contrôle thermique constitue une gageure. Enfin, le bruit de phase des sources aux deux extrémités de la transmission (à l'émission et à la réception) peut nuire à la synchronisation des signaux. Dans le domaine des liens inter-satellites, des boucles à verrouillage de phase optique ont été envisagées afin de synchroniser les signaux en compensant le large écart entre la fréquence de l'oscillateur local et celle du signal reçu [Ando et al., 2011] [Schaefer et al., 2015]. Cependant, les propriétés du canal sol-satellite diffèrent de celles de ces liens notamment par la présence de la turbulence atmosphérique qui perturbe fortement l'amplitude et la phase de l'onde propagée [Roddiier, 1999]. Ces perturbations entraînent une mauvaise superposition spatiale entre l'onde reçue et l'oscillateur local d'où une perte d'efficacité moyenne de couplage et la présence d'atténuations instantanées fortes. Le bruit de phase apporté par la turbulence atmosphérique, bien que lent, présente également une dynamique importante dont l'impact sur la transmission de données demande à être quantifié. La correction par optique adaptative est une solution envisagée pour compenser l'effet néfaste de la turbulence et maximiser le couplage entre les deux ondes [Sauccke et al., 2016]. Cependant, malgré cet étage de correction, il peut subsister des atténuations de puissance couplée plus ou moins profondes en fonction du niveau de correction et des conditions de turbulence et l'impact de cette correction sur les propriétés de la phase de l'onde optique transmise doit être quantifié en particulier dans le cas de liens LEO-sol.

Ainsi, pour les liaisons optiques sol-satellite, plusieurs études théoriques [Belmonte and Kahn, 2009] [Belmonte and Kahn, 2016] et expérimentales [Calvo et al., 2019] [Conroy et al., 2018] soulignent l'intérêt de la modulation de phase couplée à la détection cohérente. Un démonstrateur équipé d'une optique adaptative au niveau de la station sol a notamment permis d'effectuer plusieurs liens cohérents entre des satellites et le sol [Sauccke et al., 2016]. Cependant, la capacité à synchroniser les signaux en phase et en fréquence en particulier en présence de turbulence atmosphérique en prenant en compte les principales limitations pratiques de sa correction constitue une interrogation majeure à laquelle ce travail de thèse s'attache à répondre.

Dans le cas d'un écart en fréquence important, l'étape de synchronisation peut se diviser en deux parties [Mengali and D'Andrea, 1997]. La première permet d'estimer et de compenser grossièrement le décalage en fréquence en le réduisant à une fraction réduite du rythme symbole. Elle peut notamment être assistée par la connaissance de l'orbite du satellite pour évaluer l'écart fréquentiel lié à l'effet Doppler comme dans le cas des liens intersatellites [Schaefer et al., 2015]. Pour répondre à ce besoin dans le cas des liens sol-satellite, une méthode tout optique a notamment été proposée par [Shoji et al., 2012] sous forme d'une boucle à verrouillage de phase assistée par une porteuse optique non modulée sur une polarisation du signal. La seconde étape estime finement le résidu en fréquence et en phase afin de synchroniser le signal reçu avec l'oscillateur local pour démoduler correctement les symboles transmis. Pour cela, il est possible d'envisager des techniques en boucle fermée de type boucle à verrouillage de phase à l'instar des systèmes de communications par satellite RF et des systèmes de synchronisation robustes radiofréquences pour le géo-positionnement par satellite [Lopez-Salcedo et al., 2013] [Kaplan and Hegarty, 2005] ou bien des méthodes de traitement en boucle ouverte, sans rétroaction, à l'image des systèmes de traitement numériques utilisés dans les liens fibrés [Savory, 2010]. Les boucles à verrouillage de phase présentent l'avantage de pouvoir poursuivre et compenser n'importe

quels déphasage et fréquence résiduels après un étage de synchronisation grossier, tant que le résidu reste suffisamment faible, l'estimateur d'une PLL permettant de détecter à la fois les erreurs de phase et de fréquence. D'un autre côté, les systèmes en boucle ouverte se prêtent plus facilement à la parallélisation des traitements ce qui pourrait se révéler très utile pour des communications à très hauts débits. Ces dernières méthodes ont notamment été testées dans le cadre de démonstrateurs sur un lien optique en espace libre cohérent de 10 km [Conroy et al., 2018] sans que la synchronisation face l'objet d'une étude précise.

## Objectifs scientifiques

Dans ces travaux, je me concentre sur l'étape de synchronisation fine car elle contraint la performance ultime d'un lien cohérent. Il s'agira ainsi d'étudier la performance de systèmes de synchronisation numériques par l'utilisation d'un modèle de simulation bout-en-bout comprenant une modélisation fine des effets de la turbulence atmosphérique, de la correction par optique adaptative, du bruit de phase des lasers et d'un résidu de porteuse entre le signal reçu et l'oscillateur local. L'étude se concentre sur une synchronisation numérique pour exploiter la souplesse permise par cette technique sur la définition des algorithmes. Ces techniques sont reconfigurables ce qui est appréciable dans un contexte où il s'agira de s'adapter à un environnement mal connu.

## Structure de la thèse

Pour cela, j'adopte la démarche suivante. Je considère un lien en espace libre entre un satellite basse élévation et le sol à 10 Gb/s sur une seule polarisation en modulation BPSK (Binary Phase Shift Keying).

Dans le chapitre 1, je rappelle le contexte des liens optiques haut débit sol-satellite ainsi que le principe de fonctionnement des principaux composants de l'émetteur et du récepteur cohérent puis du système de traitement numérique du signal. Je détaille ensuite les différentes hypothèses prises dans ces travaux ainsi que les perturbations considérées afin de concevoir un modèle de signal discret en entrée du dispositif de synchronisation étudié.

Le chapitre 2 donne tout d'abord quelques notions utiles à la description d'un phénomène turbulent et rappelle le principe de fonctionnement d'une boucle d'optique adaptative. Les notions d'efficacité de couplage et de bruit de phase turbulent sont aussi définies dans cette partie. Après avoir introduit les outils de modélisation de la propagation de l'onde optique à travers la turbulence atmosphérique ainsi que de modélisation de l'optique adaptative, je présente les résultats obtenus numériquement pour deux profils de turbulence représentatifs de l'application envisagée. Les scénarios sont choisis de sorte à représenter un cas de bonne correction par optique adaptative où les fluctuations d'amplitude résiduelles sont faibles et un second cas où la dynamique des fluctuations est plus importante. Ces séries temporelles seront utilisées par la suite pour étudier l'impact de la turbulence corrigée par optique adaptative sur le système de synchronisation fin.

Puis, dans les chapitres 3 et 4, j'introduis deux systèmes numériques de synchronisation en phase et en fréquence que je caractérise en présence d'un résidu de porteuse, de bruit de phase laser et de bruit additif gaussien. L'étude en présence de turbulence est effectuée en chapitre 5.

## INTRODUCTION

Le premier système consiste en une boucle à verrouillage de phase numérique de type Costas d'ordre 2. Je rappelle, dans le chapitre 3, le principe de fonctionnement de cette boucle de rétroaction ainsi que ses caractéristiques en présence de bruit additif gaussien et de bruit de phase laser. A partir des éléments recueillis dans la littérature, je propose ensuite une méthodologie adaptée à notre application pour choisir les différents paramètres de la boucle numérique afin de compenser un résidu de porteuse, de l'ordre de la fraction du rythme symbole, en présence de bruit de phase laser, en limitant la pénalité sur la performance en taux d'erreur binaire.

Dans le chapitre 4, j'introduis deux systèmes de synchronisation en fréquence et phase en boucle ouverte (sans rétroaction) afin de les comparer et d'identifier la solution la plus pertinente pour l'application.

Pour finir, dans le chapitre 5, les performances des deux systèmes de synchronisation fréquence et phase retenus, en boucle fermée et en boucle ouverte, sont évaluées en présence de turbulence atmosphérique après correction par optique adaptative. Pour cela, j'exploite les séries temporelles d'efficacité de couplage et de bruit de phase turbulent obtenues par modélisation numérique dans le chapitre 2. Les systèmes sont caractérisés dans les mêmes conditions (résidu de porteuse de l'ordre d'une fraction du rythme symbole, bruit de phase laser, bruit additif gaussien) selon plusieurs critères : rapport signal sur bruit minimal permettant la convergence, précision de l'estimation et performance en taux d'erreur binaire.

# Chapitre 1

## Chaîne de communication cohérente pour les liens satellite-sol

### Sommaire

---

<b>2.1 Propagation d'une onde optique à travers la turbulence atmosphérique . . . . .</b>	<b>35</b>
2.1.1 Turbulence atmosphérique . . . . .	35
2.1.2 Modélisation de la propagation par la méthode des écrans de phase	37
2.1.3 Conditions de turbulence . . . . .	41
<b>2.2 Optique adaptative . . . . .</b>	<b>42</b>
2.2.1 Principe de fonctionnement . . . . .	42
2.2.2 Modélisation de la correction par optique adaptative . . . . .	44
2.2.3 Établissement d'un budget d'erreurs . . . . .	45
2.2.4 Exemple de budget d'erreurs d'un système d'optique adaptative	46
<b>2.3 Impact de la turbulence sur le couplage complexe . . . . .</b>	<b>48</b>
2.3.1 Définition du couplage complexe . . . . .	48
2.3.2 Exemples de séries temporelles de flux couplés et de bruit de phase turbulent . . . . .	49
<b>2.4 Bilan de liaison . . . . .</b>	<b>52</b>
2.4.1 Gains d'antenne . . . . .	52
2.4.2 Atténuations du signal au niveau des modules d'émission et de réception . . . . .	52
2.4.3 Pertes liées à la propagation en espace libre . . . . .	53
2.4.4 Marge sur la puissance reçue . . . . .	53
<b>2.5 Conclusion . . . . .</b>	<b>54</b>

---

Ces travaux se concentrent sur l'établissement d'un lien optique descendant depuis un satellite en orbite basse (LEO *Low Earth Orbit*) vers le sol à 10 Gb/s. Dans ce chapitre, nous parcourons la chaîne de communication représentée sur la figure 1.1. Au sein de l'émetteur situé dans le satellite LEO, les données à transmettre sont encodées différenciellement.

Puis un modulateur électro-optique module l'onde émise par une source laser continue. Le signal optique obtenu est ensuite amplifié pour être envoyé vers le récepteur situé dans la station sol à plusieurs centaines de kilomètres. Durant la propagation, l'onde optique est notamment perturbée par sa traversée de la turbulence atmosphérique. L'optique adaptative permet de compenser cette perturbation avant que l'onde reçue ne soit mélangée avec l'oscillateur local au sein du détecteur cohérent. Le signal obtenu est ensuite détecté de façon équilibrée avant d'être numérisé par un convertisseur analogique - numérique (CAN). Enfin, plusieurs algorithmes de traitement numérique du signal permettent de récupérer les données transmises.

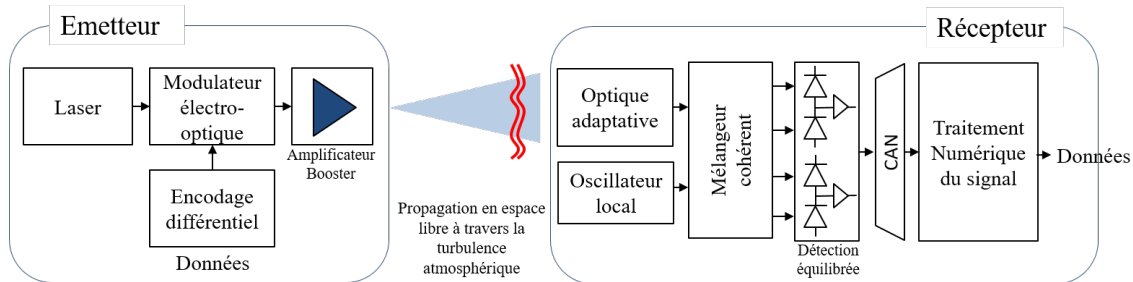


FIGURE 1.1 – Structure de la chaîne de communication

Avant de décrire le principe de fonctionnement de chaque élément de cette chaîne de transmission, la première section 1.1 rappelle succinctement l'intérêt des communications optiques sol-satellite et les travaux effectués dans le cas des liens cohérents haut débit. Les sections suivantes, 1.2, 1.3, 1.4, sont consacrées respectivement à l'émetteur, au détecteur cohérent et au système de traitement numérique du signal. Enfin en section 1.5, nous listons les principales perturbations rencontrées sur le signal reçu afin de présenter le modèle de signal discret que nous utilisons dans ces travaux comme entrée des algorithmes de synchronisation étudiés. L'impact de la propagation à travers la turbulence sur l'onde optique ainsi que le principe de fonctionnement de l'optique adaptative sont présentés au chapitre 2.

## 1.1 Contexte liens optiques hauts débits satellite - sol

L'accès à l'information est devenu une condition nécessaire de développement dans les sociétés actuelles. Les réseaux au sol sont très efficaces pour alimenter les zones les plus peuplées des pays aisés, mais la couverture s'étend difficilement jusqu'aux zones rurales et dans les pays les plus pauvres où l'implantation de telles infrastructures est très coûteuse. Dans un autre contexte, les satellites scientifiques ou de défense, équipés d'instruments dont la résolution spatiale et spectrale ne fait qu'augmenter, amassent de plus en plus de données de télémétrie, qu'il est nécessaire de transmettre au sol.

De nouveaux moyens de communication sont aujourd'hui nécessaires pour fournir un accès internet haut débit sur toute la surface du globe et rapatrier de grandes quantités de données de télémétrie charge utile. Une solution envisagée est d'étendre la couverture au moyen de satellites géostationnaires (GEO) ou bien grâce à des constellations de satellites LEO [OneWeb, 2020] [Telesat, 2020]. Cependant, ces réseaux reposent majoritairement

## 1.1 Contexte liens optiques hauts débits satellite - sol

sur des liens radiofréquences (RF) dont la bande passante est limitée dans un contexte où la quantité de données à transmettre ne cesse d'augmenter. L'utilisation de technologies optiques se présente comme une alternative viable grâce à des fréquences porteuses bien plus élevées et un spectre libre de droits. Des liens entre satellites LEO et GEO sont opérationnels au sein de l'EDRS (*European Data Relay System*) à 1.8 Gb/s [Heine et al., 2014]. Malgré cela, les technologies optiques en particulier sur les liaisons sol-satellite ne sont pas suffisamment matures et des études sont encore nécessaires pour atteindre l'objectif d'une couverture haut débit sur toute la surface de la Terre.

Nous revenons en section 1.1.1 sur l'intérêt d'utiliser des longueurs d'onde optiques pour les communications en espace libre haut débit et sur les difficultés à mettre en oeuvre ce type de lien. La majorité des liens sol-satellite existants utilisent la modulation d'intensité couplée à un système de détection directe [Jono et al., 2007] [Wright et al., 2015] [Petit et al., 2016]. En vue d'augmenter la quantité de données transmises, une piste envisagée est d'utiliser la modulation de phase et la détection cohérente. Cependant, cette méthode est plus complexe à mettre en oeuvre car elle nécessite notamment de synchroniser finement la phase du signal reçu portant les données transmises avec celle d'un oscillateur local (voir section 1.3). Des études théoriques et expérimentales ont montré l'intérêt de cette technique. Elles sont succinctement introduites en section 1.1.2.

### 1.1.1 Intérêts et limitations

#### Choix de la longueur d'onde

La majorité des liens de communication en espace libre s'effectue soit dans le proche infrarouge (750 nm à 1450 nm), soit dans le court infrarouge (1400 nm à 3000 nm) et plus spécifiquement sur la plage de longueurs d'onde allant de 1530 nm à 1560 nm [Kaushal and Kaddoum, 2016]. Dans le cas des communications sol-espace et entre satellites, 3 longueurs d'onde sont privilégiées : 800 nm, 1064 nm et 1550 nm. De nos jours, les réseaux de communication par fibre optique utilisent très largement l'intervalle de longueur d'onde autour de 1550 nm pour les transmissions longues distances. En choisissant la longueur d'onde  $\lambda = 1550$  nm, il est ainsi possible de mettre à profit pour les applications en espace de libre, les composants électro-optiques développés, déjà adaptés aux transmissions très haut débit [Agrawal, 2012]. Par ailleurs, les faibles longueurs d'onde sont plus impactées par la turbulence atmosphérique. De plus, cette longueur d'onde se situe dans une fenêtre de transmission favorable pour traverser l'atmosphère [Hemmati, 2009]. On prendra soin également de tenir compte de l'impact de la transmission atmosphérique et en particulier des raies d'absorption atmosphériques lors du choix de la grille de fréquences utilisée pour les transmissions WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) [Artaud et al., 2019].

Nous retenons ainsi la longueur d'onde  $\lambda = 1550$  nm dans cette étude.

#### Intérêt des liens optiques par rapport aux liaisons radiofréquences

L'intérêt des liens optiques par rapport aux transmissions RF repose sur la grande différence de longueur d'onde entre les deux méthodes et sur la forte directivité des faisceaux optiques. En prenant l'exemple de la bande Ka en RF (pour une fréquence porteuse d'environ 35 GHz), la bande passante est proche de 500 MHz. Ainsi, en optique pour  $\lambda = 1550$

nm, soit une fréquence porteuse  $\approx 200$  THz, la bande passante peut être jusqu'à 1000 fois supérieure [Williams et al., 2007]. De plus, le spectre RF est fortement contraint et réglementé afin de réduire les probabilités d'interférences entre les transmissions. La directivité des faisceaux optiques prévient de ce type d'interférences et il n'y a donc pas de restriction sur l'utilisation des fréquences et bandes passantes qui sont libres de droits. La forte directivité augmente aussi la sécurité des liens rendant plus difficile l'interception ou le blocage intentionnel d'une transmission que pour les liaisons RF. La divergence de l'onde étant proportionnelle à la longueur d'onde, l'utilisation d'une longueur d'onde courte permet de limiter les pertes géométriques au prix d'exigences fortes sur la précision du pointage. Bien que cette fonction de pointage représente un défi, pour certaines applications compatibles (mobile lent, position bien connue) le gain en poids, en encombrement et en débit apporté par les liaisons optiques en font une solution d'avenir pour le très haut débit en espace libre.

### Difficultés de mise en oeuvre

Cependant, afin de pouvoir employer pleinement ces liens en complément aux transmissions RF, plusieurs difficultés restent à surmonter. On peut citer notamment les limitations liées à la couverture nuageuse, le brouillard ou la turbulence qui affectent fortement la propagation de l'onde optique. Pour faire face aux atténuations liées à la couverture nuageuse, plusieurs études portent sur l'exploitation de statistiques météorologiques afin de mettre en place un réseau de stations sols optiques optimisé et de garantir que plusieurs stations restent en visibilité du terminal volant [Poulenard et al., 2017] [Fuchs et al., 2017]. La forte directivité des faisceaux est un avantage pour sécuriser les liens, mais aussi un inconvénient en imposant une contrainte forte sur la précision du pointage nécessaire à l'établissement de la liaison avec le satellite lors de l'étape d'acquisition [Chen and Gardner, 1989] [Viswanath et al., 2015].

Les perturbations introduites par la turbulence atmosphérique sur les liens optiques sol-satellite de communication et la capacité à compenser cette dégradation ont fait l'objet d'étude [Belmonte and Kahn, 2008] [Ma et al., 2015] [Canuet, 2018] notamment dans le cas de la détection directe (les méthodes de détection directe et cohérente sont présentées en section 1.3). Cependant, l'étude de l'impact de la turbulence sur la détection cohérente d'un signal modulé en phase et en particulier sur la synchronisation de la phase de ce signal avec celle de l'oscillateur local en réception reste un sujet peu abordé dans la littérature.

Le paragraphe suivant est consacré aux études récentes sur ce sujet et notamment aux mises en oeuvre expérimentales de liens cohérents en espace libre avec des satellites.

#### 1.1.2 Communications optiques en détection cohérente en espace libre

Depuis 2008, le satellite TerraSAR-X ainsi que deux satellites NFIRE (Near Field InfraRed Experiment) sont équipés de terminaux optiques (1064 nm) LCT (Laser Communication Terminal) développés par Tesat Spacecom en partenariat avec l'agence spatiale allemande DLR. Ces satellites ont permis l'établissement de liens cohérents haut débit à la fois entre satellites, mais aussi avec le sol, depuis 2010. Ces satellites LEO ont permis d'établir des liens de communication optiques cohérents (BPSK (*Binary Phase Shift Keying*), 5.6 Gbps) avec une station sol équipée d'un système d'optique adaptative [Gregory et al.,

## 1.2 Émetteur

2013] [Saucke et al., 2016]. Depuis, un autre terminal a été mis en place au sein du satellite GEO Alphasat pour établir des liens cohérents (BPSK, 1.8 Gbps) avec cette même station sol [Saucke et al., 2016]. Cependant, les solutions mises en oeuvre pour établir ces transmissions n'ont été que très peu documentées, en particulier concernant l'impact du canal sur les limites des modalités de mise en oeuvre.

Les performances d'un lien sol-espace cohérent ont été quantifiées [Belmonte and Kahn, 2009] et [Valencia, 2015] à l'aide de modèles statistiques de la turbulence. Aussi dans [Conroy et al., 2018], l'auteur décrit un récepteur cohérent semblable à celui utilisé pour les réseaux par fibre optique utilisant une technique de traitement numérique du signal pour récupérer les données modulées sur la phase de l'onde optique dans le cadre d'un lien optique horizontal en espace libre sur 10.45 km. Le même type de récepteur a également été testé en laboratoire dans [Valencia, 2015]. Les éléments publiés à ce jour dans la littérature ne permettent pas d'appréhender précisément l'influence du canal optique sur les performances du système de synchronisation ni sur les algorithmes de récupération de porteuse. Or cette étape est nécessaire pour permettre d'envisager ultérieurement des adaptations de la correction des perturbations apportées par le canal en vue de repousser les limites de fonctionnement des dispositifs de transmission de données en détection cohérente.

Toutes ces études montrent l'intérêt croissant pour les liens de communication optiques cohérents même si pour le moment peu de liens expérimentaux satellite - sol existent. La maîtrise des performances du système de synchronisation pour cette application reste un sujet peu abordé dans la littérature. Pour ces travaux, nous considérons le cas le plus simple de modulation de phase soit le format BPSK (Binary Phase Shift Keying), le but étant de comprendre et maîtriser les performances de la chaîne de communication complète afin d'envisager plus tard des formats de modulation plus riches.

## 1.2 Émetteur

Les notions de communication numérique introduites dans cette partie et la suivante sont notamment issues de l'ouvrage de référence [Barry et al., 2012].

Pour transmettre efficacement l'information, les données binaires sont transposées sous forme d'une série de symboles de modulation. L'alphabet  $\mathcal{A}$  correspond à l'ensemble des symboles disponibles pour traduire les bits de données. Dans le cas d'un signal en bande de base en modulation d'impulsion en amplitude (en anglais PAM : *pulse amplitude modulation*), on peut décrire l'alphabet comme un ensemble de nombres complexes. Par exemple, l'alphabet  $\mathcal{A} = \{-1, -j, +1, +j\}$  est de taille  $M = |\mathcal{A}| = 4$  ce qui signifie que chaque symbole correspond à  $\log_2 M = 2$  bits d'information. Un alphabet à valeurs complexes est classiquement représenté par une constellation (le tracé sur un plan complexe de l'ensemble des points possibles).

La modulation de phase *Phase Shift Keying* (PSK) présente une géométrie simple. Pour un alphabet de taille  $M$ , les éléments de l'alphabet M-PSK sont de la forme :

$$s = Ae^{j2\pi m/M} \text{ avec } m \in \{0, \dots, M-1\} \quad (1.1)$$

où l'amplitude  $A$  est constante.

La figure 1.2 représente plusieurs exemples de constellations PSK.



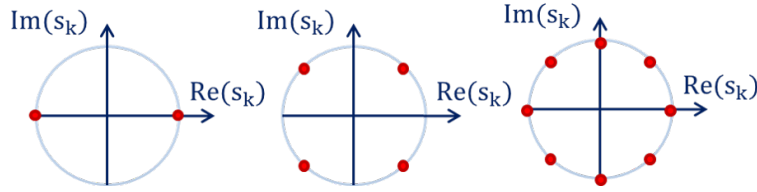


FIGURE 1.2 – Constellations des modulations BPSK ( $M = 2$ ), QPSK ( $M = 4$ ) et 8-PSK ( $M = 8$ ).

Les constellations pour ce format de modulation présentent des symétries de rotation. La symétrie des constellations peut conduire à une ambiguïté de phase lors de l'étape de synchronisation. Par exemple, dans le cas de la modulation BPSK, il peut subsister une ambiguïté de  $\pi$  après synchronisation et pour une modulation QPSK de  $\pi/2$ . Pour lever cette ambiguïté, une solution est de transmettre une série de symboles connus, aussi appelés symboles pilotes, par le récepteur en amont de la série de bits à transmettre [Cheng et al., 2013]. Une autre solution est d'encoder différenciellement les données transmises. Nous choisissons ici cette dernière solution qui permet l'utilisation de méthodes de synchronisation aveugles c'est-à-dire qui ne nécessitent pas l'envoi de symboles connus par le récepteur.

### 1.2.1 Encodage différentiel

La méthode d'encodage différentielle est présentée ici pour la modulation BPSK mais elle s'applique de façon analogue à d'autres formats de modulation. Ce format est désigné DE-BPSK (*Differential encoded BPSK*) par la suite. En considérant une amplitude unitaire, les symboles de modulation sont de la forme :

$$s_k = e^{i\phi_k} \quad (1.2)$$

avec  $\phi_k$  pouvant prendre les valeurs 0 ou  $\pi$ . L'encodage différentiel, représentée sur la figure 1.3, consiste à considérer que l'état de phase de l'échantillon  $k$  dépend de l'état de phase du symbole  $k - 1$  qui sert de référence [Barry et al., 2012, p. 253] :

$$\phi_k = \phi_{k-1} + \Delta_k \quad (1.3)$$

avec  $\Delta_k$  le terme portant l'information correspondant à la différence de phase entre un symbole et le précédent. Pour la modulation BPSK, le terme  $\Delta_k$  est choisi nul si le bit transmis vaut zéro et  $\pi$  si le bit vaut un. Ainsi dans le cas d'un zéro transmis, deux échantillons successifs ont la même phase et dans le cas d'un un transmis, leurs phases sont séparées de  $\pi$ .

L'opération inverse, illustrée en figure 1.4, est appliquée au niveau du récepteur après détection cohérente pour récupérer la série de données d'origine.

Ce décodage différentiel peut aussi s'effectuer en détection directe, en détection différentielle (voir section 1.3.1).

## 1.2 Émetteur

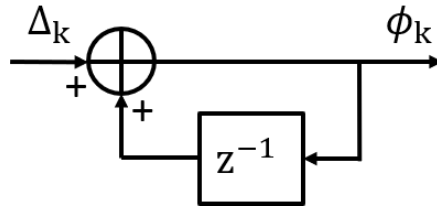


FIGURE 1.3 – Structure d'un encodeur différentiel.

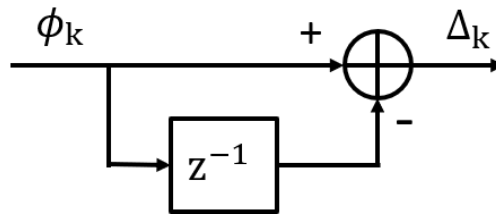


FIGURE 1.4 – Structure d'un décodeur différentiel.

### 1.2.2 Modulateur électro-optique

Les données sont ensuite transmises à un modulateur électro-optique permettant de moduler l'onde optique émise par le laser. La modulation externe est généralement réalisée grâce à un modulateur électro-optique de Mach-Zehnder. Ce modulateur s'est imposé par sa capacité à moduler à la fois l'intensité et la phase d'un signal optique à des cadences supérieures à 40 Gbps [Caplan, 2007]. Le fonctionnement de ce modulateur, illustré en figure 1.5, repose sur le principe des interférences. Le champ électrique  $E_{in}$  en entrée est

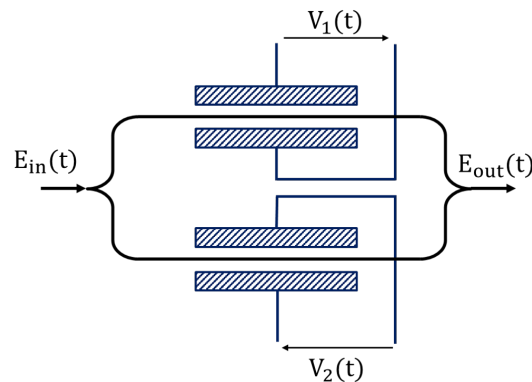


FIGURE 1.5 – Structure simplifiée d'un modulateur de Mach-Zehnder

divisé en deux composantes de même intensité sur chacune des voies de l'interféromètre. Chaque bras est constitué d'un matériau électro-optique dont l'indice de réfraction dépend de la tension électrique appliquée au matériau. En faisant varier les tensions  $V_1$  et  $V_2$ , l'indice de réfraction de chaque bras change ce qui permet de contrôler la différence de phase entre les deux champs. Les deux voies se comportent comme des modulateurs de

phase contrôlés en tension. En sortie du coupleur, les deux champs interfèrent formant des interférences constructives ou destructives en fonction des tensions électriques appliquées.

Le système est caractérisé par sa fonction de transfert [Conradi, 2002] :

$$\frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)} = \frac{1}{2}[\exp(i\phi(V_1)) + \exp(i(\phi(V_2) + \Psi))] \quad (1.4)$$

avec  $\Psi$  une constante additionnelle de phase traduisant le fait que les chemins optiques ne peuvent rigoureusement pas avoir la même longueur. La longueur des bras peut notamment évoluer sous l'effet de la température. Cette constante est en pratique réduite grâce à un té de polarisation appliquant une tension continue.

L'évolution de la phase est généralement linéaire en fonction de la tension appliquée :

$$\phi_i = \phi(V_i) = \frac{V_i(t)\pi}{V_{\pi,i}} \text{ avec } i \in \{1, 2\} \quad (1.5)$$

avec  $V_{\pi,i}$  la tension nécessaire pour atteindre un déphasage de  $\pi$ .

En faisant l'hypothèse d'un modulateur idéal où  $\Psi = 0$ , la fonction de transfert (1.4) devient :

$$\frac{E_{out}(t)}{E_{in}(t)} = \cos\left(\frac{\pi}{2V_\pi}(V_1(t) - V_2(t))\right) e^{i(\pi(V_1(t)+V_2(t))/2V_\pi)} \quad (1.6)$$

Pour s'affranchir du second terme de phase, une solution consiste à appliquer les tensions telles que  $V_1(t) = -V_2(t)$  et  $V_{\pi,1} = V_{\pi,2} = V_\pi$ . En modulant le signal par une tension comprise entre  $\pm V_\pi/2$ , comme illustré sur la figure 1.6a, l'intensité en sortie passe de l'intensité maximale à zéro. Ce montage est ainsi capable de moduler un signal en intensité, en modulation OOK par exemple.

En exploitant le changement de signe du facteur en cosinus, il est aussi possible de moduler le signal en phase, la variation de phase entre deux maximums de la fonction de transfert étant de  $\pi$ . En faisant varier la tension sur un intervalle de  $2V_\pi$  il est ainsi possible de transformer ce montage en modulateur de phase, comme représenté en figure 1.6b. Cette méthode permet ainsi de moduler une porteuse optique selon une modulation BPSK. D'autres formats plus complexes de modulation sont accessibles en cumulant plusieurs fois la brique élémentaire présentée en figure 1.5.

En sortie du modulateur électro-optique, le signal optique est amplifié. La puissance est significativement augmentée par un amplificateur booster à bord du satellite afin de permettre à l'onde optique d'atteindre la station sol située à plusieurs centaines de kilomètres.

### 1.3 Méthodes de détection d'un signal optique BPSK

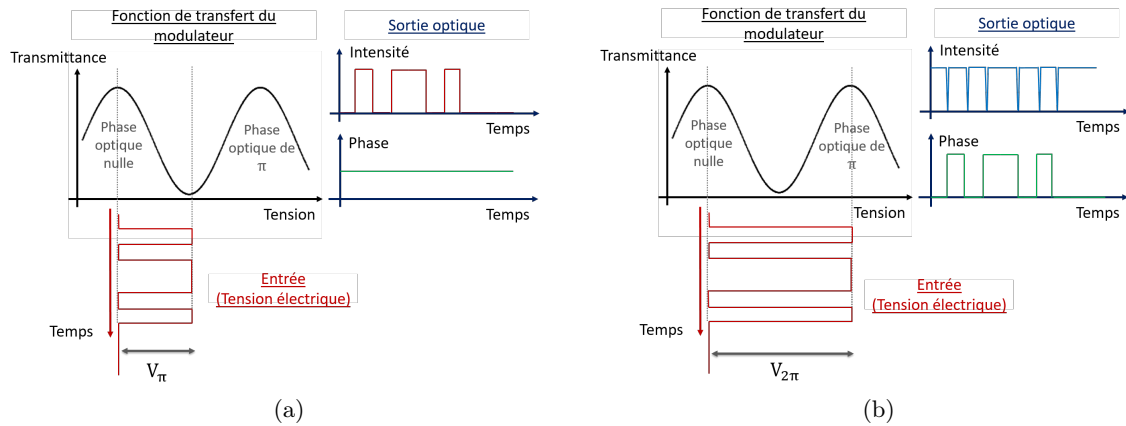


FIGURE 1.6 – Principe de fonctionnement du modulateur de Mach-Zehnder pour la modulation d'un signal en intensité (a) et en phase (b).

### 1.3 Méthodes de détection d'un signal optique BPSK

Dans cette partie, l'objectif est de rappeler les différentes méthodes de détection de signaux optiques ainsi que leurs principaux avantages et inconvénients en terme notamment d'efficacité spectrale, de sensibilité et de complexité de mise en oeuvre pratique. Le principe des systèmes de détection directe et différentielle est présenté en section 1.3.1. Puis, en section 1.3.2, le fonctionnement de la détection cohérente est rappelé afin d'introduire les méthodes de réception hétérodyne et intradyne. Les probabilités d'erreurs pour ces différentes méthodes sont comparées sur la base d'une réception dominée par un bruit de photons en section 1.3.3. Enfin, la section 1.3.4 résume les précédentes en listant les points de comparaison de ces méthodes de détection.

#### 1.3.1 Détection directe

##### Principe

La méthode la plus commune et la moins complexe à mettre en oeuvre repose sur l'utilisation d'une photodiode qui permet de générer un photocourant  $I(t)$  proportionnel au module carré du champ électromagnétique reçu  $E_{RX}$  [Winzer, 2003] tel que :

$$I(t) = R|E_{RX}(t)|^2 \quad (1.7)$$

La constante  $R$  correspond à la sensibilité de la photodiode définie comme :

$$R = \frac{q\eta}{hf} \quad (1.8)$$

avec  $q$  la charge de l'électron,  $\eta$  l'efficacité quantique,  $h$  la constante de Planck et  $f$  la fréquence de l'onde optique ( $f = c/\lambda$  avec  $\lambda = 1550$  nm).

Le système, dit à détection directe ou à récepteur quadratique, mesure l'enveloppe du signal optique. Il est ainsi bien adapté à la détection de signaux modulés en intensité

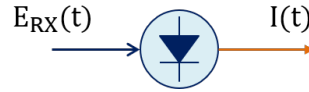


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de la détection directe

comme par exemple la modulation On Off Keying (OOK) ou plus généralement M-ASK (de l'anglais *Amplitude Shift Keying*) avec M l'ordre de modulation (voir [Barry et al., 2012] pour une description détaillée des principales méthodes de modulation). Dans le module d'émission, l'information est dans ce cas encodée sur l'amplitude de la porteuse optique le plus souvent grâce à un modulateur externe de type Mach Zehnder (voir section 1.2.2). A noter que ce dispositif permet de détecter seulement l'enveloppe du signal, les informations de phase et de polarisation sont perdues.

### Détection d'un signal modulé en phase

Cependant, cette méthode de réception incohérente peut aussi permettre de détecter des signaux modulés en phase, d'intensité uniforme, au format DE-BPSK par exemple, grâce à un montage interférentiel comme illustré en figure 1.8. Un interféromètre de Mach-Zehnder est placé en amont de la photodiode et divise le signal reçu en 2 voies. L'un des bras de l'interféromètre, celui du bas sur le schéma, est plus long que l'autre afin d'introduire un retard d'un temps symbole  $T$  par rapport à l'autre bras. Ainsi, le champ  $E_{RX}(t)$  est couplé à sa version retardée d'un temps symbole  $E_{RX}(t-T)$  en sortie de l'interféromètre. Ce mélange induit la formation d'interférences constructives et destructives entre les deux symboles adjacents, le symbole retardé servant de phase de référence [Winzer, 2003]. Le montage se termine généralement par une détection équilibrée constituée de deux photodiodes afin d'exploiter les deux sorties complémentaires du Mach Zehnder pour reconstituer le saut de phase dans le photocourant produit en sortie.

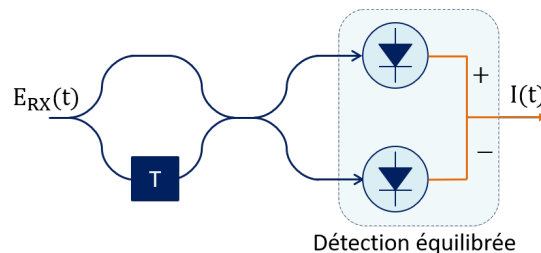


FIGURE 1.8 – Structure d'un récepteur différentiel adapté à la réception de signaux modulés au format BPSK.

### 1.3.2 Détection cohérente

#### Principe de la détection cohérente

Le principe de la détection cohérente, illustré en figure 1.9, repose sur le mélange optique du champ électromagnétique reçu  $E_{RX}$  avec le champ d'un laser oscillateur local

### 1.3 Méthodes de détection d'un signal optique BPSK

$E_{OL}$  avant détection [Agrawal, 2012].

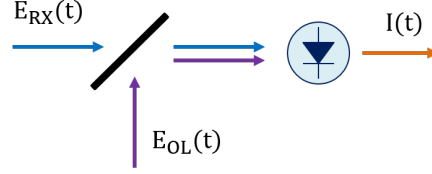


FIGURE 1.9 – Représentation schématique du principe de la détection cohérente

Considérons le champ  $E_{RX}$ , portant l'information, de la forme :

$$E_{RX}(t) = A_{RX}(t)e^{i(\omega_{RX}t + \phi_{RX}(t))} \quad (1.9)$$

avec  $A_{RX}$ ,  $\omega_{RX}$  et  $\phi_{RX}$  respectivement l'amplitude, la pulsation de la porteuse optique et la phase du signal. Les données à transmettre sont ici contenues dans le terme de phase  $\phi_{RX}$ .

De la même façon, on considère le champ  $E_{OL}$  de l'oscillateur local tel que :

$$E_{OL}(t) = A_{OL}(t)e^{i(\omega_{OL}t + \phi_{OL}(t))} \quad (1.10)$$

avec  $A_{OL}$ ,  $\omega_{OL}$  et  $\phi_{OL}$  respectivement l'amplitude, la pulsation de la porteuse optique et la phase du laser oscillateur local. Dans la suite, on note  $P_{RX} = |A_{RX}|^2$  la puissance du signal reçu et  $P_{OL} = |A_{OL}|^2$  celle de l'oscillateur local.

Ainsi, l'objectif de la détection cohérente est d'extraire du signal mélangé la composante variant dans le temps de la forme :

$$I(t) \propto R\sqrt{P_{RX}}\sqrt{P_{OL}}e^{i[(\omega_{RX} - \omega_{OL})t + (\phi_{RX}(t) - \phi_{OL}(t))]} \quad (1.11)$$

On notera par la suite la fréquence intermédiaire  $\omega_{FI} = \omega_{RX} - \omega_{OL}$ . Ainsi, contrairement à la détection directe, la détection cohérente permet de récupérer à la fois l'amplitude du champ incident  $E_{RX}$  mais aussi sa phase.

#### Mise en oeuvre

En pratique, le mélange des deux champs  $E_{RX}$  et  $E_{OL}$  est fait par l'intermédiaire d'un coupleur 3 dB, ou coupleur 180°, suivi d'une détection équilibrée, comme illustrée en figure 1.10. Pour cela, il est nécessaire de garantir que la polarisation de l'oscillateur local est la même que celle de l'onde incidente [Barry and Lee, 1990].

Le coupleur optique 3 dB permet d'introduire un déphasage de 180° entre le champ du signal et celui de l'oscillateur local. Ainsi, les champs électromagnétiques  $E_1(t)$  et  $E_2(t)$  en entrée des photodiodes correspondent alors à [Kikuchi, 2010] :

$$E_1(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{RX} + E_{OL}) \quad (1.12)$$

$$E_2(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{RX} - E_{OL}) \quad (1.13)$$

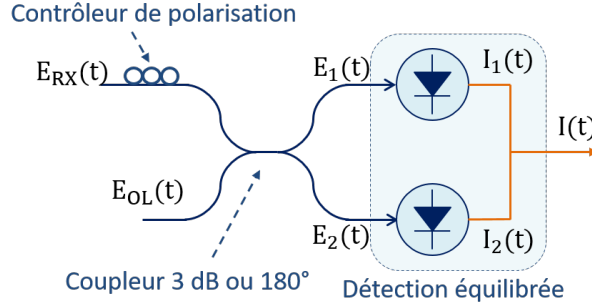


FIGURE 1.10 – Schéma fonctionnel d'un détecteur cohérent.

En utilisant les notations définies dans (1.9) et (1.10), le photocourant en sortie de la première photodiode est égal au module carré du champ incident multiplié par la sensibilité  $R$  soit  $I_1(t) = R|E_1(t)|^2$  :

$$I_1(t) = \frac{R}{2}(E_{RX} + E_{OL})(E_{RX} + E_{OL})^* \quad (1.14)$$

$$I_1(t) = \frac{R}{2} \left( P_{RX}(t) + P_{OL} + 2\sqrt{P_{RX}(t)P_{OL}} \cos(\omega_{FI}t + \phi_s - \phi_{OL}) \right) \quad (1.15)$$

De même, pour la partie inférieure du récepteur, le photocourant  $I_2(t)$  vaut :

$$I_2(t) = \frac{R}{2}(E_{RX} - E_{OL})(E_{RX} - E_{OL})^* \quad (1.16)$$

$$I_2(t) = \frac{R}{2} \left( P_{RX}(t) + P_{OL} - 2\sqrt{P_{RX}(t)P_{OL}} \cos(\omega_{FI}t + \phi_{RX} - \phi_{OL}) \right) \quad (1.17)$$

Ainsi, le module de détection équilibrée agit comme un filtre passe-haut en supprimant la composante continue par soustraction des deux signaux. L'intensité résultante est alors composée des informations de phase et d'amplitude du signal mélangé tel que :

$$I(t) = 2R\sqrt{P_{RX}(t)P_{OL}} \cos(\omega_{FI}t + \phi_{RX} - \phi_{OL}) \quad (1.18)$$

Dans les paragraphes suivants, les deux principales méthodes de détections cohérentes sont présentées : la détection hétérodyne ( $\omega_{RX} \neq \omega_{OL}$ ) et la détection intradyne ( $\omega_{RX} \approx \omega_{OL}$ ).

### Détection hétérodyne

En détection hétérodyne, la fréquence de l'oscillateur local est différente de celle de la porteuse du signal optique ( $\omega_{RX} \neq \omega_{OL}$ ). Le spectre du signal électrique après détection par les photodiodes est centré autour d'une fréquence intermédiaire  $\omega_{FI} = \omega_{RX} - \omega_{OL}$  comme représenté figure 1.11.

Puis, un système électrique converti le signal en bande de base afin d'extraire les composantes en phase et en quadrature  $I_I(t)$  et  $I_Q(t)$ . Le récepteur hétérodyne est schématiquement représenté en figure 1.12.

### 1.3 Méthodes de détection d'un signal optique BPSK

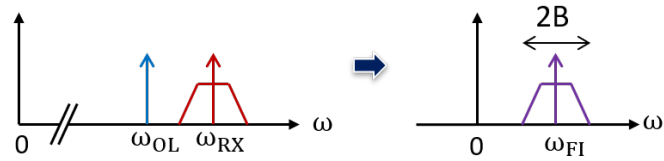


FIGURE 1.11 – Conversion du spectre optique vers un signal centré autour d'une fréquence intermédiaire  $\omega_{FI} = \omega_{RX} - \omega_{OL}$

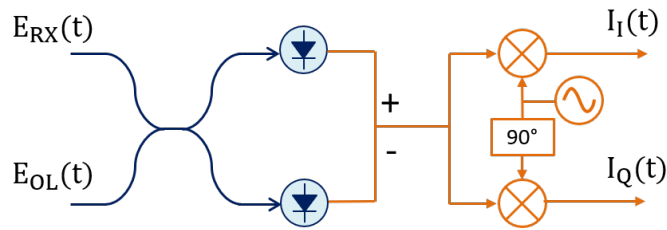


FIGURE 1.12 – Principe de fonctionnement d'un récepteur hétérodyne. Le spectre du signal est dans un premier temps ramené autour de la fréquence intermédiaire  $\omega_{FI}$  avant d'être transposé en bande de base dans un second temps.

En détection homodyne, la fréquence intermédiaire  $\omega_{FI}$  est nulle et le signal détecté est centré autour de zéro, comme représenté figure 1.13. Le passage en bande de base est alors effectué en une seule étape optique correspondant à la figure 1.10. Cette méthode permet d'améliorer l'efficacité spectrale puisque dans ce cas la bande passante minimale du détecteur est  $B$  (schéma 1.13), soit moitié moins que la plage de fréquence nécessaire par rapport à la détection hétérodyne ( $2B$  voir schéma 1.11). En effet, les bandes de fréquences autour de  $\omega_{OL} - \omega_{FI}$  et  $\omega_{OL} + \omega_{FI}$  correspondent à la même fréquence intermédiaire. La détection hétérodyne impose donc que la bande passante du détecteur soit au moins égale à deux fois la bande de fréquence  $B$ , afin d'éviter les perturbations par des canaux voisins dans le cas d'une transmission WDM [Ip et al., 2008]. Ceci contraint l'espacement entre canaux WDM, la densité de la grille de fréquences exploitables et par conséquent le débit total de la liaison.

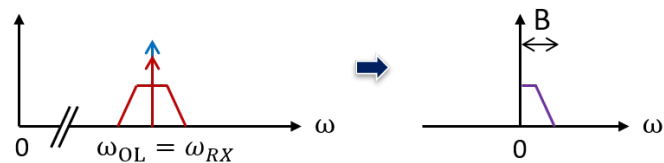


FIGURE 1.13 – En détection homodyne, le signal détecté est directement en bande de base mais seule la composante en phase (partie réelle) est détectée.



Cependant, le récepteur homodyne formé d'un coupleur  $180^\circ$  et d'un système de détection équilibrée (comme le montage de la figure 1.10) nécessite une synchronisation très précise des faisceaux optiques grâce par exemple à une boucle à verrouillage optique [Kikuchi, 2010]. Par ailleurs, il permet de mesurer uniquement des formats de modulation d'amplitude (modulation sur la partie en phase du signal, soit la partie réelle) [Kikuchi, 2010]. Il n'est donc pas possible d'envisager avec cette technique de détection l'utilisation de formats de modulation plus complexes (modulation de phase et d'amplitude) et les applications de cette méthode sont limitées.

### Détection intradyne

Dans les systèmes de communication par fibre optique, une autre méthode a été retenue pour permettre la détection de la partie imaginaire du signal et relâcher les contraintes sur la synchronisation optique de l'oscillateur local. Cette méthode porte plusieurs noms dans la littérature : intradyne, homodyne à diversité de phase ou encore homodyne à deux quadratures. Par la suite, nous désignerons cette méthode par détection intradyne. Dans ce cas, les pulsations optiques sont considérées comme très proches  $\omega_{FI} \approx 0$  et le décalage fréquentiel résiduel est compensé par des algorithmes de traitement numérique du signal [Savory, 2010]. Pour récupérer les composantes en phase I et en quadrature Q de l'amplitude complexe, le montage intradyne est formé d'un mélangeur cohérent  $90^\circ$  et de deux récepteurs équilibrés, comme représenté en figure 1.14. Dans la partie basse du montage, la phase de l'oscillateur local est tournée de  $90^\circ$  ce qui permet de détecter la composante en quadrature du signal mélangé, soit sa partie imaginaire.

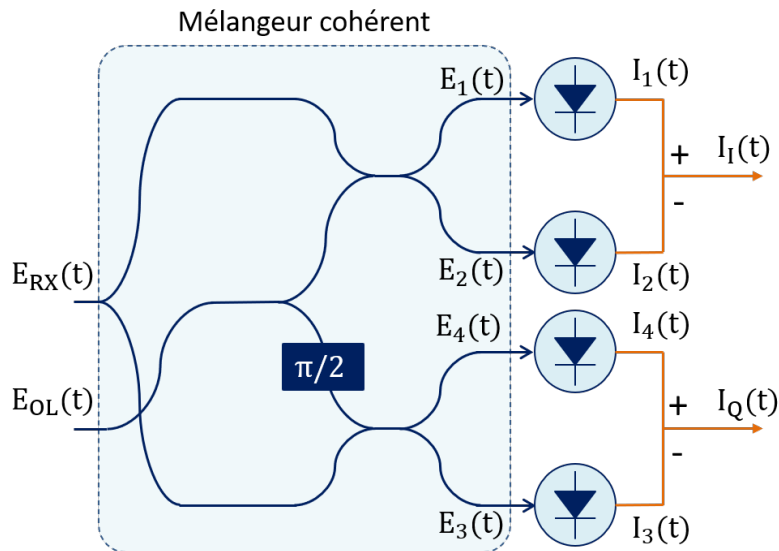


FIGURE 1.14 – Schéma fonctionnel d'un montage de détection intradyne formé d'un mélangeur cohérent et deux systèmes de détection équilibrée dans le but de détecter la composante en phase  $I_I$  (partie réelle) et la composante en quadrature  $I_Q$  (partie imaginaire) du signal mélangé.

### 1.3 Méthodes de détection d'un signal optique BPSK

Ainsi, quatre signaux sont obtenus à partir des entrées  $E_{RX}$  et  $E_{OL}$  [Kikuchi, 2010] :

$$E_1(t) = \frac{1}{2}(E_{RX} + E_{OL}) \quad (1.19)$$

$$E_2(t) = \frac{1}{2}(E_{RX} - E_{OL}) \quad (1.20)$$

$$E_3(t) = \frac{1}{2}(E_{RX} + jE_{OL}) \quad (1.21)$$

$$E_4(t) = \frac{1}{2}(E_{RX} - jE_{OL}) \quad (1.22)$$

En sortie des deux montages de détection équilibrée, les photocourants s'écrivent :

$$I_I(t) = I_1(t) - I_2(t) = R\sqrt{P_{RX}(t)P_{OL}} \cos(\omega_{FI}t + \phi_{RX}(t) - \phi_{OL}(t)) \quad (1.23)$$

$$I_Q(t) = I_4(t) - I_3(t) = R\sqrt{P_{RX}(t)P_{OL}} \sin(\omega_{FI}t + \phi_{RX}(t) - \phi_{OL}(t)) \quad (1.24)$$

Le courant  $I(t) = I_I(t) + iI_Q(t)$  porte ainsi toute l'information de phase et d'amplitude du signal incident sous réserve que la fréquence intermédiaire  $\omega_{FI}$  soit correctement estimée par la suite.

L'avantage de ce schéma est de conserver le gain en efficacité spectrale de la détection homodyne par rapport à la détection hétérodyne en réduisant la bande de détection nécessaire à  $B$ , comme représenté sur la figure 1.15. En revanche, ce gain se fait au prix d'une pénalité induite sur la sensibilité présentée dans la section suivante.

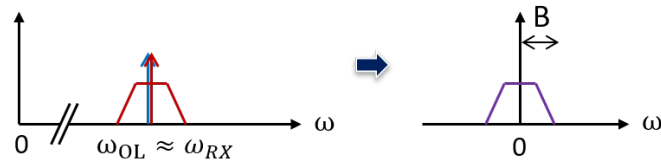


FIGURE 1.15 – La méthode intradyne permet de détecter les fréquences positives et négatives en mesurant la composante en phase et en quadrature du signal.

#### 1.3.3 Sensibilité et probabilité d'erreur

Pour comparer la sensibilité et la probabilité d'erreur de chaque modalité de détection, nous considérons ici le cas simplifié où la série d'échantillons reçus  $\{y_0, \dots, y_{N-1}\}$  avant la prise de décision correspond à la somme des symboles  $\{s_0, \dots, s_{N-1}\}$  et d'un bruit additif gaussien tel que :

$$y_k = s_k + n_k \quad (1.25)$$

avec  $n_k$  un bruit additif blanc gaussien (AWGN pour *Additive White Gaussian Noise*) de moyenne nulle et de variance  $\sigma_n^2 = N_0/2$  sur les voies réelles et imaginaires.

Le rapport signal sur bruit (RSB) par symbole  $\gamma_s$  est défini comme le rapport :

$$\gamma_s = E[|s_k|^2]/E[|n_k|^2] \quad (1.26)$$

et le RSB par bit  $\gamma_b$  par :

$$\gamma_b = \frac{\gamma_s}{b} \quad (1.27)$$

avec  $b = \log_2(M)$  le nombre de bits codés par symbole et  $M$  le nombre de points de la constellation.

Dans un premier temps la sensibilité des méthodes de détection est comparée pour  $b = 1$  bit / symbole. Dans ce cas, le rapport signal sur bruit par symbole  $\gamma_s$  est égal au rapport signal sur bruit par bit  $\gamma_b$  (le nombre de bits codés par symbole vaut 1). Le cas  $b > 1$  est succinctement abordé à la fin de cette partie.

Dans le cas de l'alphabet binaire BPSK,  $\mathcal{A} = \{\pm\sqrt{E_s}\}$ , avec  $E_s$  l'énergie d'un symbole, la décision revient à comparer l'observation  $y_k$  à un seuil égal à zéro. La figure 1.16 superpose la constellation BPSK à la densité de probabilité de  $y$  correspondant à la loi normale d'une variable aléatoire de moyenne  $-\sqrt{E_s}$  et de variance  $\sigma_n^2 = N_0/2$ . La distance sépa-

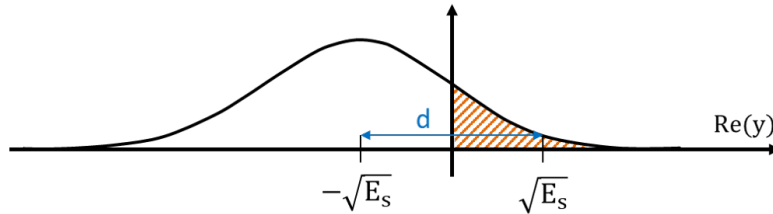


FIGURE 1.16 – Constellation de la modulation BPSK superposée avec la densité de probabilité de la variable  $y$

rant les deux éléments de l'alphabet  $\mathcal{A}$  est  $d = 2\sqrt{E_s}$ . Sur le schéma, on s'aperçoit qu'un symbole négatif n'est pas détecté comme tel si le bruit excède la moitié de la distance  $d$  séparant les deux symboles. La probabilité qu'un tel évènement se produise est de  $Q(d/2\sigma_n)$  qui correspond à l'aire hachurée sous la courbe, la fonction  $Q$  désignant l'intégrale de la queue d'une distribution normale :

$$Q(\rho) \triangleq \int_{\rho}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2} dx \quad (1.28)$$

Inversement, lorsqu'un symbole positif est transmis, la probabilité d'une erreur est de façon symétrique  $Q(d/2\sigma_n)$ .

En supposant qu'un symbole négatif encode un bit 0 alors qu'un symbole positif un bit 1 et que la probabilité de transmettre un 0 est égale à la probabilité de transmettre un 1, la probabilité d'erreur se décompose en :

$$P_b = \frac{1}{2}P(y > 0|0') + \frac{1}{2}P(y < 0|1') = P(y > 0|0') \quad (1.29)$$

Ainsi, pour la modulation BPSK, la probabilité d'erreur est de [Proakis and Salehi, 2001] :

$$P_b^{BPSK} = Q\left(\frac{d}{2\sigma_n}\right) = Q\left(\sqrt{2\gamma_b}\right) \quad (1.30)$$

lorsque l'on remplace  $d = 2\sqrt{E_s}$  et  $\sigma_n^2 = N_0/2$

### 1.3 Méthodes de détection d'un signal optique BPSK

La formule peut aussi s'écrire grâce à la fonction d'erreur complémentaire définie comme :

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt = 2Q(\sqrt{2}x) \quad (1.31)$$

On obtient alors :

$$P_b^{BPSK} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(\sqrt{\gamma_b}) \quad (1.32)$$

Le bruit de photons lié à l'oscillateur local et le bruit de battement entre l'oscillateur local et l'émission spontanée amplifiée d'un amplificateur EDFA sont deux bruits pouvant être considérés comme gaussien [Barry and Lee, 1990] [Yamashita and Okoshi, 1994]. Dans la suite de cette section, on considère que le bruit de photons de l'oscillateur local est dominant mais le même raisonnement s'applique dans le cas d'un bruit de battement dominant. Les résultats dans ce dernier cas sont explicités dans [Ip et al., 2008]. On note par la suite  $\bar{N}$  le nombre moyen de photons reçus pour un bit :

$$\bar{N} = \frac{P_s T}{h\nu} \quad (1.33)$$

avec  $\nu$  la fréquence optique du signal et  $h$  la constante de Planck.

En modulation BPSK, l'information est encodée sur la partie réelle du signal, il est donc en théorie possible d'utiliser la méthode de détection homodyne en s'appuyant sur l'architecture de détection composée d'un coupleur 3 dB et d'un détecteur équilibré (voir figure 1.12). On peut montrer que le RSB par bit  $\gamma_b$  dans le cas de la détection homodyne est tel que [Ho, 2005] [Ip et al., 2008] :

$$\gamma_b = 2\bar{N} \quad (1.34)$$

et que le RSB par bit en détection hétérodyne est identique à celui en détection intradyne vaut :

$$\gamma_b = \bar{N} \quad (1.35)$$

L'encodage et le décodage différentiel sont des éléments cruciaux pour permettre une synchronisation aveugle (voir section 1.2.1 et 1.4.3) mais pénalisent légèrement la performance en taux d'erreur binaire (TEB). Les bits d'information encodés différenciellement peuvent être décodés soit par une détection directe différentielle (voir section 1.3.1) en amont du détecteur à seuil, soit par détection cohérente suivi d'un décodeur différentiel, comme celui présenté sur la figure 1.4, situé après la prise de décision. Dans le cas d'un signal transmis selon une modulation DE-BPSK, détectée de façon cohérente (intradyne ou hétérodyne) et décodé différenciellement le TEB s'exprime par [Lindsey and Simon, 1991] :

$$\text{TEB} = \operatorname{erfc}(\sqrt{\gamma_b}) \left( 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(\sqrt{\gamma_b}) \right) \quad (1.36)$$

Le tableau 1.1 regroupe les probabilité d'erreur pour les différentes techniques de détection cohérente présentées d'un signal BPSK en présence d'un bruit de photons [Barry and Lee, 1990] [Kikuchi, 2015] et dans le cas de la détection différentielle d'un signal DE-BPSK [Proakis, 1968] [Caplan, 2007]. On peut ainsi montrer que la probabilité d'erreur en détection intradyne est égale à celle de la détection hétérodyne et supérieure à la détection homodyne. Cette dernière présente une sensibilité deux fois supérieure.

TABLE 1.1 – Probabilité d’erreur pour différentes méthodes de détection d’un signal BPSK en présence d’un bruit de photons

	Détection directe	Détection cohérente		
	Différentielle	Homodyne	Hétérodyne	Intradyne
$P_b$	$\frac{1}{2}\exp(-\bar{N})$	$Q(\sqrt{4\bar{N}})$	$Q(\sqrt{2\bar{N}})$	$Q(\sqrt{2\bar{N}})$

La figure 1.17 présente le TEB en fonction du nombre moyen de photons détectés par bit  $\bar{N}$  pour ces différents exemples où l’efficacité spectrale est fixée à  $b = 1$  bit/symbole, dans le cas d’une réception dominée par un bruit de photons. Comme attendu grâce aux formules, la détection homodyne présente les meilleures performances même si cette méthode n’est pas adaptée à des formats de modulation complexes. Dans le cas du format DE-BPSK utilisé dans ces travaux, la performance en détection cohérente est légèrement meilleure que celle en détection différentielle.

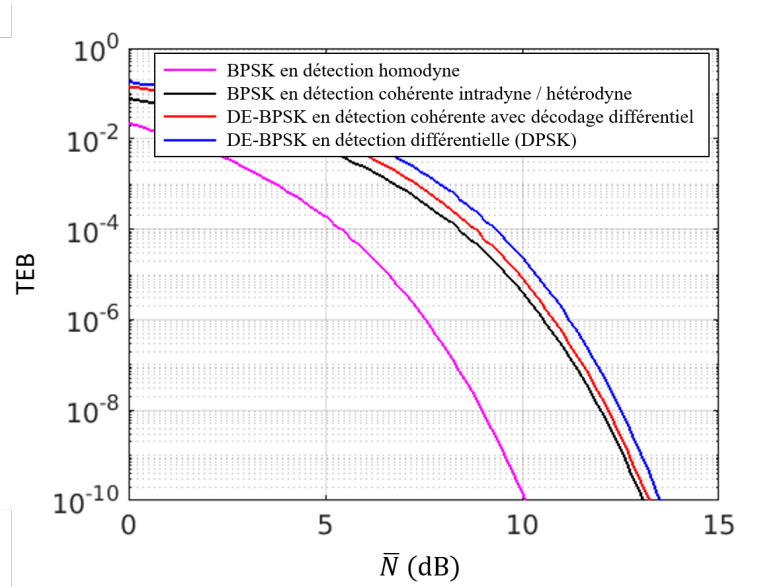


FIGURE 1.17 – TEB en fonction de la sensibilité mesurée en nombre moyen de photons détectés par bit envoyé (en dB) dans un cas de transmission limité par le bruit de photons pour différentes modalités de détection d’un signal BPSK.

La détection directe présente les moins bonnes performances et la pénalité par rapport à la détection cohérente est amplifiée avec l’augmentation de l’ordre de modulation. Pour  $M > 2$  il n’est pas toujours possible d’établir une formule exacte de la probabilité d’erreur d’une modulation M-PSK mais l’expression peut être approchée dans le cas d’un codage de Gray par [Proakis and Salehi, 2001] :

$$P_b^{PSK}(M) \approx \frac{1}{b} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{b\gamma_b} \sin \left( \frac{\pi}{M} \right) \right) \quad (1.37)$$

Cette expression peut être comparée à celle établie dans le cas le modulation M-ASK en

### 1.3 Méthodes de détection d'un signal optique BPSK

détection directe [Kahn and Ho, 2004] :

$$P_b^{ASK}(M) \approx \frac{1}{b} \left( \frac{M-1}{M} \right) \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{3b\gamma_b}{2(M-1)(2M-1)}} \right) \quad (1.38)$$

Les formules 1.37 et 1.38 permettent d'évaluer le rapport signal à bruit par bit minimal, donc la sensibilité de chaque méthode de détection, pour atteindre une probabilité d'erreur donnée. Le tableau 1.2 compare le RSB par bit nécessaire pour atteindre un TEB de  $10^{-4}$  dans le cas de détections directe et cohérente (intradynne ou hétérodyne) dominées par le bruit de photons. Dans le cas  $b=2$  bits / symbole, la sensibilité est réduite d'environ 8 dB grâce à la détection cohérente, soit un gain d'un facteur 6. En augmentant le nombre de bits codés par symbole  $b$ , l'avantage de la détection cohérente est d'autant plus marqué.

TABLE 1.2 – Rapport signal sur bruit par bit  $\gamma_b$  en dB pour atteindre un TEB =  $10^{-4}$

b	M	ASK	PSK
		Détection directe	Détection cohérente
1	2	11.4	8.4
2	4	16.7	8.4
3	8	21.7	11.7
4	16	26.8	16.1

#### 1.3.4 Comparaison des méthodes de détection

La détection directe, moins contraignante à mettre en oeuvre que la détection cohérente, a été privilégiée dans les liens de communication par fibre optique pendant de nombreuses années, mais aussi dans les premières expérimentations de lien de communication sol-espace [Arimoto et al., 1995] [Alonso et al., 2004]. La détection cohérente est plus exigeante, car elle nécessite notamment l'utilisation d'un oscillateur local, d'un mélangeur cohérent ainsi que de méthodes de synchronisation afin de récupérer l'information encodée sur la phase du signal reçu. Elle permet en revanche d'utiliser des formats de modulation à grand nombre d'états mettant à profit la phase et l'amplitude de l'onde optique et présente une meilleure sensibilité qui est d'autant plus visible avec l'augmentation du nombre de bits codés par symbole (voir tableau 1.2). De plus, le mélange de l'onde optique incidente avec l'oscillateur local rend le système plus sélectif en fréquence et renforce sa robustesse à la lumière ambiante notamment provenant du soleil [Leeb, 1989] contrairement à la détection directe qui va capter la lumière sur un large spectre en l'absence de filtrage optique.

Même si la détection homodyne présente une meilleure sensibilité pour la modulation BPSK comparée à la détection intradynne ou hétérodyne, elle n'est en pratique pas utilisée, car elle ne permet de détecter que la partie réelle du signal et qu'elle nécessite des techniques précises de synchronisation optique pour maintenir l'oscillateur local à la même fréquence que le signal reçu [Kikuchi, 2010]. La détection intradynne nécessite l'utilisation de deux détecteurs équilibrés contrairement à la détection hétérodyne qui n'en demande qu'un

seul. Dans les deux cas, la sensibilité est la même lorsque le bruit additif dominant est le bruit de photons mais aussi lorsque le bruit dominant est un bruit de battement entre l'oscillateur local et un bruit d'émission spontanée amplifié lié à un amplificateur EDFA [Ip et al., 2008]. Cependant, le principal avantage du détecteur intradyne est qu'il nécessite en théorie moitié moins de bande passante du photodétecteur que la détection hétérodyne. Avec l'apparition des systèmes de traitement numérique du signal rapide [Savory, 2010], la détection intradyne s'est largement imposée dans les systèmes de communication par fibre optique par sa meilleure efficacité spectrale pour favoriser les méthodes de multiplexage en longueur d'onde afin d'augmenter les débits de transmission de données. Pour les systèmes de communication en espace libre, les modalités de détection hétérodyne ont été étudiées par [Anzuola Valencia, 2015] dans le cas des liens sol-satellite. Les méthodes intradynes sont aussi envisagées pour mettre à profit les technologies existantes de traitement du signal développées pour les réseaux par fibre optique en particulier pour les liaisons sol-espace [Conroy et al., 2018] mais aussi pour les liens inter-satellites [Schaefer et al., 2016] [Araki, 2016].

Dans cette étude, nous retenons le schéma de détection cohérente composée d'un détecteur intradyne assistée par une méthode de synchronisation numérique afin de réduire l'écart en fréquence et en phase entre l'onde optique provenant du satellite et l'oscillateur local. Nous avons fait ce choix compte tenu des technologies disponibles issues du domaine des communications par fibres optiques, qui a beaucoup investi dans le développement de systèmes de traitement numériques [Savory, 2010]. La structure générale du système de traitement numérique du signal est introduite dans la section suivante.

## 1.4 Récepteur numérique

Dans cette section, l'objectif est de présenter succinctement le système de traitement numérique du signal, présenté sur la figure 1.18, situé à la suite du CAN du schéma 1.1.

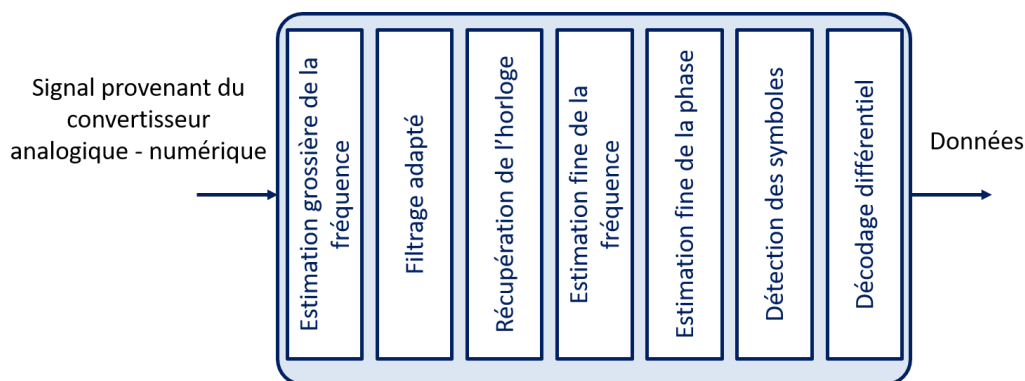


FIGURE 1.18 – Structure du système de traitement numérique du signal étudié

L'estimation et la correction de la fréquence intermédiaire  $\omega_{FI}$  est une étape cruciale pour permettre la récupération des données transmises. Une méthode classique de correction est dans un premier temps d'estimer grossièrement l'erreur en fréquence et la réduire

## 1.4 Récepteur numérique

à une fraction du rythme symbole puis de poursuivre l'écart résiduel de fréquence et de phase grâce à un système de synchronisation plus fin. Nous avons inclus ici l'estimation grossière au sein du système numérique mais elle peut aussi être analogique ou hybride.

Une fois que ce premier estimateur a permis de ramener le signal dans la bande passante des filtres de réception, le signal passe par une étape de filtrage adapté. On supposera cette étape ainsi que l'étape suivante de synchronisation d'horloge idéales de sorte que la suite des algorithmes fonctionne en l'absence d'interférence entre symboles et à un échantillon par temps symbole. Les écarts résiduels en fréquence et en phase sont ensuite estimés et compensés afin de permettre la détection des symboles. On procède enfin à un décodage différentiel pour récupérer les données transmises.

Dans cette partie, le principe des étapes d'estimation grossière de la fréquence et de récupération de l'horloge sont succinctement rappelés en section 1.4.1 et 1.4.2. Puis, nous introduisons les différentes méthodes de synchronisation fine fréquence et phase en section 1.4.3.

### 1.4.1 Synchronisation grossière

L'objectif de l'étape d'estimation et de compensation grossière de l'erreur en fréquence est de réduire le décalage fréquentiel entre le signal reçu et celui de l'oscillateur local à une fraction de  $1/T$  avec  $T$  le temps symbole. On notera ce résidu  $\Delta f$  par la suite. Cette correction peut être numérique, analogique ou hybride avec, par exemple, une rétroaction sur l'oscillateur local. Cette première correction est motivée par la présence des étages numériques suivants (notamment l'étape de synchronisation rythme et de synchronisation fine de la phase et de la fréquence), dont les algorithmes sont conçus pour des plages d'écart en fréquence limitées. De plus, en présence d'un écart initial trop important entre les fréquences, le signal détecté a une probabilité d'être en dehors de la bande passante des filtres de réception ce qui peut entraîner des distorsions du signal.

Dans le domaine des RF, plusieurs techniques ont été proposées pour réduire un large écart fréquentiel. Il peut s'agir de méthodes en boucle ouverte, reposant par exemple sur un estimateur par transformée de Fourier, ou bien en boucle fermée par boucle à verrouillage de fréquence [Divsalar, 2006]. Ces méthodes peuvent s'appliquer en complément d'une pré-compensation qui peut être faite grâce à la connaissance de l'orbite du satellite dans le cas de l'écart induit par effet Doppler [Ando et al., 2011] [Schaefer et al., 2016] (voir paragraphe 1.5.3 et 5.5).

Dans la littérature des systèmes de communication optique cohérent, Zhou [Zhou, 2016, p. 416] propose deux principales techniques d'estimation grossière de la fréquence qui reposent sur l'utilisation d'un estimateur qui exploite l'asymétrie du spectre du signal causée par l'erreur en fréquence [Messerschmitt, 1979] [Natali, 1984]. Plus spécifiquement dans le cas des liens sol-espace, une solution optique par boucle à verrouillage de phase a été présentée par [Shoji et al., 2012] capable de compenser un écart fréquentiel de 10 GHz sur un signal BPSK à 10 Gb/s.

### 1.4.2 Synchronisation rythme

La synchronisation rythme a pour objectif de ramener la série d'observations à un échantillon par temps symbole et ce idéalement sans interférence entre symboles. Pour



cela, cette étape nécessite d'asservir la fréquence d'échantillonnage du convertisseur analogique numérique  $1/T_{CAN}$ , avec  $T_{CAN}$  le pas de l'échantillonnage temporel du CAN, à une fréquence égale ou multiple de la fréquence de modulation  $1/T$ , avec  $T$  le temps symbole, puis d'échantillonner à l'instant optimal dans chaque période symbole [Savory, 2010]. La première partie du système numérique présenté en figure 1.18 traite ainsi la série d'observation à la fréquence du CAN alors que la deuxième partie fonctionne au temps symbole.

Réalisée en numérique, cette opération peut se décomposer en deux étapes. La première consiste en une interpolation du signal échantillonné par le CAN [Gardner, 1993] [Eruo et al., 1993]. Puis, le rapport  $T/T_{CAN}$  est estimé à partir de ce nouveau signal qui est ensuite re-échantillonné [Gardner, 1986] [Mueller and Muller, 1976].

### 1.4.3 Synchronisation fine en fréquence et en phase

La figure 1.19 illustre l'impact d'un déphasage et d'un résidu de porteuse sur la constellation BPSK. Sur la première 1.19a, le signal est uniquement perturbé par la présence d'un bruit additif. Un déphasage statique est ajouté sur la seconde constellation 1.19b puis un écart en fréquence sur la figure 1.19c. Sur cette dernière, il paraît clair que l'écart en fréquence résiduel  $\Delta f$  et le déphasage entre les deux signaux perturbent fortement la bonne récupération des données en absence de système de synchronisation.

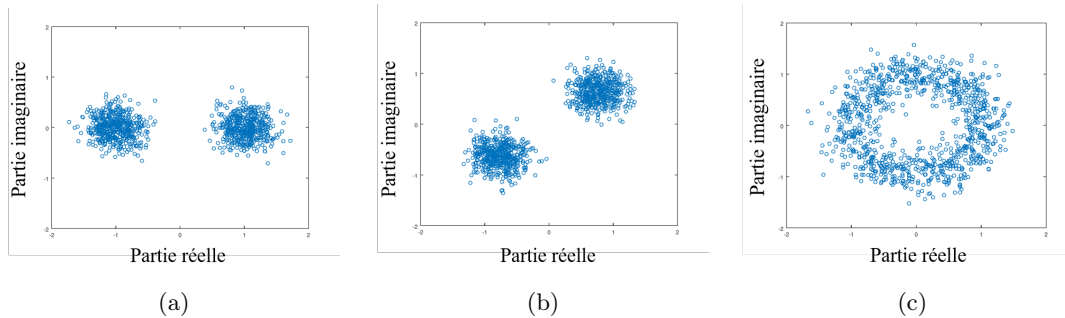


FIGURE 1.19 – Influence d'un déphasage statique et d'un écart fréquentiel sur la constellation BPSK (a) Déphasage nulle  $\phi = 0$  rad (b) Déphasage statique  $\phi = 0.7$  rad (c) Écart en fréquence statique  $\phi_k = 2\pi\Delta f T k$  avec  $2\pi\Delta f T = 0.1$

L'estimation de l'erreur en fréquence et en phase peut se faire de plusieurs manières, nous n'en introduisons très succinctement que trois représentées schématiquement en figure 1.20. Une première méthode, dite *Data Aided* (DA), consiste à transmettre une séquence de symboles pilotes, c'est-à-dire une série de symboles connus, afin d'assister l'estimation des différents paramètres utiles à la détection cohérente [McKillop et al., 2014]. Cette méthode est connue pour offrir les meilleures performances même si envoyer une série de symboles pilotes réduit la quantité d'information transmise. Une autre manière d'améliorer la fiabilité de l'estimation est d'appliquer une rétroaction entre la sortie du module de décisions des symboles et l'étage de synchronisation [Fitz and Lindsey, 1992]. On parle ici de méthode par retour de décision (ou *decision directed* en l'anglais). Enfin, une autre méthode consiste à concevoir un système aveugle (NDA pour l'anglais *Non Data Aided*) en mesure d'estimer l'erreur sans symbole pilote ni information de décision. **Nous choisissons dans cette**

## 1.4 Récepteur numérique

**première étude de nous intéresser uniquement à des méthodes aveugles (NDA)** sans exclure la possibilité d'utiliser dans de futurs travaux des méthodes par retour de décision ou DA.

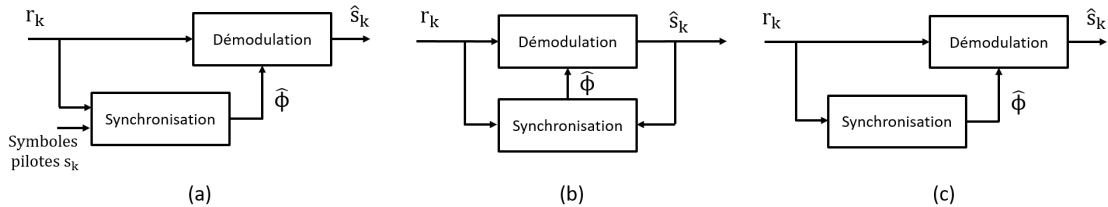


FIGURE 1.20 – Représentation schématique du principe d'estimation assisté par pilotes (DA) (a), par retour de décision (b) et aveugle (NDA) (c).

Dans le domaine des communications optiques, on peut diviser les méthodes de synchronisation en deux catégories : les méthodes en boucle fermée et les méthodes en boucles ouvertes. Dans la première, une rétroaction est effectuée afin que l'information apportée par les échantillons précédents serve à la correction des futures échantillons. Dans la seconde, il n'y a pas de boucle de rétroaction et des blocs d'échantillons sont traités les uns après les autres.

La boucle à verrouillage de phase est une méthode en boucle fermée utilisée notamment dans le domaine du géo-positionnement par satellite [Lopez-Salcedo et al., 2013] [Ward et al., 2006]. Il s'agit d'un moyen potentiellement simple de corriger à la fois une erreur de fréquence résiduelle et une erreur de phase après une étape d'estimation grossière. Le chapitre 3 est consacré à la caractérisation d'une boucle à verrouillage de phase et à son dimensionnement pour notre application.

Les boucles à verrouillage de phase présentent l'intérêt de pouvoir suivre et compenser n'importe quel déphasage si ce dernier est suffisamment faible en sortie de l'estimateur grossier. Cependant, les méthodes en boucle ouverte se prêtent plus facilement à la parallélisation des traitements et donc aux transmissions à très hauts débits. Pour cette raison, dans les réseaux par fibre optique, la solution retenue a été d'utiliser deux algorithmes en boucle ouverte l'un après l'autre : le premier pour compenser l'erreur fréquentielle et le second pour compenser le déphasage [Wang et al., 2003a]. Il existe de nombreux algorithmes d'estimation fine de la fréquence issue du domaine des RF [Morelli and Mengali, 1998]. Nous nous concentrerons sur deux estimateurs dans le chapitre 4 : l'estimateur par différence de phase [Leven et al., 2007] et l'estimateur basé sur la transformée de Fourier discrète [Rife and Boorstyn, 1974]. De même, pour la phase plusieurs méthodes de synchronisation en boucle ouverte existent et nous caractériserons la plus utilisée dans les réseaux optiques à savoir celle de Viterbi-Viterbi [Viterbi and Viterbi, 1983].

**Dans cette étude, seul l'étage de synchronisation fine sera considéré. L'hypothèse est faite que le premier étage d'estimation grossière réduit l'écart en fréquence à une fraction du rythme symbole. La récupération de l'horloge est supposée idéale de sorte que les traitements numériques suivant s'effectuent au rythme symbole et en l'absence d'interférence entre symbole.**

## 1.5 Établissement d'un modèle de signal discret

En vue d'étudier les performances des systèmes de synchronisation fine (présentées plus en détail dans les chapitres 3 et 4) dans le cas du lien satellite-sol, nous établissons dans cette partie un modèle de signal discret incluant les différentes perturbations rencontrées par le signal. Dans un souci de clarté, nous listons dans cette section les hypothèses faites dans le cadre de ces travaux. Nous considérons ici un lien DE-BPSK en détection cohérente à 10 Gb/s. Le modèle de signal prend en compte les perturbations résiduelles d'amplitude et de phase après correction par optique adaptative (section 1.5.1 et chapitre 2), le bruit de phase des sources laser et leur dérive en fréquence (section 1.5.2) ainsi que l'écart en fréquence lié à l'effet Doppler (section 1.5.3 et annexe 1). Les informations sont ensuite résumées en section 1.5.4 pour présenter le modèle de signal considéré en entrée du système de synchronisation.

### 1.5.1 Turbulence atmosphérique

Lors de la propagation à travers l'atmosphère, l'amplitude et la phase de l'onde optique sont perturbées par le phénomène de turbulence atmosphérique. Une solution envisagée pour limiter la pénalité sur le niveau de flux reçu est d'utiliser un système de correction par optique adaptative [Saucke et al., 2016]. La modélisation fine de la turbulence ainsi que du système d'optique adaptative est décrite dans le chapitre 2. Les fluctuations d'amplitude après le couplage de l'onde reçue avec l'oscillateur local peuvent demeurer profondes même après correction. Leur temps caractéristique est de l'ordre de la milliseconde ce qui est très lent par rapport au temps symbole ( $T = 0.1$  ns). La turbulence induit aussi un déphasage entre l'onde reçue et l'oscillateur local, que l'on nomme bruit de phase turbulent par la suite, dont l'évolution temporelle est également de l'ordre de la milliseconde [Robert et al., 2016], ce qui est aussi très lent par rapport au temps symbole  $T$ . On peut considérer que les fluctuations d'amplitude ainsi que le bruit de phase turbulent sont constants sur la durée d'un temps symbole.

Nous faisons ici l'hypothèse que toute la dynamique des fluctuations de flux couplés est captée par le système de détection puis numérisée par le convertisseur analogique-numérique avant d'arriver au système de synchronisation. En réalité, il est probable que la dynamique des composants du récepteur limite l'amplitude des fluctuations rencontrées. Cependant, en l'absence d'informations précises sur les composants du récepteur, nous supposons le pire cas où l'intégralité des perturbations se retrouvent dans le module de traitement du signal numérique et au niveau de l'étage de synchronisation fin.

### 1.5.2 Sources Laser

Les sources laser sont à l'origine d'un bruit de phase lié au phénomène d'émission spontanée de photons dans la cavité laser pouvant être modélisé par un processus de Wiener [Ho, 2005]. On peut montrer que le champ sortant d'une telle source laser possède un spectre Lorentzien dont la largeur à mi-hauteur vaut  $\delta\nu$  [Agrawal, 2012].

En détection cohérente ce bruit est une contrainte majeure car il dégrade le processus de synchronisation des signaux [Agrawal, 2012]. La contrainte sur la finesse spectrale des sources est plus importante pour les liens en détection cohérente que pour ceux en détection

## 1.5 Établissement d'un modèle de signal discret

directe, dans lesquels seule la puissance est mesurée. On fait l'hypothèse ici que chaque source, oscillateur local et laser d'émission, a une largeur spectrale  $\delta\nu = 100$  kHz [Saliba and Scholten, 2009].

De plus, la fréquence d'émission des sources laser peut varier notamment sous l'effet de variations de la température. Cette instabilité peut induire un décalage fréquentiel qui va s'ajouter à celui lié à l'effet Doppler (voir section 1.5.3) et susceptible d'évoluer au cours de la transmission si la température des sources n'est pas maintenue avec suffisamment de précision.

### 1.5.3 Décalage en fréquence par effet Doppler

Le mouvement relatif du satellite par rapport à la station sol entraîne un décalage en fréquence lié à l'effet Doppler [Ali et al., 1998] [Shoji et al., 2012]. On considère ici une approche simplifiée où l'on fait l'hypothèse que le récepteur au sol est immobile pendant la durée de la transmission. Seul l'émetteur dans le satellite LEO se déplace. Dans ce cas, le décalage en fréquence causé par l'effet Doppler peut être approximé par la formule :

$$f_d = f \frac{v_r}{c} \quad (1.39)$$

Avec  $v_r$  la vitesse relative entre l'émetteur dans le satellite et le récepteur dans la station sol, soit la vitesse radiale le long de la ligne de visée,  $c$  la vitesse de la lumière et  $f$  la fréquence de la porteuse optique (pour  $\lambda = 1550$  nm  $f = \frac{c}{\lambda} \approx 194$  THz).

Pour un satellite LEO, la vitesse radiale du satellite par rapport au sol évolue sur une plage de l'ordre de 10 km/s. Le décalage Doppler  $f_d$  varie ainsi de plusieurs GHz pendant la transmission depuis un satellite LEO. Dans l'article [Shoji et al., 2012], Shoji estime que pour un satellite LEO à l'altitude de 600 km, le décalage fréquentiel varie sur la plage  $\pm 4.5$  GHz.

Par ailleurs, l'accélération Doppler traduisant l'évolution de l'écart fréquentiel au cours du temps s'exprime [Middlestead, 2017] :

$$\beta_d = \frac{a_r}{c} f \quad (1.40)$$

avec  $a_r$  l'accélération du satellite le long de la ligne de visée.

Pour le même exemple d'un satellite à l'altitude 600 km, [Shoji et al., 2012] estime que l'accélération Doppler maximale est de l'ordre de 56 MHz/s.

Comme présenté en section 1.4, nous faisons l'hypothèse de la présence d'un système de synchronisation grossier pouvant être assisté par la connaissance préalable de l'orbite du satellite. L'annexe 1 résume un premier raisonnement simplifié permettant d'obtenir des ordres de grandeur sur l'écart en fréquence résiduel et l'accélération Doppler résiduelle attendue selon l'erreur commise sur la connaissance de la trajectoire. A noter que ce raisonnement ne s'applique que pour l'erreur induite par effet Doppler. Le décalage fréquentiel total comprend aussi la dérive en fréquence des sources laser.

### 1.5.4 Modèle de signal discret

L'objectif de ce paragraphe est de lister les hypothèses prises sur le signal en entrée de l'étage de synchronisation fin de fréquence et de phase. Nous supposons ainsi que la

porteuse optique provenant du satellite a été couplée avec un oscillateur local au sein d'un détecteur intradyne puis numérisée par un convertisseur analogique numérique.

Nous faisons l'hypothèse que le résidu de porteuse en sortie de l'étage de synchronisation grossier, que l'on note  $\Delta f$ , est une fraction de la fréquence de modulation, soit  $\Delta f T \ll 1$ . De plus, nous supposons que la synchronisation rythme est parfaite et que le filtre adapté de Nyquist est idéal de sorte que les traitements numériques effectués à la suite sont réalisés au rythme symbole et sans interférence entre symboles. Nous ferons par la suite l'hypothèse que l'ordre de grandeur du décalage fréquentiel résiduel  $\Delta f$  est de 100 MHz comprenant l'écart en fréquence des sources laser et le décalage Doppler résiduel, soit du même ordre de grandeur que celui rencontré dans les liens inter-satellites [Schaefer et al., 2016] [Ando et al., 2011]. Nous supposons de même que l'évolution de ce terme de résidu est linéaire et peut se traduire par un terme de résidu d'accélération Doppler que l'on notera  $\beta$ .

On considère ainsi que le signal en entrée du système de synchronisation fine est de la forme :

$$r_k = A_k s_k e^{j\phi_k} + n_k \text{ avec } \phi_k = \theta_0 + 2\pi\Delta f T k + \beta T^2 \frac{k^2}{2} + \varphi_k \quad (1.41)$$

avec  $A_k$  les fluctuations du flux couplé induites par la turbulence résiduelle après correction par optique adaptative,  $s_k$  les symboles BPSK encodés différenciellement,  $\phi_k$  la phase du signal et  $n_k$  un bruit additif gaussien. Le terme de phase  $\phi$  se décompose en :

- un déphasage statique  $\theta_0$ ,
- un écart de fréquence statique normalisé  $\Delta f T$  issu de la dérive en fréquence de l'oscillateur local et du laser d'émission et du résidu d'effet Doppler après estimation et correction grossière,
- une accélération Doppler normalisée  $\beta T^2$  qui regroupe la dérive en fréquence des lasers et l'évolution du décalage Doppler après estimation et correction grossière,
- un bruit de phase  $\varphi$  composé du bruit de phase des sources laser cumulé (émission et oscillateur local) et du bruit de phase turbulent.

Dans cette étude, nous considérons que la largeur spectrale de chaque laser est de 100 kHz [Saliba and Scholten, 2009], et donc la largeur spectrale cumulée pour les deux sources est de  $\Delta\nu = 200$  kHz.

Dans le cas d'un système de réception cohérente dominé par le bruit de photons de l'oscillateur local, le terme  $n_k$  peut être modélisé par un bruit additif gaussien [Barry and Lee, 1990]. Au regard de la grande distance que la porteuse optique traverse entre le satellite et le sol et des différentes atténuations, il n'est pas exclu qu'un amplificateur optique, de type EDFA, soit nécessaire au niveau de la station sol pour amplifier le signal reçu. Dans ce cas, il est possible que le bruit d'amplification spontanée mélangé à l'oscillateur local soit significatif. Cependant, dans ce cas également, il est possible en première approximation de considérer que le bruit additif est gaussien [Yamashita and Okoshi, 1994].

## 1.6 Conclusion

Après avoir rappelé l'intérêt des liens optiques pour les communications sol-espace et les difficultés de mise en oeuvre rencontrées, nous avons parcouru la chaîne de communication d'un lien descendant depuis un satellite LEO vers le sol. Le récepteur considéré est équipé d'un système d'optique adaptative pour compenser les perturbations de phase induites par la turbulence atmosphérique, d'un détecteur cohérent intradyne puis d'un système de traitement numérique du signal. Au sein de ce dernier, nous avons choisi dans cette étude de nous concentrer sur l'étape de synchronisation fine fréquence et phase de l'oscillateur local avec le signal reçu. Pour cela, nous avons établi dans la dernière section de ce chapitre, le modèle de signal discret en entrée de cet étage de synchronisation et nous avons listé les hypothèses prises.

Le chapitre suivant est consacré à la description des phénomènes turbulents et de l'optique adaptative afin de modéliser la contribution de la turbulence sur l'amplitude et sur la phase du signal (matérialisée par les termes  $A_k$  et  $\varphi_k$  dans l'équation (1.41)). Puis les chapitre 3 et 4 présentent deux techniques numériques de synchronisation fine fréquence et phase, la première basée sur une méthode de boucle à verrouillage de phase et la seconde sur une méthode en boucle ouverte. Ces techniques sont caractérisées dans un premier temps en présence d'un résidu de porteuse, d'un bruit de phase laser et d'un bruit additif gaussien. Enfin, le modèle de signal (1.41) complet, incluant les fluctuations d'amplitude et de phase induite par la turbulence après correction par optique adaptative, est utilisé en chapitre 5 pour caractériser les deux systèmes de synchronisation.



# Chapitre 2

## Impact de la propagation à travers la turbulence et de la correction par optique adaptative

### Sommaire

---

<b>3.1 Critère d'estimation aveugle en boucle fermée de la phase en présence de modulation BPSK</b>	<b>56</b>
<b>3.2 Structure de la boucle</b>	<b>58</b>
3.2.1 Détecteur de phase	59
3.2.2 Filtre de boucle	60
3.2.3 Oscillateur contrôlé numériquement (NCO)	61
<b>3.3 Principe de fonctionnement d'une boucle à verrouillage de phase du second ordre</b>	<b>61</b>
3.3.1 Etude du comportement de la boucle en régime d'acquisition	62
3.3.2 Étude en régime linéaire	69
<b>3.4 Influence du bruit sur le fonctionnement de la boucle</b>	<b>71</b>
3.4.1 Bande équivalente de bruit	72
3.4.2 Précision de l'estimation	73
3.4.3 Temps moyen avant saut de cycle	74
3.4.4 Impact du bruit de phase laser sur la précision de correction	75
<b>3.5 Méthodologie de conception d'une PLL numérique pour les liens satellite-sol</b>	<b>77</b>
3.5.1 Détermination des paramètres de la PLL	78
3.5.2 Validation numérique	80
<b>3.6 Conclusion</b>	<b>83</b>

---

Dans cette étude, l'onde optique portant les données de télécommunication est transmise par un satellite en orbite basse (LEO) situé à plusieurs centaines de kilomètres de la



station sol. L'amplitude et la phase de l'onde sont sévèrement impactées par la propagation à travers la turbulence atmosphérique. Au sol, le champ électromagnétique reçu est ensuite couplé à celui d'un oscillateur local lors de la détection cohérente. La correction par optique adaptative permet d'améliorer l'efficacité de couplage entre les deux champs et ainsi d'augmenter la puissance du signal détecté en favorisant le recouvrement entre le mode de l'oscillateur local et le champ provenant du satellite. Sur le schéma de principe de la figure 2.1, les trois principaux composants du système de correction par optique adaptative sont représentés : l'analyseur de surface d'onde (ASO), le miroir déformable (MD) et le contrôleur temps réel (CTR).

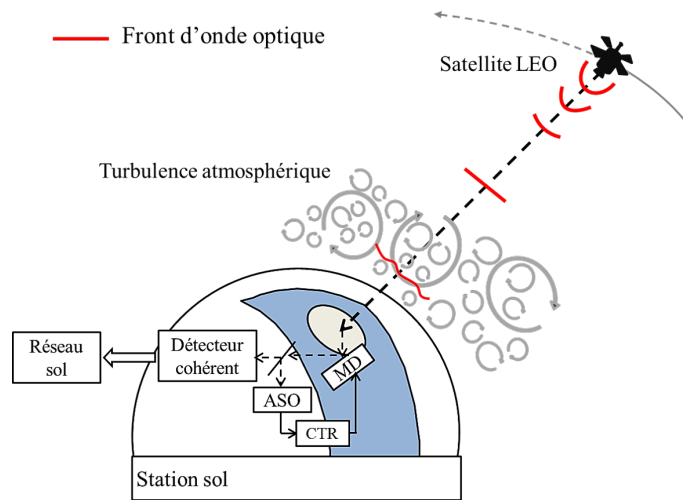


FIGURE 2.1 – Principe d'un lien optique descendant satellite-sol en présence de correction par optique adaptative

L'objectif de cette partie est de détailler ces différentes étapes et d'introduire les outils de simulations numériques utilisés pour les modéliser. Dans la section 2.1, les notions nécessaires pour décrire des conditions de turbulence atmosphérique sont listées ainsi que le principe de fonctionnement du logiciel TURANDOT utilisé pour modéliser l'impact de la turbulence sur l'onde optique transmise depuis le satellite. De même, le principe de la correction par optique adaptative est présenté en section 2.2 afin d'introduire l'outil de modélisation et de présenter un exemple de budget d'erreurs d'un système d'optique adaptative. Une fois corrigée, l'onde optique est mélangée avec celle de l'oscillateur local au sein du détecteur cohérent. Le recouvrement spatial de ces deux champs électromagnétiques est quantifié par un critère de couplage complexe dont la définition est rappelée en section 2.3. Ce critère nous permet de définir l'efficacité de couplage entre les deux champs et d'identifier la contribution du bruit de phase turbulent sur le signal détecté.

Deux scénarios de conditions de turbulence sont identifiés afin d'illustrer l'impact de la correction par optique adaptative sur l'efficacité de couplage. Ils seront considérés tout au long de ce chapitre comme exemple, mais aussi en chapitre 5 pour étudier les performances des systèmes de synchronisation. Comme attendu, les séries temporelles d'efficacité de couplage dans les deux scénarios montrent l'intérêt d'une telle correction afin d'augmenter le niveau de flux moyen couplé et de réduire l'amplitude des fluctuations de flux. Le bruit

## 2.1 Propagation d'une onde optique à travers la turbulence atmosphérique

de phase turbulent après correction par optique adaptative est aussi mis en évidence pour les deux cas. Ainsi, les outils de simulation présentés dans ce chapitre nous ont permis de générer les séries temporelles de fluctuations d'amplitude  $\{A_0, \dots, A_{N-1}\}$  et d'identifier la contribution du bruit de phase turbulent au terme  $\varphi$  dans l'expression du signal (1.41) (voir section 1.5.4).

Enfin, un exemple de bilan de liaison pour un lien descendant depuis un satellite LEO vers le sol est succinctement présenté en partie 2.4. L'objectif est dans cette dernière section de donner quelques ordres de grandeur issus des résultats d'efficacité de couplage et de la littérature.

## 2.1 Propagation d'une onde optique à travers la turbulence atmosphérique

Dans un premier temps en section 2.1.1, l'objectif est de rappeler succinctement quelques éléments et paramètres essentiels à la description de conditions de turbulence. Le principe du simulateur TURANDOT utilisé pour générer des séries temporelles représentatives d'un lien optique descendant LEO-sol est décrit en section 2.1.2. La section 2.1.3 est ensuite consacrée à la présentation de deux scénarios de conditions de turbulence représentatifs d'un lien optique depuis un satellite LEO vers le sol.

### 2.1.1 Turbulence atmosphérique

L'atmosphère est composée de gaz de températures différentes qui se mélangent sous l'effet de la gravité et d'échanges thermodynamiques. Ce mélange donne lieu à des mouvements turbulents : la turbulence atmosphérique. Il induit des variations locales d'indice de réfraction qui dégradent la cohérence spatiale d'une onde optique qui s'y propage. Ce phénomène, communément appelé turbulence optique, induit des perturbations de l'amplitude et de la phase de l'onde optique propagée. Une description physique a été proposée par Kolmogorov [Kolmogorov, 1941] qui permet de décrire les propriétés statistiques des variations spatiales de l'indice de réfraction. Dans cette théorie dite *théorie des cascades d'énergie de Kolmogorov*, l'énergie initiale injectée dans les plus grands tourbillons est transmise sous forme d'énergie cinétique à de plus petits tourbillons jusqu'à ce que la dimension des tourbillons soit telle que les transferts d'énergie soient dominés par les frottements visqueux au sein du milieu, l'énergie résiduelle étant dissipée sous forme de chaleur. Le domaine inertiel définit le domaine des dimensions spatiales pour lequel la turbulence est pleinement développée. Dans ce domaine, on peut supposer l'atmosphère stationnaire spatialement et temporellement et donc adopter une description statistique. Cet intervalle est délimité par les fréquences spatiales  $1/L_0$  et  $1/l_0$  avec respectivement  $L_0$  l'échelle externe, directement liée à la taille des plus grands tourbillons, et  $l_0$  l'échelle interne, qui traduit la dimension des tourbillons les plus petits. Les valeurs prises par l'échelle externe dépendent des éléments qui déterminent la taille des plus grands tourbillons : la proximité du sol, le relief et la nature du sol, le couvert végétal et dans la partie supérieure de l'atmosphère (au delà des premiers kilomètres) les principaux courants d'air. Les valeurs prises s'étendent donc de quelques mètres au voisinage du sol, à plusieurs dizaines de mètres dans la partie supérieure de l'atmosphère [Maire, 2007]. La taille de l'échelle interne peut varier de quelques

millimètres jusqu'à plusieurs centimètres dans la tropopause.

La fonction de structure des fluctuations d'indice de réfraction  $C_n^2$  quantifie la force locale de la turbulence le long de la ligne de visée. Ce paramètre est exprimé en  $m^{-\frac{2}{3}}$ . Il existe de nombreux modèles permettant de décrire le profil de  $C_n^2$  en fonction de l'altitude. Cette variabilité s'explique par l'influence de la localisation géographique des lieux pour lesquels ces modèles ont été proposés. Ils peuvent également présenter une variabilité nocturne/diurne et sont influencés par les conditions atmosphériques. La question de la dépendance des résultats obtenus dans cette thèse au profil de turbulence s'étend au delà de l'ambition poursuivie ici, c'est pourquoi le choix d'un profil très général, qui traduit uniquement une répartition moyenne des conditions de turbulence le long de la ligne de visée a été fait. Le modèle de profil utilisé est issue de la recommandation de l'Union Internationale des Télécommunications ITU-RP.1621-1 et s'apparente à un profil de type Hufnagel Valley [Valley, 1980]. La description du  $C_n^2$  en fonction de la distance au sol utilisée dans cette thèse est donnée en (2.1). Ce modèle de profil est paramétré par la valeur prise par le  $C_n^2$  au niveau du sol,  $C_0$ , et un paramètre homogène à une vitesse de vent  $v_{RMS}$  influant sur la force de la turbulence à haute altitude.

$$C_n^2(h) = 8.148 \times 10^{-56} v_{RMS}^2 h^{10} \exp\left(\frac{-h}{1000}\right) + 2.7 \times 10^{-16} \exp\left(\frac{-h}{1500}\right) + C_0 \exp\left(\frac{-h}{100}\right) \quad (2.1)$$

### Paramètre de Fried $r_0$ et temps caractéristique $\tau_0$

A partir du profil de  $C_n^2$ , il est possible de calculer un paramètre essentiel dans la description des effets optiques de la turbulence atmosphérique : le paramètre de Fried  $r_0$ . Ce paramètre donne une information sur la variance de phase turbulente introduite par la propagation à travers l'atmosphère. Il a été défini dans le domaine de l'imagerie [Fried, 1966] comme le diamètre équivalent d'un télescope dont la résolution est limitée par la turbulence. Pour une onde plane en considérant un spectre de Kolmogorov [Fusco, 2000], le  $r_0$  est donné sur la ligne de visée par :

$$r_0 = \left[ 0.423 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int_0^{z_{max}} C_n^2(h(z)) dz \right]^{-\frac{3}{5}} \quad (2.2)$$

avec  $h(z) = z \sin \theta$  avec l'angle  $\theta$  correspondant à l'élévation du satellite, en négligeant la rotondité de la Terre. Le terme  $z_{max}$  correspond à l'altitude  $h_{max}$  en sortie du volume turbulent où la valeur du  $C_n^2$  devient négligeable.

De la même façon, il est possible de définir un temps caractéristique de l'évolution de la turbulence  $\tau_0$ . Cette constante de temps caractérise les fluctuations temporelles du front d'onde. Elle est définie comme le temps  $\tau_0$  tel que :

$$\mathbb{E}([\phi(r, t) - \phi(r, t + \tau_0)]^2) = 1 \text{ rad}^2 \quad (2.3)$$

avec  $\phi(r, t)$  la fluctuation de la phase. La valeur de cette constante de temps est donnée par [Roddier et al., 1982] :

$$\tau_0 = 0.314 \frac{r_0}{V} \quad (2.4)$$

## 2.1 Propagation d'une onde optique à travers la turbulence atmosphérique

avec  $\bar{V}$  le vent moyen défini par :

$$\bar{V} = \left( \frac{\int_0^\infty |\bar{V}(h(z))|^{5/3} C_n^2(h(z)) dz}{\int_0^\infty C_n^2(h(z)) dz} \right)^{3/5} \quad (2.5)$$

Cette constante  $\tau_0$  permet de disposer d'un ordre de grandeur du temps caractéristique d'évolution des perturbations causées par la turbulence atmosphérique.

### Perturbation de l'amplitude et de la phase du champ optique

L'amplitude complexe de l'onde propagée à travers l'atmosphère est perturbée par la turbulence optique. Au foyer de l'optique de réception, le couplage du champ focalisé avec le champ de l'oscillateur local s'en trouve impacté. L'utilisation d'un système de correction des perturbations de la phase de l'onde reçue, comme une optique adaptative, permet d'améliorer l'efficacité de couplage entre les deux champs électromagnétiques. Le principe de la correction par optique adaptative est présenté section 2.2.

En suivant la démarche adoptée dans le cadre de l'approximation des faibles perturbations [Tatarski, 1961], l'impact de la turbulence peut être représentée par l'argument d'une fonction exponentielle telle que :

$$\Psi = \Psi_0 e^{\chi + i\phi} \quad (2.6)$$

avec  $\Psi_0$  le terme de champ non perturbé,  $\chi$  le log-amplitude de la perturbation et  $\phi$  sa phase. Le log-amplitude  $\chi$  traduit l'impact de la propagation sur l'amplitude de l'onde, à l'origine de fluctuations de flux dans la pupille de réception. On note par la suite  $\sigma_\chi^2$  la variance du log-amplitude. Dans l'hypothèse de faibles perturbations, son expression est donnée par [Roddiier, 1981] :

$$\sigma_\chi^2 = 0.5631 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^{7/6} \int_0^{z_{max}} z^{5/6} C_n^2(h(z)) dz \quad (2.7)$$

D'autre part, le flux reçu en un point  $I$  peut s'écrire comme le carré du champ  $\Psi$ , soit  $I = \Psi\Psi^* = |\Psi_0|^2 e^{2\chi}$ . Ainsi, les fluctuations du flux  $\delta I$  par rapport à sa valeur moyenne  $\langle I \rangle$  sont définies comme :

$$\delta I = \frac{I - \langle I \rangle}{\langle I \rangle} \quad (2.8)$$

où l'opérateur  $\langle . \rangle$  désigne la moyenne statistique de la variable aléatoire  $I$ . A partir de cette expression, l'indice de scintillation  $\sigma_I^2$  quantifie les variations ponctuelles du flux sur la pupille  $\delta I$ . En régime de faibles perturbations, le terme exponentiel de l'expression  $I = |\Psi_0|^2 e^{2\chi}$  peut être approximé par  $e^{2\chi} \approx 1 + 2\chi$  et l'indice de scintillation défini par  $\sigma_{\delta I}^2$  apparaît directement proportionnel à la variance du log amplitude tel que  $\sigma_{\delta I}^2 = 4\sigma_\chi^2$

### 2.1.2 Modélisation de la propagation par la méthode des écrans de phase

Afin de s'abstraire de l'hypothèse des faibles perturbations qui réduit le domaine d'emploi des expressions analytiques présentées au paragraphe précédent, une résolution numérique de l'équation de propagation a été proposée [Martin and Flatté, 1988] : l'approche

de modélisation par écran de phase. Elle consiste en une résolution par morceau de l'équation de propagation : au sein d'un volume donné, le principe est de résoudre l'équation de propagation en dissociant les phénomènes diffractifs de la propagation de l'origine des perturbations. Ceci revient à négliger sur une couche donnée l'impact des effets diffractifs sur l'épaisseur de la couche en question.

Dans cette approche, le volume turbulent est discrétisé en plusieurs couches d'épaisseur  $\delta z$  simulées numériquement par des écrans de phase. Chaque couche turbulente est assimilée à un écran de phase qui ajoute une perturbation au champ propagé. L'épaisseur des couches, la distance séparant les écrans de phase, doit être suffisamment faible pour modéliser correctement les effets de la diffraction le long de la propagation et suffisamment grande pour que l'on puisse considérer deux écrans de phase successifs comme décorrélés. La propagation de l'onde optique entre deux écrans se déroule dans le vide. Cette méthode est illustrée sur la figure 2.2.

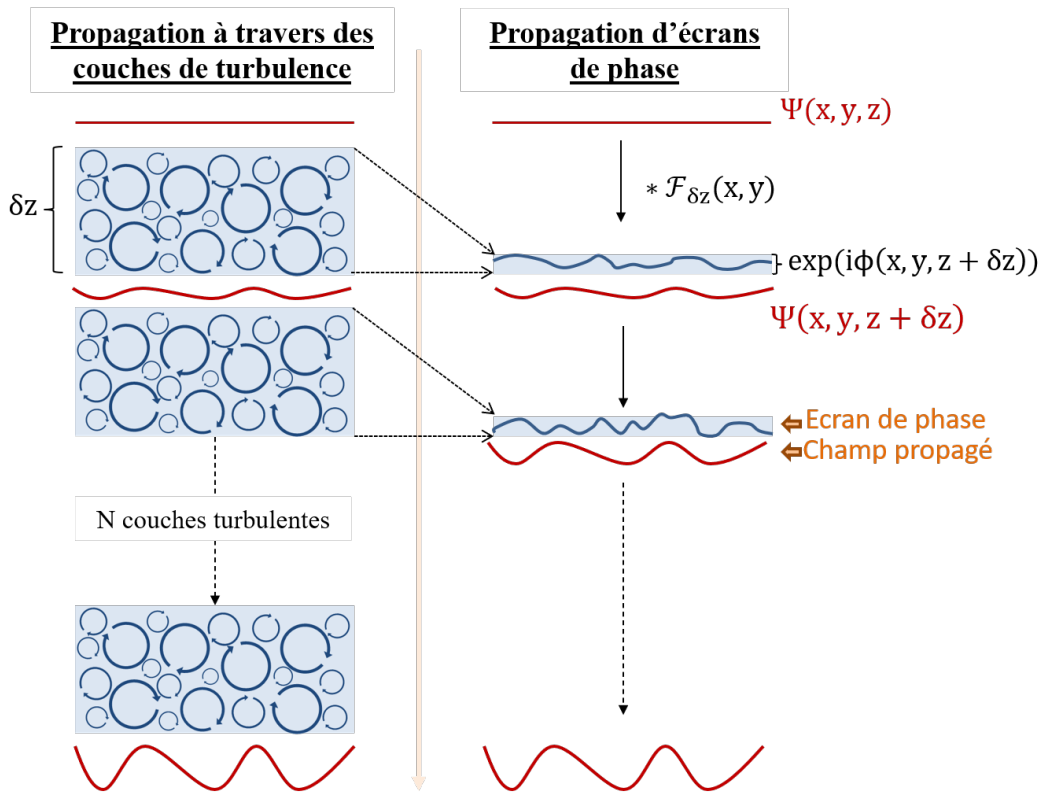


FIGURE 2.2 – Principe de la propagation par écrans de phase

Les expressions données dans cette partie font l'hypothèse que l'indice de réfraction moyen est unitaire. Les variations d'indice sont notées  $N(x, y, z)$  par la suite. Le terme de déphasage pur  $\phi$  décrit l'influence de l'hétérogénéité de l'indice de réfraction au sein d'une couche. Il correspond à la différence de marche subie par l'onde sur l'épaisseur  $\delta z$  :

$$\phi(x, y, z + \delta z) = k_0 \int_z^{z+\delta z} dz N(x, y, z) \quad (2.9)$$

## 2.1 Propagation d'une onde optique à travers la turbulence atmosphérique

avec  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  le nombre d'onde.

Le champ  $\Psi(x, y, z + \delta z)$  en sortie d'une couche d'épaisseur  $\delta z$  s'écrit en fonction du champ en entrée  $\Psi(x, y, z)$  :

$$\Psi(x, y, z + \delta z) = [\Psi(x, y, z) * \mathcal{F}_{\delta z}(x, y)]e^{i\phi(x, y, z + \delta z)} \quad (2.10)$$

avec  $*$  l'opérateur de convolution et  $\mathcal{F}_{\delta z}$  le propagateur de Fresnel sur la distance  $\delta z$ .  $\mathcal{F}_{\delta z}$  est défini comme :

$$\mathcal{F}_{\delta z}(x, y) = \frac{e^{ik_0\delta z}}{i\lambda\delta z} e^{ik_0\left(\frac{x^2+y^2}{2\delta z}\right)} \quad (2.11)$$

La même méthode est ensuite appliquée à la suite d'écrans de phase représentant la colonne de turbulence. Le champ propagé découle de la propagation progressive de l'onde ainsi perturbée en phase par l'influence de chaque écran et en amplitude par la propagation des perturbations entre écrans.

Ce modèle est implanté dans PILOT (Propagation and Imaging, Laser and Optics through Turbulence), un code de propagation optique développé à l'ONERA. La modélisation par écran de phase nécessite de discrétiser finement les effets induits par la turbulence optique. Son utilisation impose des coûts de calcul significatifs rendus raisonnables par le choix de paramètres d'échantillonnages bien adaptés au besoin de l'application. Une version paramétrisée automatiquement de PILOT a été développée pour les liens optiques satellite-sol dans le cadre de contrats CNES : le code TURANDOT. Dans le cas du lien descendant LEO vers le sol, les résultats de ce logiciel ont été confrontés à des données expérimentales présentées dans [Védrenne et al., 2012]. Chaque écran est généré à partir d'un bruit blanc coloré dans le domaine de Fourier par un spectre spatial de turbulence de type Von Karman [McGlamery, 1976].

Le champ électromagnétique reçu au niveau de la station sol depuis le satellite LEO est obtenu par propagation de l'onde optique à travers les couches de turbulence selon la méthode des écrans de phase. Le logiciel paramétrise automatiquement le nombre, la taille physique et la discrétisation transverse des écrans de phase, ainsi que la distance entre les couches. L'élévation est supposée constante sur la ligne de visée sur la durée de la simulation. De plus, l'impact de la réfraction atmosphérique sur la courbure de la ligne de visée n'est pas modélisée. Le champ entrant dans l'atmosphère à l'altitude  $z_{max}$  est approximé par une onde plane compte tenu de la très longue distance de propagation entre le satellite et cette altitude.

Pour traduire l'influence du défilement de la ligne de visée lié au suivi du satellite et du défilement naturel induit par le vent transverse, les écrans de phase sont translatés latéralement. L'amplitude de cette translation est déterminée à partir du pas de temps et de la combinaison de la vitesse apparente (liée au déplacement angulaire du satellite) et de la vitesse naturelle du vent transverse. Le vecteur vitesse de déplacement d'une couche à la distance  $z$  a pour module :

$$V(h(z)) = z\omega_{sat} + V_{vent}(h(z)) \quad (2.12)$$

avec comme précédemment l'altitude  $h(z) = z \sin(\theta)$  de l'écran de phase considéré et  $\omega_{sat}$  la vitesse angulaire du satellite définie comme :

$$\omega_{sat} = \frac{V_{sat}}{D_{sat-sol}} \quad (2.13)$$

Avec  $V_{sat}$  le module de la composante de la vitesse du satellite orthogonale à la ligne de visée et  $D_{sat-sol}$  la distance entre la station sol et le satellite. Dans la version actuelle de TURANDOT, le vent naturel et le vent apparent causé par le défilement de la ligne de visée sont colinéaires, d'où l'équation (2.12). Cette approche, mise en place par soucis de simplicité d'implantation, se justifie par la volonté de considérer des cas les plus exigeants du point de vue des effets temporels. Des évolutions pourraient être envisagées pour permettre la prise en compte de profils de vent naturels traduisant la direction du vent entre écrans de phase successifs. Cependant, les données à ce sujet manquent encore et le besoin demande à être précisé.

Pour décrire l'évolution en fonction de la distance au sol du module du vent apparent, un profil de vent Bufton est utilisé [Bufton, 1973]. Il est défini en fonction de la distance au sol  $h$  par la vitesse du vent au niveau du sol  $V_G$  et la vitesse du vent au niveau de la tropopause  $V_T$  :

$$V_{vent}(h) = V_G + V_T \exp \left[ \left( -\frac{h - h_T}{D_T} \right)^2 \right] \quad (2.14)$$

avec  $h_T$  et  $D_T$  respectivement l'altitude et l'épaisseur de la tropopause. Dans la suite, ces valeurs sont choisies par défaut à  $h_T = 12448$  m et  $D_T = 4800$  m.

A titre d'exemple, la figure 2.3 représente une occurrence de l'amplitude et la phase du champ optique dans la pupille du télescope de réception obtenue avec le logiciel TURANDOT. Sur la carte d'amplitude, les fluctuations observées sont la manifestation du phénomène de scintillation.

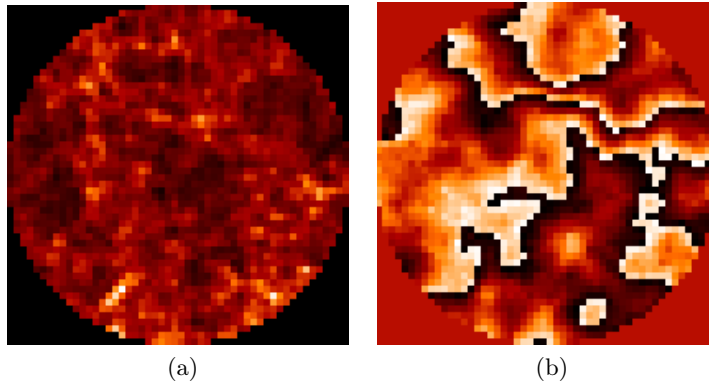


FIGURE 2.3 – Exemple de résultats en sortie du logiciel TURANDOT. (a) Carte d'amplitude dans la pupille, (b) Phase turbulente dans la pupille modulo  $2\pi$ .

## 2.1 Propagation d'une onde optique à travers la turbulence atmosphérique

### 2.1.3 Conditions de turbulence

Les paramètres de turbulence sont sélectionnés à partir de valeurs de la littérature afin de simuler de façon représentative le canal de propagation [Kudielka et al., 2019]. Dans le cas étudié, le signal de communication est émis par un satellite LEO sur une orbite à l'altitude de 500 km vers le sol. Pour maximiser la durée de transfert des données, il est préférable d'établir le lien dès que le satellite est en visibilité de la station sol c'est-à-dire à basse élévation. Dans la pratique le satellite est visible au dessus de l'horizon au delà de quelques degrés. Néanmoins, à très basse élévation (en dessous d'une vingtaine de degrés), les conditions de turbulence sont très sévères, et le fonctionnement de l'optique adaptative doit être adapté pour les gérer. Les travaux menés ici se sont concentrés sur des cas de conditions de turbulence pour lesquels l'optique adaptative opère dans des conditions exigeantes du point de vue de l'analyse de front d'onde, mais qui restent compatibles avec le principe de fonctionnement de l'analyseur considéré, sans adaptation spécifique. Ainsi, les séries temporelles sont obtenues dans le cas d'un satellite à une élévation de  $20^\circ$ .

L'onde optique provenant du satellite entre dans l'atmosphère à une altitude  $h_{max} = 20$  km, soit à une distance  $z_{max} = 58$  km du sol à  $20^\circ$ . Elle traverse ensuite un volume turbulent discrétisé en 35 couches. Ces conditions de turbulence sont regroupées dans le tableau 2.1 sous le nom de "Scénario A". Le paramètre de Fried dans ce scénario est de  $r_0 = 3.9$  cm à  $20^\circ$ , soit 7.4 cm au zénith, ce qui correspond à des conditions difficiles permettant d'atteindre une disponibilité de 99% si l'on considère les statistiques de conditions de turbulence simulées pour les sites accueillant les stations sol américaines du systèmes LCRD (*Laser Communications Relay Demonstration*) [Edwards et al., 2015]. Le système d'optique adaptative décrit dans la section suivante est conçu pour répondre à ces conditions de turbulence.

Afin d'éprouver les systèmes de synchronisation étudiés par la suite dans des conditions plus sévères, nous avons sélectionné un second cas de turbulence pour lequel la correction par optique adaptative est moins performante. Dans ce scénario, le profil ITU précédent est modifié de sorte à rendre la couche au sol plus turbulente. Le paramètre de Fried atteint dans ce cas est de  $r_0=1.7$  cm à une élévation de  $20^\circ$  et correspond à 3.2 cm à  $90^\circ$  à un cas extrêmement pessimiste puisqu'il représente le cas de conditions les pires envisagées dans [Edwards et al., 2015]. Les autres paramètres de simulations sont inchangés. Ce cas de turbulence est désigné dans le tableau 2.1 et dans la suite du chapitre par "Scénario B".

Les paramètres décrivant la turbulence dans les deux scénarios sont regroupés dans le tableau 2.1. Tous les paramètres sont donnés sur la ligne de visée à la longueur d'onde  $\lambda = 1550$  nm.



TABLE 2.1 – Conditions de turbulence pour les scénarios A et B. Les premiers paramètres sont communs aux deux cas. Le scénario B se distingue par une première couche turbulente proche du sol plus turbulente.

	$C_0$	$10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
	$v_{RMS}$	20 m/s
	$V_G$	10 m/s
	$V_T$	20 m/s
	$V_{Sat}$	6.5 km/s
	$L_0$	5 m
	$\sigma_I^2$	0.684
	$D_{RX}$	50 cm
	Scénario A	Scénario B
$r_0$	3.9 cm	1.7 cm
$\tau_0$	0.6 ms	0.4 ms
$\bar{V}$	20 m/s	13 m/s

## 2.2 Optique adaptative

L'onde optique reçue par le télescope de la station sol est transmise à un système de correction par optique adaptative. Le principe d'un tel système est succinctement décrit en section 2.2.1 puis les modalités de simulation sont abordées en section 2.2.2. L'outil AOST (Adaptive Optics Simulation Tool), développé par l'ONERA, permet une modélisation de l'impact de chaque composant du système d'optique adaptative sur l'onde et ainsi de simuler numériquement une correction de ce type sur les occurrences obtenues grâce au logiciel TURANDOT.

Nous rappelons ensuite les principales sources d'erreur en sortie d'un système d'optique adaptative en section 2.2.3 afin de présenter deux exemples de budget d'erreur en section 2.2.4 correspondant aux scénarios de turbulence A et B décrits dans la section précédente. Le paramétrage de la boucle d'optique adaptative est conçu pour répondre au scénario A de turbulence. Le même paramétrage est conservé pour le scénario B de turbulence plus sévère afin de simuler un cas de compensation plus partielle des perturbations de phase.

### 2.2.1 Principe de fonctionnement

Un système d'optique adaptative est une boucle de rétroaction opto-mécanique composée de 3 principaux éléments : un analyseur de surface d'onde, un miroir déformable et un contrôleur permettant d'asservir en temps réel la surface du miroir. Le principe de la correction par optique adaptative est présenté en figure 2.4.

## 2.2 Optique adaptative

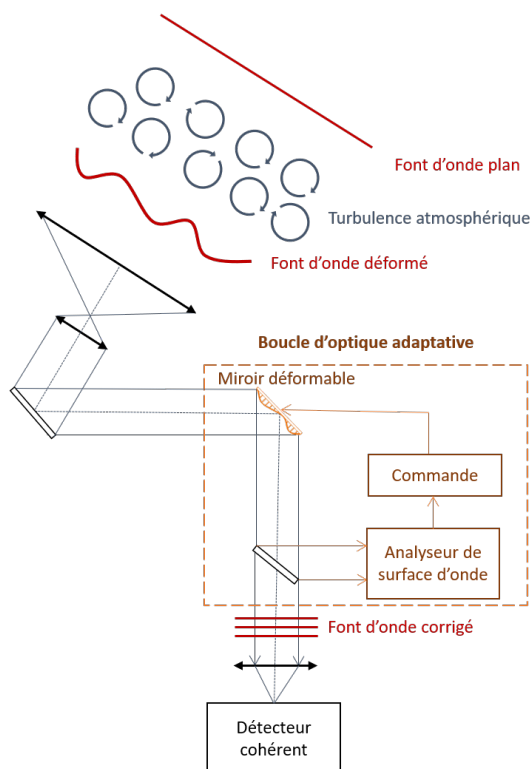


FIGURE 2.4 – Principe de fonctionnement d'une boucle d'optique adaptative

L'analyseur de surface d'onde le plus communément utilisé est l'analyseur de Shack-Hartmann dont le principe basé sur le formalisme de l'optique géométrique est illustré sur la figure 2.5.

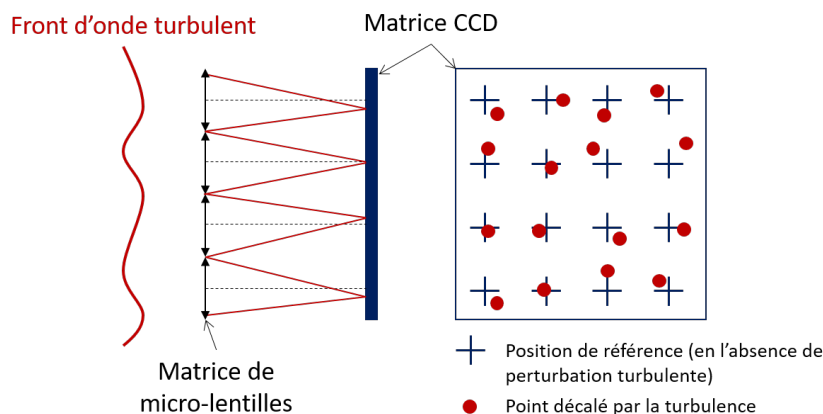


FIGURE 2.5 – Principe de l'analyseur de surface d'onde de Shack-Hartmann.

Il consiste en une matrice de micro-lentilles chacune définissant une sous-pupille. Cette matrice échantillonne spatialement la surface d'onde incidente. Le déplacement du centre de gravité de la tache focale au foyer d'une micro-lentille renseigne sur la pente moyenne

de la phase à l'échelle de la sous-pupille. Les données de pente sont transmises au système de commande qui traduit cette information en une matrice de tensions applicables sur les actionneurs du miroir déformable. Le miroir prend alors la forme de la surface d'onde et compense les dégradations de la phase induites par la propagation à travers la turbulence atmosphérique. Dans le cas d'une correction parfaite, le front d'onde résultant est plan.

En pratique, la correction n'est pas parfaite et le fonctionnement de la boucle d'optique adaptative est entaché de différentes erreurs induites par les limitations des composants rendant la correction partielle. Il convient de modéliser correctement l'impact de la boucle d'optique adaptative pour obtenir des séries temporelles représentatives du cas étudié.

### 2.2.2 Modélisation de la correction par optique adaptative

L'impact de la correction par optique adaptative peut être simulé numériquement par modélisation bout-en-bout. Le logiciel AOST repose sur ce principe en reproduisant l'influence de chacun des composants de la boucle sur une onde optique. Ce simulateur est utilisé par la suite pour obtenir des séries temporelles corrigées représentatives d'un lien LEO-sol.

Le simulateur bout-en-bout AOST utilise en entrée les champs obtenus grâce au logiciel TURANDOT et modélise le comportement physique de chaque composant de la boucle d'optique adaptative sur le front d'onde : le champ complexe est échantillonné spatialement par un réseau de microlentilles, la position de l'image formée au foyer de chaque microlentilles de l'analyseur renseigne sur la pente locale du front d'onde et un modèle de correcteur (un miroir déformable appliquant des modes de Zernike purs [Noll, 1976]) est utilisé pour simuler la correction de la phase apportée en boucle fermée. La simulation est itérative pour rendre compte de l'échantillonnage temporel effectué par la boucle de rétroaction à la fréquence  $f_{ech}$ .

La figure 2.6 compare la carte de la phase dans la pupille avant et après la correction par optique adaptative grâce au logiciel AOST.

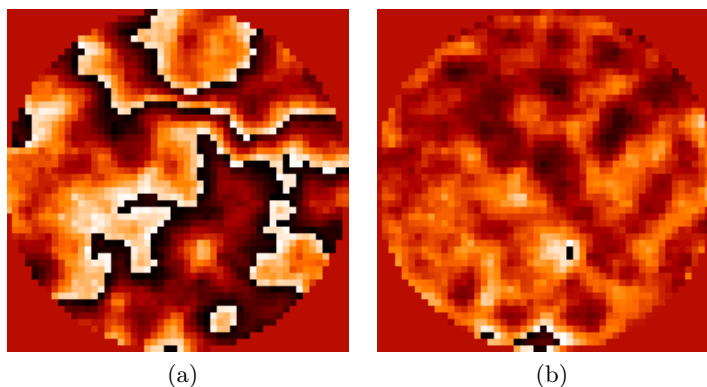


FIGURE 2.6 – (a) Phase turbulente dans la pupille en sortie du simulateur TURANDOT (b) Phase résiduelle après correction par optique adaptative grâce au logiciel AOST. Les cartes de phases sont modulo  $2\pi$ .

## 2.2 Optique adaptative

### 2.2.3 Établissement d'un budget d'erreurs

Les expressions analytiques présentées dans cette partie sont issues de [Conan, 1994][Conan et al., 1995]. Dans le cas des liens satellite-sol, la puissance optique requise pour limiter le nombre d'erreurs sur une communication très-haut débit permet de faire fonctionner l'analyseur de surface d'onde en régime fort flux. Le bruit de l'analyseur de surface d'onde est donc négligé par la suite.

La performance de la correction est limitée par le nombre d'actionneurs du miroir déformable, le nombre fini de points de mesure de l'analyseur de surface d'onde et la fréquence d'échantillonnage de la boucle. La variance de la phase résiduelle  $\sigma_{res}^2$  correspond à la somme des variances d'erreurs spatiales  $\sigma_{spatiale}^2$  et temporelles  $\sigma_{temporelle}^2$  :

$$\sigma_{res}^2 = \sigma_{spatiale}^2 + \sigma_{temporelle}^2 \quad (2.15)$$

L'erreur spatiale se divise en deux principales composantes : l'erreur de sous-modélisation et l'erreur de repliement.

$$\sigma_{res}^2 = \sigma_{Sous-modélisation}^2 + \sigma_{Repliement}^2 + \sigma_{temporelle}^2 \quad (2.16)$$

L'erreur de sous-modélisation provient du nombre fini d'actionneurs du miroir déformable. Ce dernier ne peut corriger ainsi qu'un nombre fini de polynôme de Zernike ou de fréquences spatiales de la phase turbulente.

La phase turbulente se décompose sur une base de polynômes de Zernike [Noll, 1976] telle que :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i Z_i(\mathbf{r}) \quad (2.17)$$

avec  $a_i$  le coefficient  $i$  de la décomposition et  $Z_i$  le polynôme de Zernike en deux dimensions. L'erreur de sous-modélisation correspond à la somme des variances des polynômes qui ne sont pas corrigés. Elle est donnée par [Conan, 1994] en fonction de  $n_r$  le nombre d'ordres radiaux corrigés :

$$\sigma_{Sous-modélisation}^2 = 0.458(n_r + 1)^{-\frac{5}{3}} \left( \frac{D_{RX}}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (2.18)$$

L'erreur de repliement est liée au fait que l'analyseur de surface d'onde échantillonne le front d'onde à partir d'un nombre fini de sous-pupilles. Les hautes fréquences de la phase peuvent alors apparaître sous forme de repliement sur le spectre tel que mesuré par l'analyseur de front d'onde. Cette erreur peut être approximée par [Neichel, 2008] :

$$\sigma_{Repliement}^2 \approx 0.35 \sigma_{Sous-modélisation}^2 \quad (2.19)$$

L'erreur temporelle est liée au fonctionnement de la boucle de rétroaction et plus particulièrement au temps de pose de l'analyseur de surface d'onde et au temps de calcul de la commande par le contrôleur temps réel. La conversion des données par l'analyseur de surface d'onde en déformation du miroir déformable n'est pas instantanée. La correction des aberrations dynamiques de la turbulence est alors imparfaite à cause du retard entre la mesure et la correction. Ainsi, la variance de la phase résiduelle  $\sigma_{temporelle}^2$  correspond

à la somme des variances de la phase résiduelle dues à l'erreur temporelle de chaque ordre radial  $n$  :

$$\sigma_{Temporelle}^2 = \sum_{n=1}^{n_r} \sigma_n^2 \quad (2.20)$$

L'erreur temporelle de chaque ordre radial est liée à la réjection partielle du contenu fréquentiel du spectre temporel de la turbulence. La fonction de transfert de réjection (FTR) de la boucle fermée est définie par :

$$FTR(f) = \left| \frac{1}{1 + G(f)} \right| \quad (2.21)$$

avec  $G$  la fonction de transfert du système en boucle ouverte. Par la suite, nous considérerons une commande de type intégrateur dont le gain est fixé au maximum de 0.5 pour respecter la marge de stabilité de ce type d'asservissement avec un retard de deux trames [Dessenne, 1998]. La FTR traduit l'efficacité du système en fonction de la fréquence d'évolution du défaut à compenser [Demerle et al., 1994]. L'optique adaptative agit comme un filtre temporel passe-haut sur chaque mode turbulent corrigé. En notant  $DSP_i$  la densité spectrale de puissance temporelle de la phase turbulente correspondante au mode de Zernike  $i$  [Conan et al., 1995], la variance de la phase résiduelle du l'ordre radial  $n$  s'écrit :

$$\sigma_n^2 = \sum_{i=i_n}^{i_{n+1}-1} \int_0^\infty FTR(f) DSP_i(f) df \quad (2.22)$$

avec  $i_n$  l'indice du premier polynôme de l'ordre radial  $n$ .

#### 2.2.4 Exemple de budget d'erreurs d'un système d'optique adaptative

Les paramètres de la boucle sont choisis suivant la méthode décrite dans [Védrenne et al., 2016] afin d'atteindre une pénalité résiduelle sur le flux couplé moyen de 4.5 dB. Ils sont regroupés dans le tableau 2.2.

TABLE 2.2 – Principaux paramètres de la boucle d'optique adaptative

Paramètres	
$n_r$	12 (soit 91 modes corrigés)
$f_{ech}$	5kHz

Pour illustrer le choix de cette correction, la figure 2.7 représente les contributions des erreurs temporelles et spatiales en fonction du nombre d'ordres radiaux corrigés pour une pupille de diamètre 50 cm dans le cas du scénario A de turbulence. La courbe violette correspond à la variance de la phase résiduelle totale  $\sigma_{res}^2$  c'est-à-dire la somme des différentes contributions comme présentée en équation (2.15). Augmenter le nombre d'ordres radiaux corrigés permet de diminuer la variance de la phase résiduelle totale grâce à la diminution de l'erreur de sous-modélisation et de l'erreur de repliement. La fréquence d'échantillonnage réglée à 5kHz permet de limiter l'impact de l'erreur temporelle sur la variance de la

## 2.2 Optique adaptative

phase résiduelle, même si on peut remarquer que pour une correction de 12 ordres radiaux, l'erreur temporelle commence à contribuer à l'erreur totale. Ces résultats ont été obtenus dans les conditions de turbulence décrites dans le tableau 2.1.

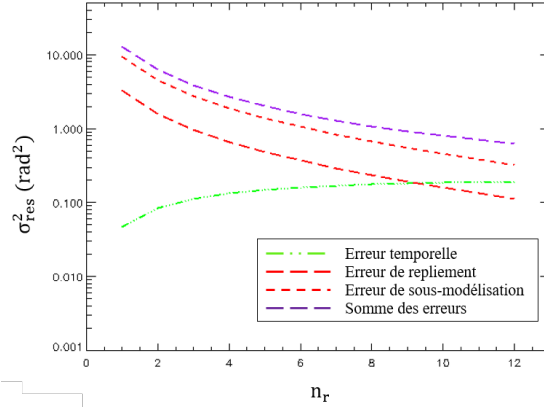


FIGURE 2.7 – Variance de la phase résiduelle en fonction du nombre d'ordres radiaux corrigés pour les principales sources d'erreurs en sortie de correction par optique adaptative pour les conditions de turbulence du scénario A (voir tableau 2.1) ( $f_{ech} = 5$  kHz,  $D_{RX} = 50$  cm).

Pour comparer, la figure 2.8 représente le budget d'erreurs dans le cas de turbulence plus sévère du scénario B (voir tableau 2.1) avec les mêmes paramètres de correction. En reprenant l'expression 2.18, seul le paramètre de Fried  $r_0$  diffère par rapport au premier scénario. Dans ce cas, il est plus faible (1.7 cm sur la ligne de visée contre 3.9 cm pour le scénario A) ce qui augmente la variance résiduelle. La phase résiduelle totale est donc plus importante pour la même correction que pour le scénario A.

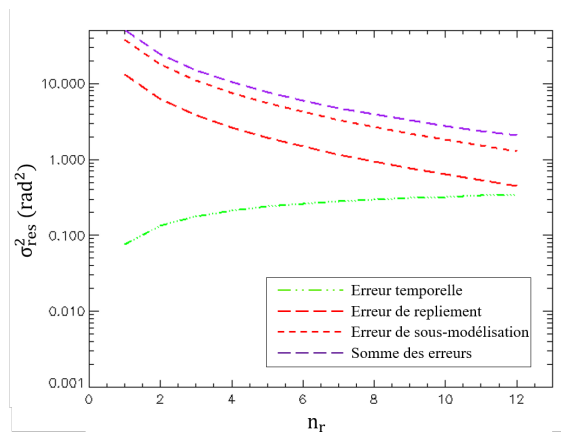


FIGURE 2.8 – Variance de la phase résiduelle en fonction du nombre d'ordres radiaux corrigés pour les principales sources d'erreurs en sortie de correction par optique adaptative dans le cas du scénario de turbulence B du tableau 2.1 ( $f_{ech} = 5$  kHz,  $D_{RX} = 50$  cm).

## 2.3 Impact de la turbulence sur le couplage complexe

L'onde optique en sortie du système d'optique adaptative est ensuite transmise au détecteur cohérent. La pénalité induite sur l'efficacité de mélange du champ corrigé avec un oscillateur local peut être estimée de la même manière que l'efficacité de couplage d'un faisceau dans une fibre monomode [Ruilier and Cassaing, 2001]. Le champ de l'oscillateur local est défini par un mode gaussien semblable au mode fondamental d'une fibre optique monomode. Dans cette partie, la définition de l'efficacité de couplage et du bruit de phase est rappelée afin de présenter des séries temporelles de flux couplé et de bruit de phase turbulent obtenues grâce à l'outil de modélisation de la turbulence TURANDOT, et de l'optique adaptative AOST dans les scénarios A et B.

### 2.3.1 Définition du couplage complexe

L'amplitude complexe du champ électromagnétique de l'onde incidente après propagation à travers la turbulence et correction par OA peut s'exprimer sous la forme :

$$E_{RX}(\mathbf{r}, t) = |A_{RX}| \exp(i\phi_{res}(\mathbf{r}, t)) \quad (2.23)$$

avec  $|A_{RX}|$  le module de l'amplitude complexe du champ propagé et  $\phi_{res} = \phi_{tur} - \phi_{OA}$  la phase résiduelle correspondant au résidu de la phase perturbée par la turbulence atmosphérique  $\phi_{tur}$  après la correction par optique adaptative  $\phi_{OA}$ . Pour simplifier les notations, la notion d'amplitude complexe est utilisée ici et par définition n'inclut pas le terme  $\exp(i\omega_{RX}t)$  avec  $\omega_{RX}$  la pulsation du signal reçu [Born et al., 1980]. De plus, dans cette section, la modulation du signal ainsi que le décalage en fréquence entre le signal reçu et la fréquence de l'oscillateur local ne sont pas pris en compte.

L'amplitude complexe de l'oscillateur local est exprimée comme celle d'un mode gaussien dans le plan de la pupille [Shaklan and Roddier, 1988] tel que :

$$E_{OL}(\mathbf{r}) = A_{OL} \exp(-\|\mathbf{r}\|^2/\omega_0^2) \quad (2.24)$$

avec  $A_{OL}$  l'amplitude supposée constante du laser oscillateur local et  $\omega_0$  le rayon du mode exprimé dans le plan pupille de l'instrument. La correspondance des dimensions du mode gaussien exprimé dans le plan pupille pour une extension dans le mode définie en plan focal est décrite dans [Ruilier and Cassaing, 2001]. On choisit ici  $\omega_0 = \frac{D_{RX}}{2.2}$  afin de maximiser l'efficacité de couplage en l'absence d'occultation centrale [Klein and Degnan, 1974].

L'efficacité de couplage entre le signal incident et le mode gaussien de l'oscillateur local est perturbée par les effets résiduels de la turbulence après correction par optique adaptative. L'efficacité de couplage instantanée peut être dérivée du couplage complexe défini par exemple dans [Winick, 1986]. Le couplage complexe correspond à l'intégrale de recouvrement exprimée dans le plan de la pupille :

$$C(t) = \frac{\int E_{RX}(\mathbf{r}, t) E_{OL}^*(\mathbf{r}, t) dr}{[\int E_{RX}(\mathbf{r}, t) E_{RX}^*(\mathbf{r}, t) dr \times \int E_{OL}(\mathbf{r}, t) E_{OL}^*(\mathbf{r}, t) dr]^{1/2}} \quad (2.25)$$

avec  $E_{RX}$  limité au support pupillaire par construction défini par :

$$P(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 \leq 2\|\mathbf{r}\| \leq D_{RX} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.26)$$

### 2.3 Impact de la turbulence sur le couplage complexe

A partir de cette expression, il est possible de définir l'efficacité de couplage instantanée  $\rho(t)$  comme le module carré du couplage complexe et le bruit de phase  $\phi(t)$  comme son argument [Shaklan and Roddier, 1988] [Wagner and Tomlinson, 1982] :

$$\rho(t) = |C(t)|^2 \quad (2.27)$$

$$\phi(t) = \arg(C(t)) \quad (2.28)$$

Afin de tenir compte des fluctuations de flux à l'échelle de la pupille, nous considérons par la suite le flux couplé pour quantifier l'effet de la turbulence sur le couplage entre le signal incident et l'oscillateur local, défini par :

$$\rho_c(t) = |C(t)|^2 \times \frac{\int E_{RX}(\mathbf{r}, t) E_{RX}^*(\mathbf{r}, t) dr}{\int P(\mathbf{r}) dr} = |C(t)|^2 \times \frac{1}{S} \int E_{RX}(\mathbf{r}, t) E_{RX}^*(\mathbf{r}, t) dr \quad (2.29)$$

où  $\frac{1}{S} \int E_{RX}(\mathbf{r}, t) E_{RX}^*(\mathbf{r}, t) dr$  correspond à l'intégrale du module carré du champ normalisée sur la pupille de surface  $S$  soit la scintillation moyennée sur la pupille.

#### 2.3.2 Exemples de séries temporelles de flux couplés et de bruit de phase turbulent

La figure 2.9 représente l'évolution du flux couplé  $\rho_c$ , donné en équation (2.29), en fonction du temps avec et sans optique adaptative pour les deux cas de turbulence présentés dans le tableau 2.1 et les paramètres d'optique adaptative du tableau 2.2. Pour les deux scénarios de turbulence, la pénalité moyenne induite par la turbulence sur le taux de couplage est réduite par la correction par optique adaptative. La moyenne obtenue est de -22.4 dB sans correction et de -4.1 dB avec la boucle d'optique adaptative dans les conditions A et s'améliore de -30.7 dB à -11.9 dB dans le scénario de turbulence B.

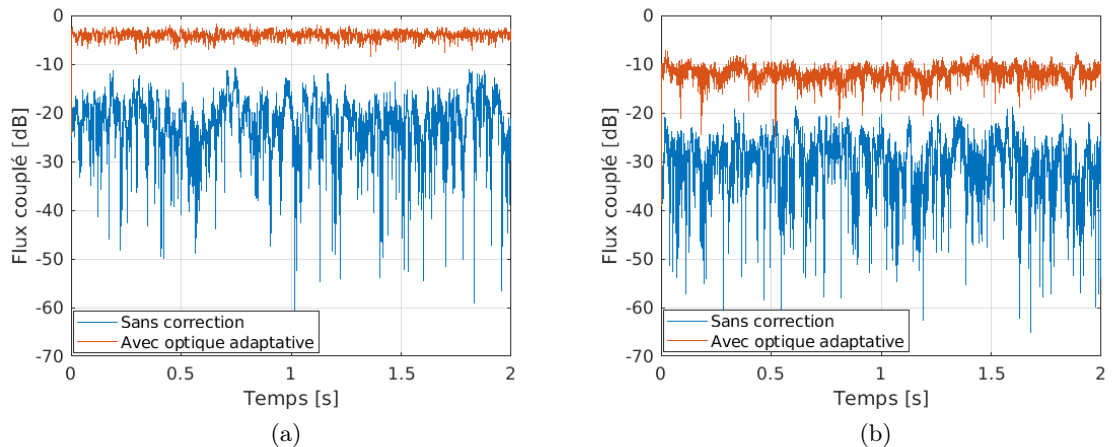


FIGURE 2.9 – Séries temporelles d'efficacité de couplage avec et sans correction par optique adaptative pour les scénarios A (a) et B (b) dont les conditions de turbulence sont décrites dans le tableau 2.1 et la correction par optique adaptative dans le tableau 2.2.



On remarque aussi que l'optique adaptative réduit l'amplitude des fluctuations. La figure 2.10 présente les densités de probabilité et les fonctions de répartition des différentes séries temporelles d'efficacité de couplage de la figure 2.9. Ces courbes quantifient la probabilité d'occurrences des évanouissements. Elles illustrent ainsi que le système d'optique adaptative est efficace pour réduire l'amplitude des fluctuations de signal.

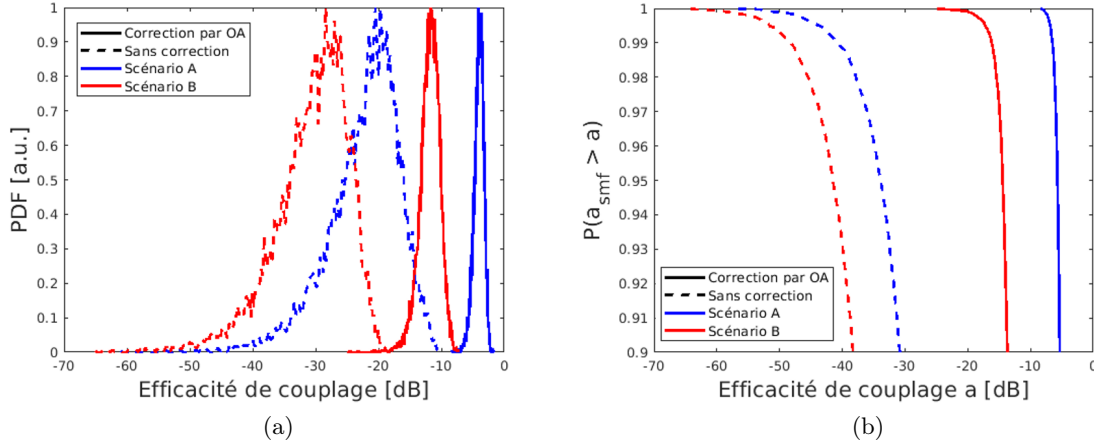


FIGURE 2.10 – a. Densité de probabilité et b. fonction de répartition de l'efficacité de couplage pour deux conditions de turbulence avec et sans correction par optique adaptative.

Ces séries temporelles seront utilisées dans le chapitre 5 pour modéliser les fluctuations de l'amplitude du signal après numérisation, représentées par le terme  $A_k$  dans le modèle de signal discret décrit en section 1.5

La figure 2.11 représente les trajectoires de bruit de phase turbulent c'est-à-dire la contribution de la turbulence au bruit de phase  $\phi$  décrite en équation (2.28), pour les deux scénarios étudiés. La modulation BPSK et les autres perturbations de la phase ne sont pas représentées ici. L'amplitude des fluctuations est de l'ordre de 38 rad pic-vallée dans le scénario A et est légèrement supérieure à 60 rad dans le scénario B. Le bruit de phase turbulent est comparé à l'évolution temporelle du mode de piston turbulent qui n'est pas corrigé par les systèmes d'optique adaptative traditionnels, comme celui présenté en section 2.2.1. Le mode de piston  $a_0$  est obtenu par projection de la phase géométrique  $\varphi_{geom}$  (la somme des écrans de phase) sur le mode de piston de phase évalué dans le plan de la pupille de l'instrument par l'intégrale de recouvrement :

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int \varphi_{geom}(\mathbf{r}) P(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (2.30)$$

avec  $\varphi_{geom}$  et  $P$  en coordonnées normalisées et  $P$  la transmittance de la pupille définie par :

$$P(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 \leq 2\|\mathbf{r}\| \leq D_{RX} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.31)$$

La variance de la différence entre la trajectoire de bruit de phase et le mode de piston, en rouge sur la figure, est d'environ  $5 \cdot 10^{-3} \text{ rad}^2$  dans le premier cas et de  $2 \cdot 10^{-2} \text{ rad}^2$  dans

### 2.3 Impact de la turbulence sur le couplage complexe

le second. La différence est ainsi très faible comparée à l'amplitude du bruit de phase. Les signatures temporelles sont très proches ce qui n'est pas surprenant puisque ces deux composantes sont de même nature [Robert et al., 2016].

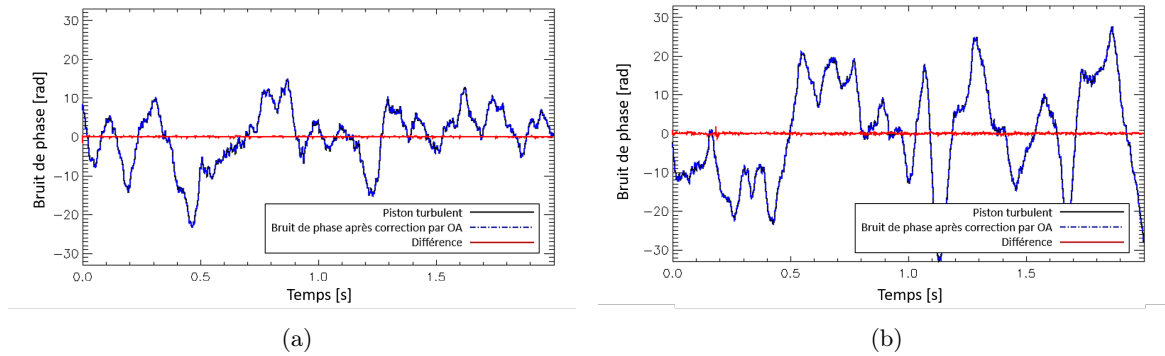


FIGURE 2.11 – Bruit de phase turbulent après correction par optique adaptative ( $n_r = 12$ ,  $f_{ech} = 5$  kHz) comparé au piston turbulent dans les conditions de turbulence du tableau 2.1 (a). La courbe en rouge correspond à la différence entre le bruit de phase turbulent et le mode de piston.

L'autocorrélation de chacun des bruits de phase turbulents est tracée en figure 2.12. Le temps de cohérence dans les deux cas est d'environ 47 ms.

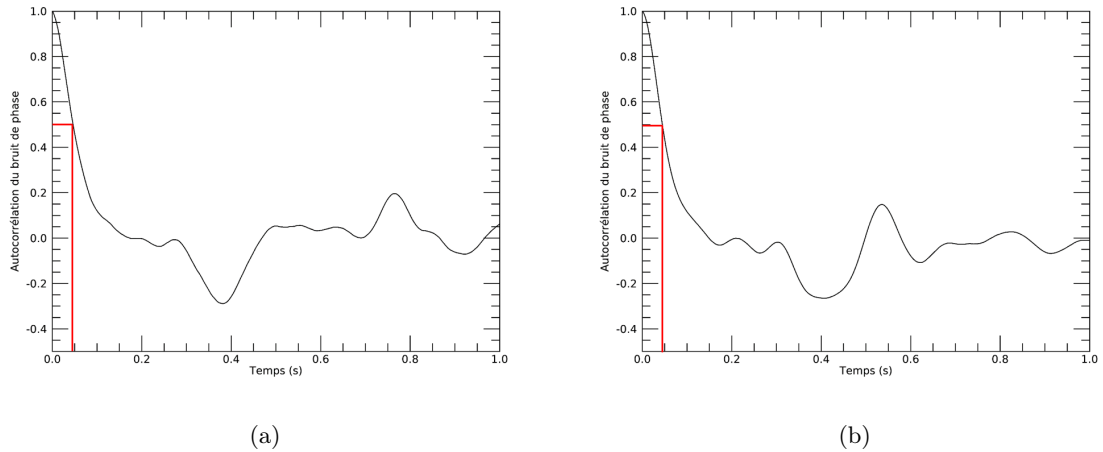


FIGURE 2.12 – Autocorrélation du bruit de phase turbulent après correction par optique adaptative dans les deux scénarios de turbulence considérés (tableau 2.1)

Les fluctuations du bruit de phase turbulent sont lentes comparées aux bruits de phase des sources laser utilisées dans les réseaux par fibres optiques, évoquées en section 1.5.2 et bien plus lentes que le rythme symbole considéré de 10 GBaud. Ainsi, la compensation de ce bruit de phase ne semble pas nécessiter de précaution particulière dans le choix de

la méthode de synchronisation de la phase. L'impact de ce bruit sur les performances du système est évalué dans le chapitre 5.

## 2.4 Bilan de liaison

L'objectif est dans cette partie de succinctement donner des ordres de grandeur sur les paramètres et les différentes atténuations intervenants dans le bilan de liaison d'un lien de communication optique à  $\lambda = 1550$  nm entre un satellite LEO et le sol. L'établissement d'un bilan de liaison permet de déterminer la marge globale de puissance définie comme la différence entre la puissance allouée pour la récupération des données, disponible au niveau du récepteur au sol, et la puissance nécessaire émise à bord pour atteindre une performance donnée.

### 2.4.1 Gains d'antenne

A l'instar des systèmes radiofréquences, il est possible de définir des gains optiques d'antennes pour les modules d'émission et de réception, notés respectivement  $G_{TX}$  et  $G_{RX}$ . Le gain d'antenne de l'émetteur, donnée par [Klein and Degnan, 1974], dépend de la taille de pupille d'émission  $D_{TX}$  et d'un facteur d'efficacité  $g_T$  qui traduit les pertes liées à la troncature du faisceau par le télescope.

Nous considérons ici une pupille sans occultation centrale qui correspond à un facteur d'efficacité  $g_T$  égal à 0.81 [Klein and Degnan, 1974].

$$G_{TX} = 10 \log_{10} \left( \left( \frac{\pi D_{TX}}{\lambda} \right)^2 g_T \right) \quad (2.32)$$

De même, le gain d'antenne à la réception noté  $G_{RX}$  est donné par [Degnan and Klein, 1974] :

$$G_{RX} = 10 \log_{10} \left( \left( \frac{\pi D_{RX}}{\lambda} \right)^2 \right) \quad (2.33)$$

avec  $D_{RX}$  le diamètre de la pupille de réception.

### 2.4.2 Atténuations du signal au niveau des modules d'émission et de réception

Les flux émis et reçus sont atténués par la transmission des différents composants optiques des modules d'émission et de réception. Dans la suite, ces atténuations seront nommées  $a_{TX}$  et  $a_{RX}$ . Dans le livre [Hemmati, 2009], ces atténuations sont évaluées à environ  $a_{TX} \approx a_{RX} \approx 3$  dB.

Les erreurs de pointage de la part du satellite et de la station sol entraînent aussi une perte de flux. Cette atténuation est quantifiée à  $a_p = 3$  dB dans [Toyoshima, 2005].

Comme évoqué en section 2.1, la turbulence atmosphérique perturbe la phase de l'onde optique ce qui induit une pénalité sur l'efficacité de couplage entre le signal incident et l'oscillateur local au sein du détecteur cohérent. L'optique adaptative réduit fortement cette pénalité. L'atténuation moyenne sur la puissance reçue, notée  $a_{turb}$  par la suite, est

## 2.4 Bilan de liaison

évaluée à 4.1 dB en moyenne dans les conditions du scénario A citées dans le tableau 2.1 et les paramètres de correction du tableau 2.2.

### 2.4.3 Pertes liées à la propagation en espace libre

Les pertes induites par la propagation de l'onde optique en espace libre sur la distance  $d_{Sat-Sol}$  séparant le satellite et le sol sont données par [Friis, 1946] :

$$a_{prop} = \left( \frac{\lambda}{4\pi d_{Sat-Sol}} \right)^2 \quad (2.34)$$

Les pertes liées à l'absorption moléculaire et la diffusion au sein de l'atmosphère sont évaluées à environ  $a_{atmo}=0,5$  dB à 20 °d'élévation dans [Artaud et al., 2019]. La transmission des nuages  $a_{nuage}$  dépend de nombreux facteurs dont la nature même des nuages et leur altitude. Nous faisons ici l'hypothèse de la présence de nuages fins par ciel clair entraînant une atténuation du signal  $a_{nuage} = 6,5$  dB [Caillault, 2017].

### 2.4.4 Marge sur la puissance reçue

On considère dans cette étude le cas d'un signal transmis suivant une modulation BPSK détecté par un récepteur intradyne dominé par le bruit de photon. Un taux d'erreur binaire égal à  $10^{-9}$  est atteint théoriquement avec 18 photons par bit [Kahn, 2006]. Pour un signal transmis à 10 GBaud, la puissance minimale nécessaire pour atteindre ce niveau de performance est  $P_{min} = -46,7$  dBm.

La marge sur le bilan de liaison correspond à la différence entre la puissance allouée à la récupération de l'information télécom et la puissance minimale  $P_{min}$  requise pour atteindre une performance donnée. Soit  $P_{TX}$  la puissance de la source à l'émission, cette marge s'écrit :

$$Marge(dB) = (P_{TX} + G_{TX} - a_{TX} - a_p - a_{prop} - a_{RX} - a_{nuage} - a_{atmo} - a_{turb} + G_{RX}) - P_{min} \quad (2.35)$$

Le tableau 2.3 présente un exemple de bilan de liaison pour une transmission entre un satellite LEO et le sol. Nous faisons ici l'hypothèse que le diamètre  $D_{TX}$  de la pupille d'émission est de 4.5 cm [Takenaka et al., 2016] et que la source située à bord du satellite émet avec une puissance  $P_{TX} = 1$  W à la longueur d'onde  $\lambda = 1550$  nm.

D'après le tableau, dans cette configuration la marge est d'environ 5.6 dB. Ainsi le flux est en théorie suffisant pour permettre une détection sans aucune erreur. Dans le cas de turbulence plus sévère (scénario B du tableau 2.1), la correction par optique adaptative n'est plus adaptée et nous avons pu constater une atténuation  $a_{turb} = 11.9$  dB après correction (voir figure 2.9b). Pour ce scénario, le bilan de liaison n'est plus favorable ( $Marge = -2.2$  dB) avec les hypothèses prises ici, ce qui souligne la nécessité d'une OA performante en réception.

TABLE 2.3 – Bilan de liaison sur un lien descendant LEO-sol

Paramètres	Lien descendant Sol-LEO
Longueur d'onde	1.55 $\mu\text{m}$
Distance sol-satellite	1193 km
Diamètre d'émission $D_{TX}$	0.045 m
Diamètre de réception $D_{RX}$	0.5 m
Gain d'émission $G_{TX}$	98.3 dB
Gain de réception $G_{RX}$	120.1 dB
Atténuation liée à la propagation en espace libre $a_{propag}$	259.7 dB
Atténuation nuageuse $a_{nuage}$	6.5 dB
Atténuation atmosphère $a_{atmo}$	0.5 dB
Pertes transmissions optiques TX $a_{TX}$	3 dB
Pertes transmissions optiques RX $a_{RX}$	3 dB
Pertes de pointage $a_p$	3 dB
Pénalité turbulence sur le couplage après OA $a_{turb}$	4.1 dB
Puissance allouée pour la détection	-41.1 dBm
Puissance nécessaire pour atteindre $\text{TEB}=10^{-9}$	-46.7 dBm
Marge en puissance	5.6 dB

## 2.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les outils de modélisation fine de la turbulence atmosphérique et de la correction par optique adaptative. Deux scénarios de turbulence atmosphérique et un paramétrage d'optique adaptative ont été identifiés. Le système de correction est conçu pour compenser les effets de turbulence du premier scénario. Le second scénario, plus turbulent, correspond à un cas de correction partielle. L'onde optique reçue au niveau de la station sol est mélangée avec celle d'un oscillateur local au sein du détecteur cohérent. Pour les deux scénarios de turbulence, la correction par optique adaptative a permis d'améliorer le niveau moyen de flux couplé et de réduire la dynamique des fluctuations. Les simulateurs nous ont permis d'obtenir des séries temporelles de flux couplé et de bruit de phase turbulent qui seront prises en compte dans le modèle de signal (1.41) dans les termes  $A_k$  et  $\varphi_k$ .

Nous caractérisons maintenant deux techniques numériques de synchronisation en fréquence et en phase en commençant par la méthode en boucle fermée par boucle à verrouillage de phase dans le chapitre 3. Le chapitre 4 est ensuite consacré à l'étude d'une méthode en boucle ouverte. Dans les chapitres 3 et 4, les systèmes de synchronisation sont dans un premier temps étudiés sans perturbation liée à la turbulence. Ces fluctuations sont prises en compte dans le chapitre 5.

# Chapitre 3

## Méthode de synchronisation fine du décalage en fréquence et en phase par boucle à verrouillage de phase numérique

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Principe de l'estimation aveugle en M-PSK</b>	<b>87</b>
<b>4.2</b>	<b>Estimation conjointe en aveugle du décalage en fréquence et en phase</b>	<b>88</b>
<b>4.3</b>	<b>Estimation fine du décalage en fréquence</b>	<b>89</b>
4.3.1	Méthode d'estimation basée sur la transformée de Fourier	90
4.3.2	Méthode d'estimation par différence de phase	93
4.3.3	Comparaison des deux estimateurs de décalage en fréquence	94
4.3.4	Impact d'une accélération Doppler	96
<b>4.4</b>	<b>Estimation fine du décalage en phase</b>	<b>97</b>
4.4.1	Principe de fonctionnement de l'estimateur de Viterbi-Viterbi	98
4.4.2	Impact d'un bruit de phase laser sur la performance	99
4.4.3	Impact d'un résidu de fréquence	100
4.4.4	Impact sur le taux d'erreur binaire	102
<b>4.5</b>	<b>Etude de la mise en cascade de l'estimateur de fréquence avec l'estimateur de phase</b>	<b>105</b>
4.5.1	Précision de l'estimation	105
4.5.2	Performance en taux d'erreur binaire	107
4.5.3	Choix de l'estimateur en fréquence	108
4.5.4	Comparaison avec la méthode par boucle à verrouillage de phase	108
<b>4.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>110</b>

---

La détection cohérente d'un signal optique nécessite d'accorder finement la phase de l'oscillateur local à celle du flux lumineux reçu. Dans ce chapitre, on s'intéresse à la mise en oeuvre numérique de ce traitement (donc derrière le CAN de la figure 1.1 du chapitre 1) par le moyen d'une boucle à verrouillage de phase (PLL *Phase-Locked Loop*) opérant à temps discret (*Digital PLL* ou DPLL). Une boucle à verrouillage de phase est une boucle de rétroaction utilisée pour asservir la phase et parfois aussi la fréquence de l'oscillateur local à celle du signal reçu. La littérature concernant les PLL analogiques est très riche et conformément à une pratique répandue, nous nous appuyerons dessus pour concevoir une boucle numérique en prenant les précautions nécessaires pour faire l'analogie entre temps continu et temps discret. Les formalismes et méthodes décrits dans cette partie sont notamment basés sur le livre de Gardner [Gardner, 2005] qui fait référence sur le sujet.

Comme présenté dans le chapitre 1, cet étage de synchronisation fine fait suite à un système de synchronisation grossier de la fréquence dont le rôle consiste à corriger l'essentiel du décalage entre la fréquence du signal provenant du satellite et celle de l'oscillateur local. On notera alors  $\Delta f$  l'écart en fréquence résiduel en sortie du premier étage, et l'on considérera le modèle de signal à temps discret suivant en entrée de la PLL :

$$r_k = A s_k e^{i\phi_k} + n_k \text{ avec } \phi_k = \theta_0 + 2\pi\Delta f T k + \beta \frac{T^2}{2} k^2 \quad (3.1)$$

avec  $s_k$  les symboles BPSK,  $\phi_k$  la phase à estimer et  $n_k$  un bruit additif blanc gaussien complexe circulaire de moyenne nulle et variance  $N_0/2$  sur les voies réelles et imaginaires. Les termes  $\theta_0$ ,  $\Delta f$  et  $\beta$  correspondent respectivement au décalage de phase statique, à l'écart de fréquence et à l'accélération Doppler que l'on souhaite estimer et compenser, comme introduit dans le chapitre 1. L'amplitude  $A$  est considérée constante et unitaire dans ce chapitre. L'impact de la turbulence atmosphérique (fluctuations d'amplitude et bruit de phase turbulent) sur cet étage de synchronisation sera étudié dans le chapitre 5.

La première section de ce chapitre présente un critère d'estimation aveugle en boucle fermée du décalage de phase  $\phi_k$  en présence de modulation BPSK. En seconde partie du chapitre, nous introduisons les principaux composants de la PLL numérique. Une PLL présente deux régimes de fonctionnement : un régime d'acquisition et un régime de poursuite. La section 3.3 est consacrée à la description de ces deux régimes en l'absence de bruit additif et de bruit de phase laser dans un premier temps. Puis la section 3.4 caractérise l'influence de ces différents bruits sur le comportement de la PLL. Le bruit de phase laser peut avoir un impact non négligeable sur la précision de la correction. Ceci nous amène à proposer en partie 3.5 une méthodologie de conception de PLL adaptée aux contraintes des liens satellite-sol. Le choix des paramètres est validé sur un exemple grâce aux notions présentées dans les sections précédentes.

### 3.1 Critère d'estimation aveugle en boucle fermée de la phase en présence de modulation BPSK

Notre système de synchronisation fine a pour objectif d'estimer et compenser l'erreur de phase  $\phi_k$  afin de démoduler le plus fidèlement possible les symboles transmis  $s_k$ . Le décalage  $\phi_k$  peut être estimé selon un critère de maximum a posteriori (MAP) tenant

### 3.1 Critère d'estimation aveugle en boucle fermée de la phase en présence de modulation BPSK

compte de la modulation BPSK [Simon and Hamkins, 2006] [Middlestead, 2017] [Simon, 1979]. De cet estimateur MAP par bloc peut ensuite se déduire une implantation itérative de l'estimateur effectuant l'estimation et la correction de l'écart de phase échantillon par échantillon par le biais d'une boucle de rétroaction.

Considérons un signal reçu de la forme :

$$r_k = A s_k e^{i\phi} + n_k \quad (3.2)$$

Dans certaines références de la littérature, la démonstration qui suit est faite suivant un critère de maximum de vraisemblance plutôt que MAP. Les deux estimateurs coïncident sous l'hypothèse d'une distribution uniforme du déphasage  $\phi$ , hypothèse qui sera faite également ici. On suppose par ailleurs les symboles BPSK indépendants et identiquement distribués tels que :

$$p(s_k) = \begin{cases} 1/2 & : s_k = 1 \\ 1/2 & : s_k = -1 \end{cases} \quad (3.3)$$

Partant d'une suite de  $N$  échantillons de la forme (3.2), l'estimateur aveugle (ou NDA : *Non Data Aided*) de la phase optimal au sens du MAP prend la forme suivante dans le cas d'un signal modulé BPSK [Simon and Hamkins, 2006] [Middlestead, 2017] :

$$\hat{\phi}_N = \arg \max_{0 \leq \phi < 2\pi} \sum_{k=0}^{N-1} \log \left( \cosh \left( \frac{2 \operatorname{Re}(r_k e^{-i\phi})}{N_0} \right) \right) \quad (3.4)$$

Cet estimateur peut être mis en oeuvre de façon itérative au moyen d'une PLL à la manière d'un algorithme du gradient. A chaque itération, la PLL utilise la dérivée du critère MAP par rapport à  $\phi$  comme signal d'erreur, afin d'ajuster l'estimation et de réduire l'erreur au fur et à mesure de la séquence. On notera  $x_k = r_k e^{-i\hat{\phi}_k}$  les échantillons corrigés avec  $\hat{\phi}_k$  la phase estimée à l'itération  $k$  de la PLL.

Dans le cas présent, la dérivée de la fonction (3.4) produit le détecteur de phase optimal suivant [Simon, 1979] :

$$\epsilon_k = \tanh \left( \frac{2}{N_0} \operatorname{Re}(x_k) \right) \times \left( \frac{2}{N_0} \operatorname{Im}(x_k) \right) \quad (3.5)$$

A fort RSB, le premier terme de l'expression précédente peut être approché par  $\tanh(x) \approx \operatorname{sign}(x)$  ce qui revient à utiliser un détecteur de phase de la forme :

$$\epsilon_k = \operatorname{sign}(\operatorname{Re}(x_k)) \operatorname{Im}(x_k) \quad (3.6)$$

On reconnaît ici la forme bien connue du détecteur de phase d'une PLL pilotée par les décisions. Il s'agit d'une approximation de la mise en oeuvre itérative en boucle fermée de l'estimation de  $\phi$  optimale au sens MAP avec connaissance des symboles modulés.

A l'inverse, dans le cas où le RSB est faible et donc où l'argument de la tangente hyperbolique est faible, l'approximation  $\tanh(x) \approx x$  est communément utilisée [Simon, 1979]. Le signal d'erreur en sortie du détecteur de phase devient alors :

$$\epsilon_k = \operatorname{Im}(x_k) \operatorname{Re}(x_k) \quad (3.7)$$



Ce détecteur de phase est souvent appelé estimateur de Costas [Costas, 1956] en référence aux PLL analogiques du même nom dont le fonctionnement est très similaire et largement décrit dans la littérature. C'est précisément cette forme du détecteur de phase que nous avons retenue pour toute la suite de cette étude. On note que le facteur  $2/N_0$  de l'expression (3.4) n'apparaît pas dans cette expression ni dans la précédente. La suppression de la fonction  $\tanh$  permet de factoriser ce terme et de le supprimer sans conséquence.

Nous avons privilégié la forme (3.7) car elle découle directement de l'estimateur optimal au sens MAP de la phase et qu'elle est adaptée au cas de faible RSB, situation que nous risquons de rencontrer dans l'application au lien satellite-sol. De plus, cette forme est communément utilisée dans les systèmes de PLL analogiques ce qui permettra de comparer plus facilement nos résultats avec les formules théoriques établies de longue date pour ce type de boucle.

D'autres détecteurs de phase peuvent être envisagés que l'approximation faible RSB du détecteur de phase MAP NDA pour la BPSK, au prix d'une perte de garantie sur l'optimalité de l'estimation réalisée, mais avec d'autres avantages par ailleurs, comme par exemple la robustesse à des variations de l'amplitude du signal reçu. Nous reviendrons sur ce point un peu plus loin (voir section 3.5.1).

Notre détecteur de phase (3.7) dérive du détecteur de phase (3.5) qui lui même dérive de l'estimateur optimal MAP (3.4) spécifique à la BPSK. La considération d'un autre format de modulation conduirait à une forme différente de l'estimateur (3.4) et donc à un détecteur de phase différent, sans remettre en cause le principe de fonctionnement ni les autres éléments de la PLL.

## 3.2 Structure de la boucle

Une PLL est constituée des 3 éléments principaux représentés en figure 3.1 : un détecteur de phase, un filtre de boucle et un oscillateur contrôlé numériquement (NCO *Numerically controlled Oscillator*).

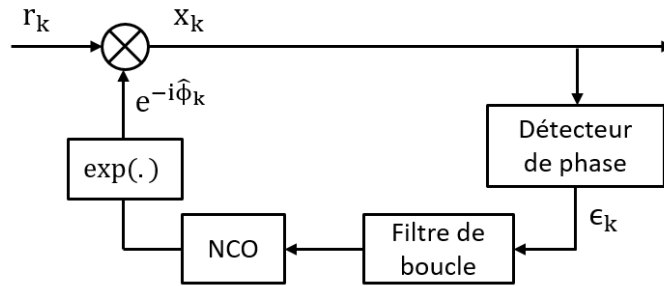


FIGURE 3.1 – Schéma fonctionnel d'une boucle à verrouillage de phase.

En considérant à l'entrée du système de synchronisation un signal de la forme :

$$r_k = A s_k e^{i\phi_k} + n_k \quad (3.8)$$

avec  $\phi_k = 2\pi\Delta f T k + \theta_0$ ,  $A$  l'amplitude du signal supposée ici constante, et  $s_k$  les symboles BPSK, l'objectif de la PLL est d'estimer et de compenser le déphasage  $\theta_0$  et l'écart de

## 3.2 Structure de la boucle

fréquence  $\Delta f$  en présence du bruit additif  $n_k$  sans connaissance a priori sur les symboles modulés  $s_k$ .

Le détecteur de phase a pour objectif d'estimer l'erreur entre la phase incidente  $\phi_k$  et la phase estimée  $\hat{\phi}_k$  à partir de l'échantillon corrigé en phase  $x_k = r_k e^{-i\hat{\phi}_k}$ . Nous utilisons ici l'estimateur défini dans la section précédente 3.1 qui est adapté à la modulation BPSK et à un fonctionnement en mode aveugle. Un filtre de boucle lisse ensuite ce signal d'erreur  $\epsilon_k$ . Enfin, le signal résultant est transmis à un NCO afin de produire le signal de correction  $e^{-i\hat{\phi}_k}$  qui est appliqué à l'échantillon suivant  $r_{k+1}$ . Cette étape ferme la boucle de rétroaction. Nous allons maintenant présenter plus en détail les opérations réalisées dans chacun des trois grands blocs.

### 3.2.1 Détecteur de phase

Pour mieux comprendre le fonctionnement du détecteur de phase introduit en section 3.1, plaçons nous dans le cas idéal d'un signal reçu **non bruité** :

$$r_k = A s_k e^{i\phi_k} \text{ avec } \phi_k = 2\pi\Delta f T k + \theta_0 \quad (3.9)$$

Le signal corrigé  $x_k$  est le résultat de la multiplication du signal entrant  $r_k$  dans la boucle par la sortie  $e^{-i\hat{\phi}_k}$  du NCO, soit :

$$x_k = r_k e^{-i\hat{\phi}_k} = A s_k e^{i(\phi_k - \hat{\phi}_k)} \quad (3.10)$$

Ainsi, en utilisant un détecteur de phase de la forme (3.7), le signal d'erreur produit par ce dernier s'écrit :

$$\epsilon_k = A^2 s_k^2 \cos[\phi_k - \hat{\phi}_k] \sin[\phi_k - \hat{\phi}_k] \quad (3.11)$$

$$= \frac{A^2}{2} \sin[2(\phi_k - \hat{\phi}_k)] \quad (3.12)$$

On notera par la suite  $\Delta\phi_k = \phi_k - \hat{\phi}_k$ . En modulation BPSK, les symboles  $s_k$  sont de la forme  $s_k = e^{i\pi m/2}$  avec  $m \in \{0, 1\}$  et la composante de modulation disparaît par élévation au carré de  $s_k$ . La réponse du détecteur de phase est alors sinusoïdale de période  $\pi$  et de gain  $K_d = A^2$  :

$$\boxed{\epsilon_k = \frac{K_d}{2} \sin[2(\phi_k - \hat{\phi}_k)]} \quad (3.13)$$

On remarque ici que **le gain  $K_d$  du détecteur de phase est directement dépendant de l'amplitude du signal.**

### Courbe en S

La courbe en S (en anglais *s-curve*) est une représentation classique du fonctionnement non linéaire du détecteur de phase d'une PLL. Elle correspond à la sortie du détecteur de phase  $\epsilon$  en fonction de l'erreur de phase  $\Delta\phi = \phi - \hat{\phi}$  à son entrée. La figure 3.2 représente la courbe en S du détecteur de phase décrit par l'équation (3.7). Par définition [Gardner, 2005], le gain du détecteur de phase  $K_d$  est défini comme la pente  $\frac{d\epsilon(\Delta\phi)}{d\Delta\phi}$  de cette courbe évaluée pour  $\Delta\phi=0$ . L'approximation linéaire de la formule (3.13) est matérialisée par la droite rouge sur la figure.

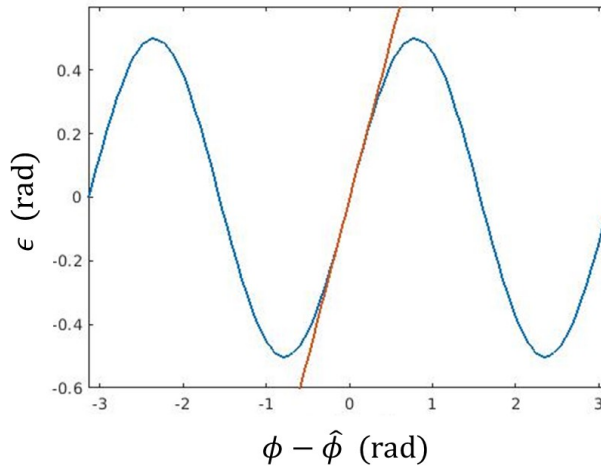


FIGURE 3.2 – Courbe en S du détecteur de phase de type Costas.

### 3.2.2 Filtre de boucle

Le filtre de boucle permet de réduire l'impact du bruit présent sur le signal d'erreur  $\epsilon$  et contrôle l'entrée du NCO. Nous avons choisi un filtre de type proportionnel et intégrateur (P+I) par sa capacité à poursuivre et corriger un écart de phase  $\phi$  de la forme  $\phi_k = 2\pi\Delta f T k + \theta_0$ . Le filtre, représenté schématiquement en figure 3.3, présente les deux voies parallèles typiques d'un système de type (P+I) [Gardner, 2005]. En considérant un écart de phase de la forme  $\phi_k = 2\pi\Delta f T k + \theta_0$ , la voie du haut est dédiée à la correction de l'écart de phase statique  $\theta_0$  alors que la voie du bas a pour fonction de compenser le décalage fréquentiel  $\Delta f$ .

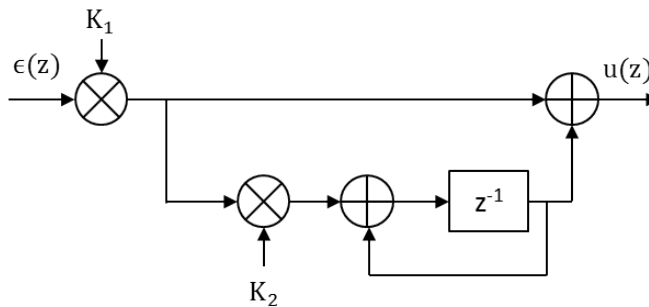


FIGURE 3.3 – Schéma fonctionnel du filtre de boucle de gains  $K_1$  et  $K_2$ .

La fonction de transfert de ce filtre en temps discret s'exprime :

$$F(z) = K_1 \left( 1 + \frac{K_2}{z-1} \right) \quad (3.14)$$

avec  $K_1$  et  $K_2$  les deux gains de ce filtre. Le choix d'un filtre de boucle de type P+I produit une PLL dite du 2<sup>nd</sup> ordre.

### 3.3 Principe de fonctionnement d'une boucle à verrouillage de phase du second ordre

Une PLL d'ordre 2 peut corriger parfaitement une phase de la forme  $\phi_k = 2\pi\Delta f T k + \theta_0$  sans écart résiduel. En présence d'un terme d'accélération Doppler, soit pour  $\phi_k = \beta \frac{T^2}{2} k^2 + 2\pi\Delta f T k + \theta_0$ , un filtre de type P+I peut corriger une partie de l'accélération sous certaines conditions (voir section 3.3.2) mais un déphasage résiduel subsiste après correction. Une solution peut alors être d'augmenter l'ordre de ce filtre en ajoutant une voie supplémentaire afin de former une PLL d'ordre 3. Cependant, ce type de PLL est plus délicat à mettre en oeuvre et a fait l'objet de moins d'études dans la littérature. On le rencontre fréquemment toutefois dans les systèmes GNSS par exemple.

#### 3.2.3 Oscillateur contrôlé numériquement (NCO)

Le NCO est implémenté sous la forme d'un intégrateur numérique de gain  $K_0$ , comme indiqué sur la figure 3.4 dont la fonction de transfert est donnée par :

$$G(z) = \frac{K_0}{z-1} \quad (3.15)$$

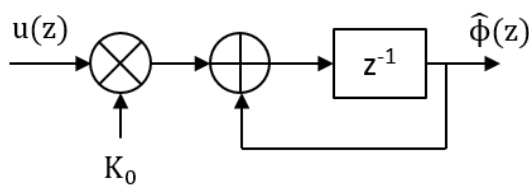


FIGURE 3.4 – Schéma fonctionnel de l'oscillateur contrôlé numériquement de gain  $K_0$ .

On fixe  $K_0 = 1$  dans la suite.

Ainsi, la boucle contient deux intégrateurs : celui du filtre de boucle et celui du NCO. Il s'agit donc d'une PLL de type 2. Pour rappel le *type* d'une PLL fait référence au nombre d'intégrateurs présents dans la boucle [Gardner, 2005].

En sortie du NCO, la phase estimée  $\hat{\phi}_k$  est soustraite à la phase  $\phi_{k+1}$  de l'échantillon suivant pour tenter ainsi de ramener progressivement l'écart de phase  $\phi - \hat{\phi}$  à 0.

### 3.3 Principe de fonctionnement d'une boucle à verrouillage de phase du second ordre

Avant de décrire le paramétrage de la boucle, c'est-à-dire le réglage des gains  $K_0$ ,  $K_1$  et  $K_2$ , il est utile d'en présenter le fonctionnement au préalable. Le fonctionnement de la PLL peut se diviser en deux régimes :

- le régime d'acquisition ou d'accrochage de la boucle qui consiste à réduire l'écart de phase  $\Delta\phi = \phi - \hat{\phi}$  jusqu'à une valeur proche de zéro. Au cours de cette étape, la boucle converge vers une position d'équilibre stable.
- le régime de poursuite dans lequel la boucle cherche à maintenir l'erreur de phase proche de zéro ( $\phi \approx \hat{\phi}$ ) et donc à poursuivre les variations de phase du signal reçu pour éviter un décrochage.

L'étude du domaine de stabilité est cruciale pour toute boucle de rétroaction afin de s'assurer qu'elle ne sorte pas de son régime nominal de fonctionnement. La section 3.3.1 décrit le comportement de la boucle en régime d'acquisition notamment la localisation des points de convergence stables de la PLL et ses plages de fonctionnement. Puis la section 3.3.2, présente la fonction de transfert de cette boucle en régime de poursuite. Cette dernière section permet d'introduire plusieurs variables intermédiaires utiles pour la conception de boucle.

### 3.3.1 Etude du comportement de la boucle en régime d'acquisition

#### Stabilité de la boucle

En régime d'acquisition, le comportement de la boucle est non linéaire vis-à-vis de l'erreur de phase du fait de l'expression sinusoïdale du détecteur de phase (3.13). Cette étape a pour objectif de réduire significativement l'écart entre les phases  $\phi_k$  et  $\hat{\phi}_k$  jusqu'à atteindre le régime de poursuite pour lequel  $\Delta\phi_k \approx 0$ .

Pour simplifier, l'étude est ici présentée dans le domaine du temps continu même si l'implantation de la boucle est numérique. L'étude en temps continu permet d'exploiter les méthodes et formules décrites dans la littérature sur les boucles de Costas analogiques. Cependant, même si les principes de fonctionnement sont proches, l'utilisation d'une PLL numérique présente des spécificités [Gardner, 2005]. Les conditions de validité de l'extension des expressions à temps continu au domaine du temps discret seront discutées tout au long de ce chapitre afin de mettre en évidence les précautions d'usage des formules dans le cas de PLL numériques.

La figure 3.5 est une transposition dans le domaine des phases à temps continu des opérations effectuées par la PLL étudiée dans cette partie.

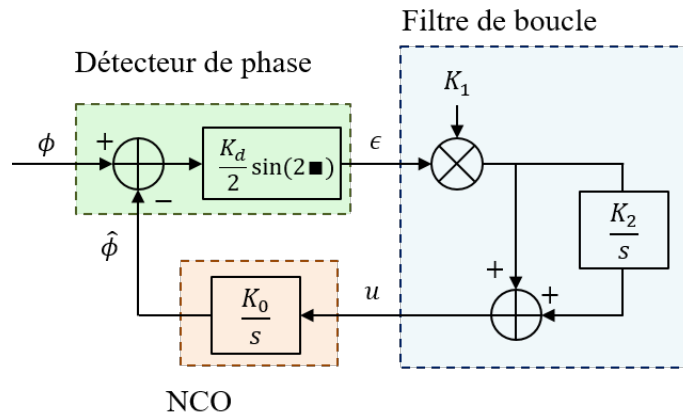


FIGURE 3.5 – Modèle équivalent de la PLL.

La fonction de transfert du filtre de boucle  $F(s)$  dans le domaine de Laplace est paramétrée par les gains  $K_1$  et  $K_2$  et est telle que :

$$F(s) = \frac{u(s)}{\epsilon(s)} = K_1 \left( 1 + \frac{K_2}{s} \right) \quad (3.16)$$

### 3.3 Principe de fonctionnement d'une boucle à verrouillage de phase du second ordre

avec  $u(s)$  le signal en sortie du filtre de boucle et  $\epsilon(s)$  le signal d'erreur produit par le détecteur de phase.

De même, la fonction de transfert du NCO est caractérisée par son gain  $K_0$  et est telle que :

$$G(s) = \frac{\hat{\phi}(s)}{u(s)} = \frac{K_0}{s} \quad (3.17)$$

La transformée de Laplace de la phase estimée  $\hat{\phi}$  est ainsi donnée par le produit des transformées du filtre de boucle par celle du NCO :

$$\hat{\phi}(s) = \frac{K_0}{s} K_1 \left( 1 + \frac{K_2}{s} \right) \epsilon(s) \quad (3.18)$$

En appliquant sur ce signal la transformée de Laplace inverse et en remplaçant le signal  $\epsilon(t)$  par son expression donnée par l'équation (3.13) :

$$\frac{d^2 \hat{\phi}(t)}{dt^2} = K_1 K_0 \left( \frac{d\epsilon(t)}{dt} + K_2 \epsilon(t) \right) \quad (3.19)$$

$$= K \cos(2\Delta\phi(t)) \frac{d\Delta\phi(t)}{dt} + \frac{1}{2} K K_2 \sin(2\Delta\phi(t)) \quad (3.20)$$

avec  $K = K_d K_0 K_1$ .

En remarquant que  $\frac{d^2 \Delta\phi(t)}{dt^2} = \frac{d^2 \phi(t)}{dt^2} - \frac{d^2 \hat{\phi}(t)}{dt^2}$ , on obtient que le fonctionnement de la PLL est décrit par l'équation différentielle suivante :

$$\boxed{\frac{d^2 \Delta\phi(t)}{dt^2} + K \cos(2\Delta\phi(t)) \frac{d\Delta\phi(t)}{dt} + \frac{1}{2} K K_2 \sin(2\Delta\phi(t)) = \frac{d^2 \phi(t)}{dt^2}} \quad (3.21)$$

Dans le cas particulier où la phase incidente est de la forme  $\phi(t) = 2\pi\Delta f t + \theta_0$ , l'équation (3.21) devient :

$$\frac{d^2 \Delta\phi(t)}{dt^2} + K \cos(2\Delta\phi(t)) \frac{d\Delta\phi(t)}{dt} + \frac{1}{2} K K_2 \sin(2\Delta\phi(t)) = 0 \quad (3.22)$$

Cette équation différentielle du second ordre n'a pas de solution analytique connue. Une méthode classique pour étudier le comportement de la PLL est celle de l'étude des plans de phase qui permet d'observer les solutions possibles d'une équation différentielle [Kalman, 1955] [Gardner, 2005] et d'illustrer ainsi l'évolution du régime transitoire de la PLL. La première étape de cette méthode consiste à expliciter la position des points d'équilibre stables [Blanchard, 1976]. En notant  $\Delta\dot{\phi}(t) = \frac{d\Delta\phi(t)}{dt}$ , on définit un vecteur  $\mathbf{x}$  tel que :

$$\mathbf{x} = \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta\phi(t) \\ \Delta\dot{\phi}(t) \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

La position des points d'équilibre se déduit de la résolution de l'équation :

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \begin{bmatrix} \Delta\dot{\phi}(t) \\ -2K \cos(2\Delta\phi(t)) \Delta\dot{\phi}(t) - K K_2 \sin(2\Delta\phi(t)) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

Ainsi, les solutions sont de la forme :

$$\mathbf{x}_p = \begin{bmatrix} p\frac{\pi}{2} \\ 0 \end{bmatrix} \text{ avec } p \in \mathbb{Z} \quad (3.25)$$

On remarque que la position des points d'équilibre est indépendante des paramètres de la boucle. Il est ensuite possible de montrer [Jhaidri, 2017] que les points d'équilibres stables correspondent aux valeurs de  $\mathbf{x}_p$  avec  $p$  paires. Dans le cas de valeurs de  $p$  impaires, les points d'équilibre sont instables. Ainsi la position des points d'équilibre stables est donnée par :

$$\mathbf{x}_m = \begin{bmatrix} m\pi \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

avec  $m \in \mathbb{Z}$ . Ce résultat est lui aussi indépendant des paramètres de la boucle. **Quelles que soient les valeurs des gains  $K_0, K_1, K_2$  et  $K_d$ , la PLL du 2<sup>nd</sup> ordre converge vers un multiple de  $\pi$  dans le cas d'un décalage de phase et/ou en fréquence statique.**

Il est important de noter que ce raisonnement est valable uniquement en absence d'accélération Doppler c'est à dire pour  $\beta = 0$  Hz/s. Dans le cas où la phase à estimer est de la forme  $\phi(t) = \beta\frac{t^2}{2} + 2\pi\Delta ft + \theta_0$  avec  $\beta$  non nul, un terme constant apparaît à droite dans l'équation (3.22) et la position des points d'équilibre est alors dépendante des paramètres de la PLL [Jhaidri, 2017]. Autrement dit dans une configuration donnée, la convergence et la stabilité de la boucle ne sont pas garanties dans tous les cas et vont dépendre des défauts à corriger.

## Plan de phase

Le comportement d'une PLL en régime d'acquisition peut être décrit graphiquement par la représentation dite en plan de phase qui trace la trajectoire de la dérivée de l'erreur de phase  $\Delta\dot{\phi}(t)$  en fonction de l'erreur  $\Delta\phi = \phi - \hat{\phi}$ . La figure 3.6 présente deux portraits de phase soit deux ensembles de trajectoires de phase. Chaque trajectoire correspond à des écarts de phase  $\theta_0$  statique et/ou de fréquence  $\Delta f$  différents à corriger. Dans ce mode de représentation, deux trajectoires de phase se croisent uniquement au niveau de points d'équilibre stable ou instable. Pour la PLL du 2<sup>nd</sup> ordre, les points d'équilibre stable se situent sur des abscisses multiples de  $\pi$  et les points instables sur des positions multiples impairs de  $\frac{\pi}{2}$ , comme établi dans la section précédente. On appelle *séparatrice*, représentée en rouge sur la figure 3.6a, la trajectoire de phase reliant les points d'équilibre instable. Une trajectoire de phase située dans la région délimitée par deux séparatrices converge vers un point d'équilibre compris dans l'intervalle de  $\pi$  où elle se situe. Une trajectoire à l'extérieur d'une séparatrice va effectuer un ou plusieurs *sauts de cycle*, c'est-à-dire que l'écart sur l'erreur de phase va prendre des valeurs supérieures à  $\pi$ , avant de converger vers un point d'équilibre. Dans ce cas, la boucle ne converge pas directement vers le point d'équilibre stable le plus proche mais s'en rapproche progressivement par sauts de phase successifs en un temps plus ou moins long. La trajectoire de phase prend alors une forme sinusoidale jusqu'à la convergence vers un multiple de  $\pi$ . Un exemple de ce type de trajectoire est représenté en bleu sur la figure 3.6b.

### 3.3 Principe de fonctionnement d'une boucle à verrouillage de phase du second ordre

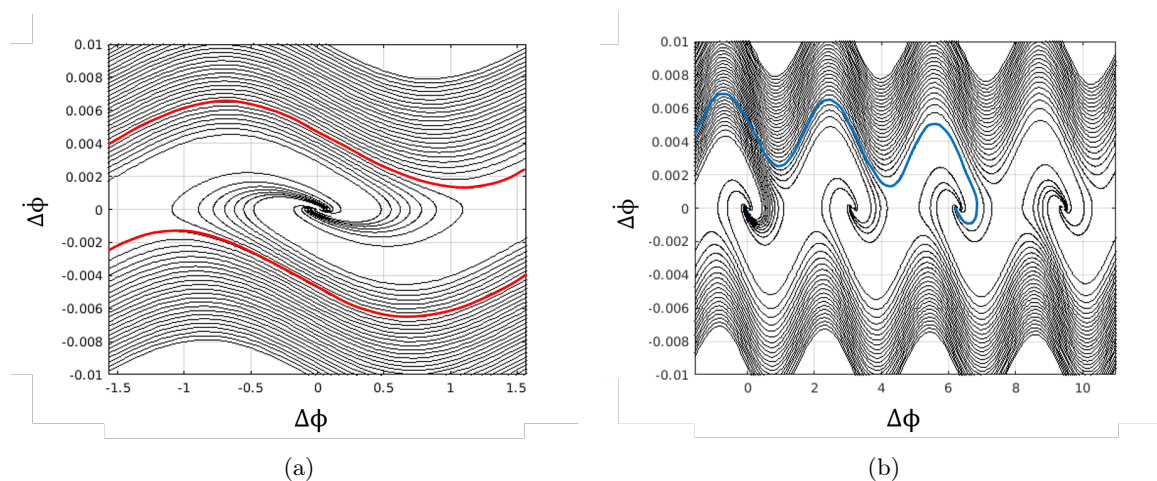


FIGURE 3.6 – Exemples de portraits de phase pour une PLL d'ordre 2 et type 2 avec un détecteur de phase de la forme  $\epsilon \propto \sin(2\Delta\phi)$ . La figure (a) présente un point d'équilibre stable et met en évidence les séparatrices en rouge. La figure (b) présente plusieurs points d'équilibre stable atteint après sauts de cycle. Un exemple de trajectoire est mis en évidence en bleu.

La figure 3.7 illustre d'une autre manière le phénomène de saut de cycle en représentant la dérivée de l'erreur de phase en fonction du temps pendant l'accroche de la boucle. Sur la figure 3.7a, la PLL converge très rapidement vers 0 sans saut de cycle. Dans le cas de la figure 3.7b, la PLL converge avec plusieurs sauts de cycle : l'erreur de phase ne tend pas immédiatement vers un point d'équilibre et prend plusieurs fois des valeurs supérieures à  $\pi$  avant de converger.



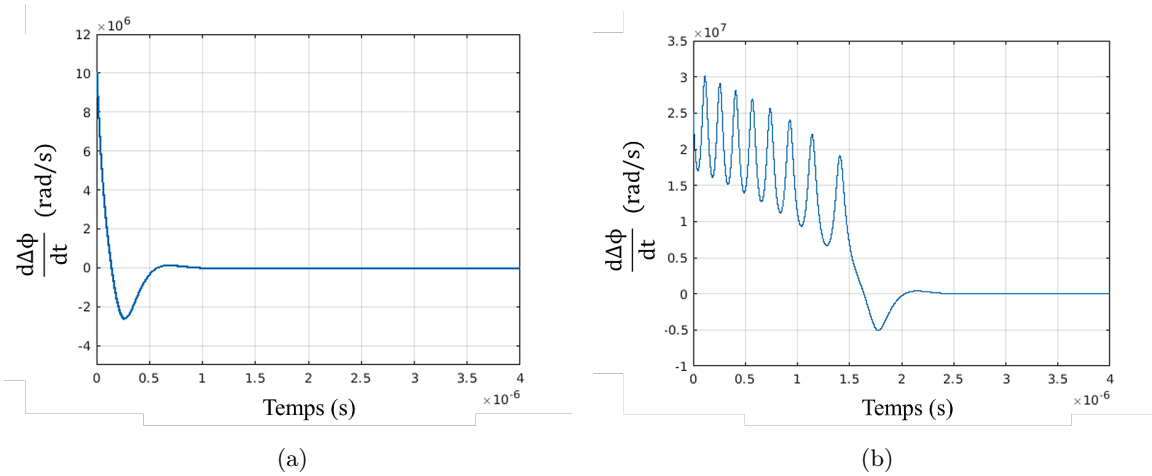


FIGURE 3.7 – Évolution de la dérivée de l’erreur de phase en fonction du temps. Illustration de la transition du régime d’acquisition de la PLL vers le régime de poursuite (a) en l’absence et (b) en présence de sauts de cycle.

### Plages de fonctionnement

La capacité de convergence d’une PLL est classiquement décrite par différentes plages de fonctionnement théoriques [Gardner, 2005][Egan, 2007]. Les intervalles sont généralement définis en pulsation avec  $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$  le décalage à compenser et pour un écart statique  $\theta_0$  nul. Pour rappel, les plages de fonctionnement sont décrites ici dans le cas d’une accélération Doppler nulle ( $\beta = 0$  Hz/s).

Rappelons ici la définition des 3 principales plages de fonctionnement ainsi que leurs valeurs limites dans le cas d’une PLL Costas du second ordre de type 2.

- La plage de synchronisation ou de *Hold-in*.

Dans cette plage délimitée par les fréquences  $\pm\Omega_{HI}$ , la PLL peut éventuellement accrocher mais ce n’est pas systématiquement le cas. Cette plage est par définition la plus large et on considère que la boucle est instable pour des valeurs supérieures à  $|\Omega_{HI}|$ .

Comme le montre l’expression (3.26), les positions des points d’équilibre stable de la PLL sont indépendantes des paramètres de la boucle, c’est-à-dire des différents gains  $K_d$ ,  $K_0$ ,  $K_1$  et  $K_2$ , mais aussi des décalages statiques à compenser  $\theta_0$  et  $\Delta\omega$ . Ainsi, une PLL analogique du 2<sup>nd</sup> ordre peut en théorie converger vers une position d’équilibre quel que soit l’écart initial imposé et les paramètres de la boucle. La plage de *hold-in* est dans ce cas infinie si les composants de la boucle sont idéaux [Egan, 2007].

Il faut cependant être vigilant sur deux points. Même si la boucle a toujours la capacité à converger vers un point d’équilibre stable, cela risque de prendre un temps très long (grand nombre de sauts de cycle) et donc d’être incompatible avec certaines applications. De plus, dans notre travail, la PLL est réalisée en numérique ce qui limite la plage de *hold-in* du fait du fonctionnement à temps discret. En effet, en considérant

### 3.3 Principe de fonctionnement d'une boucle à verrouillage de phase du second ordre

un décalage de phase statique nul  $\theta_0 = 0$  et en reprenant l'expression (3.13) du détecteur de phase, on remarque que si l'écart de phase entre deux échantillons successifs  $\phi_{k+1} - \hat{\phi}_k$  est supérieur à  $\frac{\pi}{2}$  le détecteur de phase n'est plus en mesure d'estimer précisément l'erreur de phase et peut éventuellement décrocher. Or, deux échantillons successifs sont séparés de  $T$  secondes, avec  $T$  la période symbole. Ainsi la plage de fonctionnement est limitée à un écart en fréquence statique  $|\Delta\omega| < \pi/2$ , soit  $|\Delta f| < \frac{1}{4T}$ . Dans le cas d'une communication à 10 Gbaud, cela réduit la plage de *hold-in* à  $f_{HI} = \frac{\Omega_{HI}}{2\pi} = \pm 2.5$  GHz.

- La plage d'acquisition ou de *Pull-in*

Dans cette plage délimitée par les fréquences  $\pm\Omega_{PI}$ , la PLL est assurée de converger vers un point d'équilibre stable. Lorsque la fréquence est comprise entre  $\Omega_{PI}$  et  $\Omega_{LI}$  (fréquence de *lock-in*) la convergence se fait avec sauts de cycle.

Dans le cas d'une PLL analogique d'ordre 2, la plage de *pull-in* est théoriquement infinie pour la même raison que pour la plage de *hold-in*. La PLL peut en théorie toujours converger mais parfois au prix d'un temps de convergence très long. Le temps de *pull-in* correspond à la durée nécessaire à la boucle pour réduire l'erreur de fréquence initiale jusqu'à converger vers un point d'équilibre stable. En régime de poursuite et confrontée à un saut de fréquence soudain  $\Delta\omega$  à son entrée, la boucle reste verrouillée sans saut de cycle uniquement si le décalage  $\Delta\omega$  est inférieur à la fréquence dite de *pull-out*  $\Omega_{PO}$ .

L'expression de la fréquence de *pull-out* est donnée dans [Gardner, 2005] dans le cas des boucles analogiques munies d'un détecteur de la forme  $\epsilon \propto \sin(\Delta\phi)$ . En suivant la même approche, Jhaidri dans sa thèse [Jhaidri, 2017] propose une expression adaptée au détecteur de la forme  $\epsilon \propto \sin(2\Delta\phi)$  :

$$\Omega_{PO} = 1.24 \left( \sqrt{\frac{K_2 K}{2}} + 0.74 \frac{K}{2} \right) \quad (3.27)$$

A l'aide d'un portrait de phase, la plage de *pull-out* est délimitée graphiquement par les séparatrices (en rouge sur la figure 3.8). Arbitrairement, la fréquence de *pull-out* est définie dans la littérature comme l'ordonnée de la courbe séparatrice pour une erreur de phase statique  $\theta_0 = 0$  [Gardner, 2005]. En pratique, la capacité à rester verrouillée dépend aussi de  $\theta_0$ .

En transposant l'approche développée pour les boucles analogiques au domaine du temps discret, une estimation du temps d'acquisition ou temps de *pull-in* pour une PLL d'ordre 2 est donnée par [Gardner, 2005] :

$$T_p \approx \frac{4\Delta\omega^2}{K_2 K^2} \quad (3.28)$$

La durée  $T_p$  est un bon indicateur du temps d'acquisition de la PLL s'il est utilisé dans ces deux conditions :

- $|\Delta\omega| \gg \Omega_{PO}$ . Cette condition est directement liée aux hypothèses prises pour le calcul du temps de *pull-in* qui suppose que la boucle va subir plusieurs sauts

de cycle avant de converger. Si cette condition n'est pas respectée le temps de pull-in est optimiste par rapport au véritable temps de convergence.

- $|\Delta\omega| \ll \Omega_{PI}$ . Cette condition permet d'éviter les temps de convergence très long qui peuvent survenir lorsque l'écart fréquentiel statique à compenser est trop important [Gardner, 2005].

Cependant, ces deux conditions ne sont pas de réelles contraintes. Lorsque le décalage est proche de la fréquence de *pull-out*, la PLL converge de toute façon très rapidement sans saut de cycle vers un point d'équilibre. De plus, il est naturel de s'éloigner de la fréquence de *pull-in* qui est liée à la cadence de la boucle numérique afin de réduire le temps de convergence de la DPLL et d'éviter les problèmes liés à la discrétisation du temps.

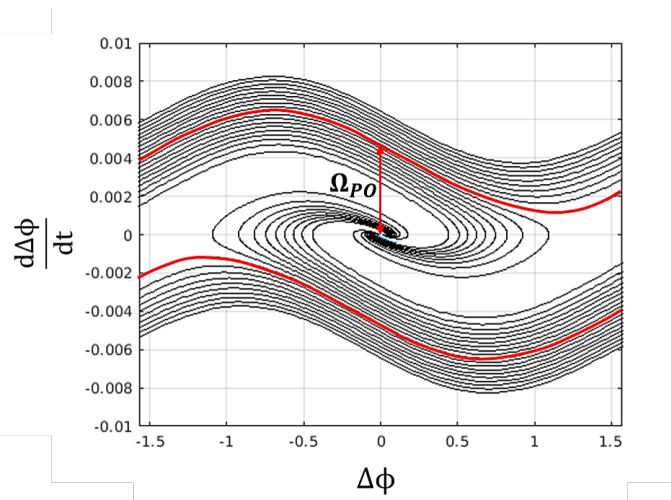


FIGURE 3.8 – Illustration d'une méthode d'évaluation graphique de la fréquence de *pull-out* grâce à un portrait de phase. Les courbes en rouge représentent les séparatrices.

- La plage de *lock-in*

Cette plage délimite l'intervalle de fréquences ( $\pm\Omega_{LI}$ ) dans laquelle l'erreur à compenser est suffisamment proche de zéro de sorte que la boucle accroche rapidement sans saut de cycle.

Dans le cas du détecteur de phase étudié, il s'agit de l'intervalle compris entre les séparatrices du portrait de phase, comme dans le cas de la plage de *pull-out*.

### 3.3 Principe de fonctionnement d'une boucle à verrouillage de phase du second ordre

Pour une PLL numérique d'ordre 2 sans accélération Doppler ( $\beta = 0$  Hz/s), les plages de fonctionnement théoriques peuvent se représenter de la façon suivante (figure 3.9) :

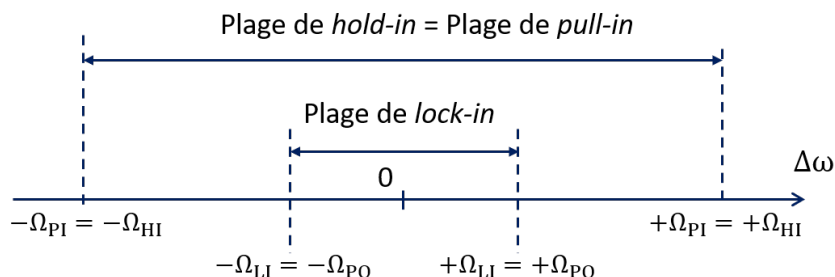


FIGURE 3.9 – Schéma récapitulatif des plages de fonctionnement d'une PLL d'ordre 2.

#### 3.3.2 Étude en régime linéaire

La PLL est dite en régime de poursuite lorsque l'erreur de phase  $\Delta\phi_k = \phi_k - \hat{\phi}_k$  est faible et proche de 0. L'équation (3.13) peut alors être linéarisée avec l'approximation  $\sin(x) \approx x$  pour donner :

$$\epsilon_k \approx K_d(\phi_k - \hat{\phi}_k) \approx K_d \Delta\phi_k \quad (3.29)$$

Cette équation facilite l'étude de la PLL en régime de poursuite en permettant de décrire le fonctionnement de la boucle par l'étude de sa fonction de transfert. Le modèle équivalent utilisé dans ce cas est décrit par la figure 3.10.

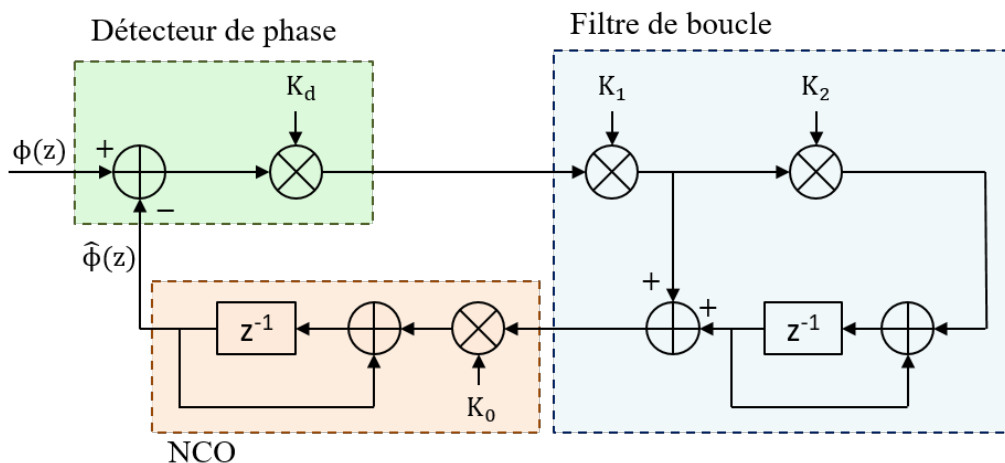


FIGURE 3.10 – Schéma fonctionnel de la PLL en régime linéaire.

### Fonction de transfert

Comme précédemment,  $F(z)$  désigne la fonction de transfert du filtre de boucle et  $G(z)$  celle du NCO, décrites par les équations (3.14) et (3.15). Le fonctionnement de la PLL en régime de poursuite est alors décrit par la fonction de transfert :

$$H(z) = \frac{\hat{\phi}(z)}{\phi(z)} \quad (3.30)$$

$$H(z) = \frac{K_d K_0 K_1 (z-1) + K_0 K_1 K_d K_2}{(z-1)^2 + K_d K_0 K_1 (z-1) + K_0 K_1 K_d K_2} \quad (3.31)$$

$$H(z) = \frac{K(z-1) + K K_2}{(z-1)^2 + K(z-1) + K K_2} \quad (3.32)$$

avec  $K = K_d K_0 K_1$ . On reconnaît ici la fonction de transfert d'une boucle de rétroaction du second ordre qui peut s'écrire en temps continu :

$$H(s) = \frac{\omega_n^2 + 2\xi\omega_n s}{\omega_n^2 + 2\xi\omega_n s + s^2} \quad (3.33)$$

avec  $\xi$  le coefficient d'amortissement et  $\omega_n$  la pulsation propre de la boucle. Cette forme peut être transposée dans le domaine du temps discret par :

$$H(z) = \frac{(\omega_n T)^2 + 2\xi\omega_n T(z-1)}{(\omega_n T)^2 + 2\xi\omega_n T(z-1) + (z-1)^2} \quad (3.34)$$

Par identification de (3.32) avec la forme canonique (3.34), on peut exprimer le coefficient d'amortissement  $\xi$  et la pulsation propre  $\omega_n$  en fonction des différents gains de la PLL :

$$\xi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{K}{K_2}} \quad (3.35)$$

$$\omega_n T = \sqrt{K K_2} \quad (3.36)$$

De même, le temps de convergence de la PLL donné par l'expression (3.28) peut se réécrire en fonction de ces deux mêmes paramètres :

$$T_p = \frac{2\Delta\omega^2}{\xi\omega_n^3} \quad (3.37)$$

Le coefficient d'amortissement  $\xi$  est directement lié au temps d'accroche de la boucle. Il joue également un rôle dans la stabilité de celle-ci comme illustré en figure 3.11. Dans la littérature [Gardner, 2005], on choisit habituellement  $\xi = \frac{1}{\sqrt{2}}$  comme un bon équilibre entre stabilité et rapidité de convergence. Nous adopterons cette valeur dans toute la suite de ce manuscrit. Ne reste alors plus qu'à déterminer  $\omega_n$  pour en déduire en retour la valeur des différents gains de la boucle.

A noter que le comportement de la boucle décrit par la fonction de transfert dans le domaine discret est valable uniquement lorsque la transposition de la fonction de transfert en temps continu (3.33) est possible en temps discret (3.34), soit pour  $\omega_n T \ll 1$  [Gardner, 2005]. En dehors de ce régime, les expressions (3.36) et (3.35) ne sont plus valables, des différences apparaissent liées à la discrétisation et il n'est plus possible d'étudier la fonction de transfert de l'expression 3.32 de la même manière que pour un systèmes analogiques.

### 3.4 Influence du bruit sur le fonctionnement de la boucle

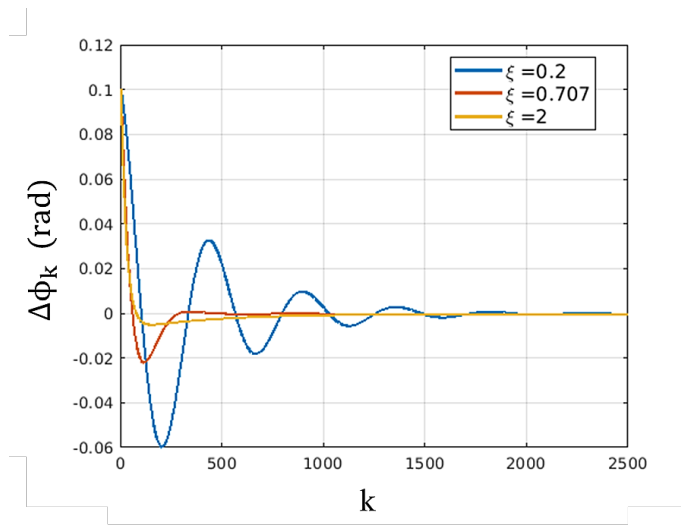


FIGURE 3.11 – Réponse de la PLL à un décalage de phase statique pour différentes valeurs de coefficient d'amortissement  $\xi$ .

#### Comportement long terme en régime établi

A partir de l'éq. (3.32), il est possible de déduire le comportement long terme de la boucle en régime établi en présence d'un décalage de phase statique  $\phi_k = \theta_0$  ou bien d'un décalage en fréquence  $\phi_k = 2\pi\Delta f T k$ . La littérature [Gardner, 2005] consacrée aux boucles analogiques montre qu'une PLL du 2<sup>nd</sup> ordre peut compenser un déphasage statique et un écart de fréquence constant sans erreur de phase résiduelle.

En transposant de la même façon au cas numérique les résultats obtenus pour une PLL analogique dans le cas d'une accélération Doppler, soit une phase incidente de la forme  $\phi_k = \beta \frac{T^2}{2} k^2$  avec  $\beta$  constant, l'erreur de phase résiduelle en régime établi est telle que [Gardner, 2005] :

$$\lim_{k \rightarrow +\infty} \Delta\phi(k) = \frac{\beta T^2}{K K_2} \quad (3.38)$$

Ainsi, une PLL d'ordre 2 est capable de compenser également une rampe en fréquence mais à une erreur de phase statique résiduelle près après correction. A noter que ce raisonnement ne s'applique que si la PLL a déjà convergé vers un point d'équilibre stable et qu'elle est désormais en régime de poursuite.

### 3.4 Influence du bruit sur le fonctionnement de la boucle

Dans les sections précédentes pour simplifier la description du fonctionnement de la PLL, le signal à l'entrée était supposé non bruité. Nous allons donc étudier à présent l'influence du bruit additif mais aussi du bruit de phase laser sur le fonctionnement de la PLL en régime de poursuite. Un paramètre crucial dans ce cas est la bande équivalente de bruit dont la définition est succinctement rappelée en section 3.4.1.

En présence d'un bruit additif gaussien, le signal en entrée devient :

$$r_k = A s_k e^{i\phi_k} + n_k \quad (3.39)$$

avec  $A$  l'amplitude supposée constante du signal,  $s_k$  les symboles en modulation BPSK,  $\phi_k = 2\pi\Delta f k T + \theta_0$  la phase à estimer et  $n_k$  un bruit additif blanc gaussien de moyenne nulle et de variance  $N_0/2$  sur les voies réelles et imaginaires. L'accélération Doppler est supposée nulle ( $\beta = 0$  Hz/s). La boucle peut décrocher et sortir du régime de poursuite de manière aléatoire sous l'effet du bruit additif. La probabilité qu'un tel évènement se produise peut être quantifiée par le temps avant un saut de cycle introduit en section 3.4.3. La PLL étant un estimateur non biaisé de  $\phi$ , la variance  $Var(\hat{\phi})$  de cet estimateur coïncide avec l'EQM  $\mathbb{E}[\phi - \hat{\phi}]^2$  en sortie de la PLL [Ling, 2017]. On utilisera donc  $Var(\hat{\phi})$  pour mesurer la précision de l'estimation par la suite. L'impact d'un bruit de phase laser  $\varphi$  (correction d'une phase de la forme  $\phi_k = 2\pi\Delta f k T + \theta_0 + \varphi_k$ ) sera finalement étudié en section 3.4.4.

### 3.4.1 Bande équivalente de bruit

En première approximation [Gardner, 2005], dans le cas d'un signal bruité en entrée de la PLL, le signal en sortie du détecteur de phase consiste en la superposition d'un terme contenant le signal d'erreur (correspondant à (3.13)) et d'un terme de bruit, que l'on note  $n_\epsilon$  dans la suite :

$$\epsilon = \frac{K_d}{2} \sin(2\Delta\phi) + n_\epsilon \quad (3.40)$$

Le terme de bruit  $n_\epsilon$  agit alors comme un angle venant perturber l'estimation de l'erreur de phase à compenser. Dans l'hypothèse où le déphasage  $\Delta\phi$  ainsi que le bruit  $n_\epsilon$  sont suffisamment faibles, il est possible de linéariser l'expression 3.40 et de définir une nouvelle fonction de transfert en présence de bruit de la boucle en fonction de la phase incidente  $\phi$  et de la phase en sortie du NCO  $\hat{\phi}$  [Gardner, 2005]. Dans le cas où le bruit du signal entrant dans la PLL est un bruit blanc, on montre que le bruit  $n_\epsilon$  dans le cas d'un détecteur de phase de Costas est aussi un bruit blanc [Gardner, 2005]. Les composants suivants de la PLL agissent ensuite comme un filtre sur ce signal d'erreur bruité de fonction de transfert  $H(f)$ . En notant  $S_{n_\epsilon}$  la densité spectral de puissance du bruit blanc en sortie du détecteur de phase, la variance de la phase en sortie du NCO est donnée par [Gardner, 2005] :

$$Var(\hat{\phi}) = S_{n_\epsilon} \int_0^\infty |H(f)|^2 df \quad (3.41)$$

Pour éviter de manipuler l'intégrale  $\int_0^\infty |H(f)|^2 df$ , nous utilisons ici comme dans la littérature la notion de bande équivalente de bruit d'un filtre  $B_L$ . Cette dernière correspond à la largeur de bande d'un filtre rectangulaire produisant la même puissance de bruit intégrée que celle du filtre réel. Dans notre cas, cela correspond à :

$$B_L = \int_0^\infty |H(f)|^2 df \quad (3.42)$$

Pour un filtre numérique à temps discret de fonction de transfert  $H(z)$ , ce paramètre s'écrit [Gardner, 2005] :

$$2B_L T = \frac{1}{2\pi i} \int_{|z|=1} H(z) H(1/z) \frac{dz}{z} \quad (3.43)$$

### 3.4 Influence du bruit sur le fonctionnement de la boucle

avec  $T$  le temps symbole. L'expression se simplifie [Gardner, 2005] en régime de poursuite sous la condition  $\omega_n T \ll 1$ , ce qui permet de relier la bande équivalente de bruit normalisée  $B_L T$  aux différents gains de la boucle par :

$$B_L T = \frac{1/4}{K + K_2} = \frac{K}{4} \left( 1 + \frac{1}{4\xi^2} \right) \quad (3.44)$$

Le paragraphe suivant discute le rôle de la bande équivalente de bruit  $B_L$  dans la conception de la boucle et son lien direct avec la précision de l'estimation. Il faut cependant bien noter que ce lien a un sens uniquement lorsque la PLL est stable, en régime linéaire.

#### 3.4.2 Précision de l'estimation

Utilisée pour se synchroniser sur une porteuse non modulée en présence de bruit additif gaussien, on peut montrer que la variance de l'estimation en sortie de la PLL atteint la borne de Cramér-Rao [Gardner, 2005] :

$$Var(\hat{\phi}) = \frac{B_L T}{\frac{E_S}{N_0}} \quad (3.45)$$

En présence de modulation BPSK, la variance de la phase estimée par la PLL devient [Simon and Hamkins, 2006] :

$$Var(\hat{\phi}) = \frac{B_L T}{\frac{E_S}{N_0}} \times \left( 1 + \frac{1}{2\frac{E_S}{N_0}} \right) \quad (3.46)$$

Cette formule se décompose en deux parties. Le terme de gauche correspond à la borne de Cramér-Rao décrite par l'équation (3.45). En présence de bruit additif, le produit réalisé dans (3.7) est composé de 3 termes : Signal  $\times$  Signal, Signal  $\times$  Bruit et Bruit  $\times$  Bruit. Les deux derniers termes sont à l'origine d'une pénalité sur la variance de l'estimation, appelée erreur quadratique (en anglais *squaring loss* (SL)), que l'on retrouve matérialisée par le terme de droite :

$$SL = \frac{1}{\left( 1 + \frac{1}{2\frac{E_S}{N_0}} \right)} \quad (3.47)$$

Tout comme la bande équivalente de bruit  $B_L$ , les différentes variances théoriques définies ici sont valides uniquement lorsque la PLL est stable, en régime de poursuite. En observant (3.46), on s'aperçoit qu'à fort RSB, la variance de la phase en sortie de la PLL atteint la borne de Cramér-Rao. Par ailleurs, on constate que plus  $B_L T$  est petit (soit  $B_L$  faible à  $T$  fixé) et plus la boucle se comporte comme un filtre passe-bas étroit vis-à-vis du bruit et donc meilleure est l'estimation. Ainsi, on cherchera à viser des valeurs de  $B_L T$  faibles pour rendre la PLL aussi robuste que possible au bruit additif en entrée.

La figure 3.12 représente l'évolution de la variance d'estimation en fonction du RSB. Elle compare les résultats de simulation à la borne théorique de Cramér-Rao (3.45) et à la limite théorique en présence de modulation BPSK donnée par (3.46). Dans les zones de très faibles RSB, la boucle est instable à cause du bruit et son comportement ne peut plus être décrit par les formules définies dans le domaine linéaire. Les données simulées cessent



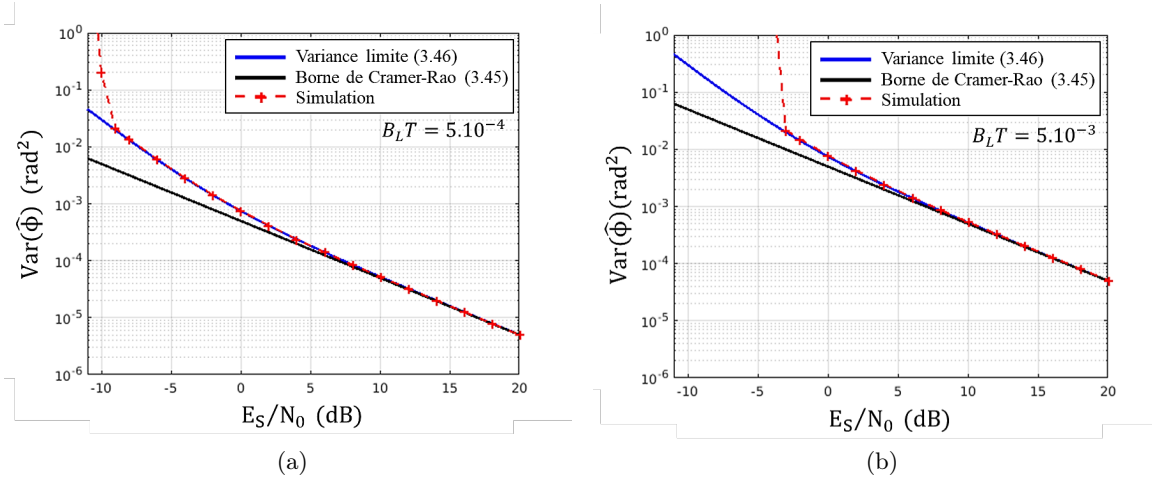


FIGURE 3.12 – Évolution de la variance de l’erreur de phase en fonction du RSB pour deux valeurs de bande équivalente de bruit  $B_L T = 0.005$  et  $B_L T = 0.0005$  ( $\xi = 1/\sqrt{2}$ ,  $\Delta f = 100$  MHz).

alors de suivre les courbes théoriques. Le bruit cause des sauts de cycle qui empêchent de maintenir durablement un régime de poursuite. Le RSB limite, qui définit la frontière où la boucle ne peut plus être stable, est fonction des paramètres de la boucle [Middlestead, 2017]. Ainsi sur la figure 3.12, le RSB limite pour  $B_L T = 5.10^{-4}$  est proche de -8 dB alors que pour  $B_L T = 5.10^{-3}$ , le RSB limite est proche de -3 dB. Si l’on remarque que la diminution de  $B_L T$  réduit le RSB seuil, il est difficile d’établir une relation mathématique directe entre ce RSB limite et le paramètre  $B_L$  [Middlestead, 2017].

Une fois le RSB seuil franchi, la courbe simulée se superpose à la borne théorique (3.46) qui vient elle-même se superposer à la borne de Cramér-Rao (3.45) à fort RSB. On retrouve bien le comportement attendu de l’expression (3.46) qui tend vers (3.45) à fort RSB. Enfin, les courbes ont été obtenues pour deux valeurs de bande équivalente de bruit normalisée  $B_L T$  fixes. Comme le montre (3.46), la variance de la PLL est proportionnelle à la bande équivalente de bruit et donc choisir  $B_L T$  petit améliore la précision de l’estimation.

### 3.4.3 Temps moyen avant saut de cycle

La présence de bruit peut entraîner aléatoirement des sauts de cycle. Dans ce cas, la PLL sort du régime linéaire pour repasser dans une phase d’accroche jusqu’à atteindre si possible un point d’équilibre stable. Il est donc souhaitable de limiter au maximum la probabilité de tels sauts de cycle pour maintenir la synchronisation du système. Une manière de jouer sur la probabilité d’apparition d’un saut de cycle consiste à rendre le temps moyen  $T_c$  avant un saut de cycle le plus long possible, par conception appropriée de la boucle. La littérature [Gardner, 2005] [Ascheid and Meyr, 1982] [Jesupret et al., 1991] propose plusieurs formules théoriques pour estimer la valeur de  $T_c$ . Cependant, cette valeur est en pratique difficile à vérifier numériquement car elle nécessite de travailler avec un très grand nombre d’occurrences. En effet, lors de l’étape de synchronisation, le système doit

### 3.4 Influence du bruit sur le fonctionnement de la boucle

être conçu de sorte qu'un saut de cycle soit extrêmement rare. L'étude des sauts de cycle par modélisation numérique nécessite des coûts de calcul très importants. Pour s'assurer que les paramètres de boucle dans cette étude sont compatibles avec notre application, nous utilisons l'estimation du temps moyen  $T_c$  donnée par [Jesupret et al., 1991] pour une PLL numérique fonctionnant à faibles RSB et basée sur un détecteur de phase sinusoïdal de période  $p$  :

$$T_c = \frac{\pi}{4B_L} \exp\left(\frac{p^2}{\pi^2 \text{Var}(\hat{\phi})^2}\right) \quad (3.48)$$

En utilisant l'exemple de la figure 3.12 avec  $p = \pi$ ,  $\xi = 1/\sqrt{2}$  et  $B_L = 50$  MHz ( $T = 0.1$  ns), pour  $E_S/N_0 \approx 10$  dB, la variance d'estimation est proche de  $0.0005 \text{ rad}^2$ , le temps moyen avant un saut de cycle, estimé avec (3.48), est alors de l'ordre de  $T_c \propto 10^{868}$  s donc très supérieur à la durée de passage d'un satellite LEO. Le résultat est d'autant plus accentué pour  $B_L = 5$  MHz ( $T = 0.1$  ns). Ces ordres de grandeur laissent présager que la probabilité d'un saut de cycle dans les deux cas est très faible dans le temps imparti pour la communication avec un satellite (de l'ordre de la dizaine de minutes).

#### 3.4.4 Impact du bruit de phase laser sur la précision de correction

Dans l'application visée par nos travaux, le signal reçu est perturbé à la fois par un bruit additif gaussien et par un bruit de phase laser :

$$r_k = A_k s_k e^{i(\theta_0 + 2\pi \Delta f T k + \varphi_k)} + n_k \quad (3.49)$$

avec  $\varphi_k$  un bruit de phase laser caractérisé par une largeur spectrale cumulée  $\Delta\nu$  du laser d'émission et de l'oscillateur local tel que définie en section 1.5.2. La présence du bruit de phase laser dégrade la précision de la phase estimée par la PLL, ce qui se traduit par l'application d'un terme supplémentaire dans l'expression de la variance d'estimation, fonction du paramètre  $\Delta\nu$  et des paramètres de la boucle  $\xi$  et  $B_L T$  [Hodgkinson, 1985] :

$$\text{Var}(\hat{\phi}) = \frac{B_L T}{\frac{E_S}{N_0}} \times \left(1 + \frac{1}{2\frac{E_S}{N_0}}\right) + \pi \Delta\nu T \left(\frac{1 + \frac{1}{4\xi^2}}{4B_L T}\right) \quad (3.50)$$

On remarque que le terme additionnel est indépendant du RSB. Autrement dit, le bruit de phase entraîne l'apparition d'un plancher d'estimation à fort RSB, comme illustré en figure 3.13. De plus, la pénalité sur la précision de l'estimation est proportionnel à  $\Delta\nu/B_L T$ . On cherchera alors une valeur de  $B_L T$  grande pour minimiser cette dégradation, et ce d'autant plus que  $\Delta\nu$  est important. Cette démarche rentre en concurrence de celle établie pour diminuer l'impact du bruit additif (voir section 3.4.2) où l'on cherchait à diminuer la valeur de  $B_L T$ . Ainsi, il n'est pas possible de concevoir une PLL à la fois robuste au bruit additif et au bruit de phase laser car cela conduit à des choix contradictoires sur  $B_L T$ .

La figure 3.13 présente l'évolution de la variance  $\text{Var}(\hat{\phi})$  en fonction du RSB à bande équivalente de bruit normalisée  $B_L T$  fixe. Dès que le RSB est suffisamment grand, le terme lié au bruit de phase laser domine (voir (3.50)). L'expression (3.50) représentée par la courbe en en bleu ainsi que les points obtenus par simulation sont nettement éloignés de la borne (3.46) limitée par le bruit additif gaussien seulement. La précision de l'estimation est

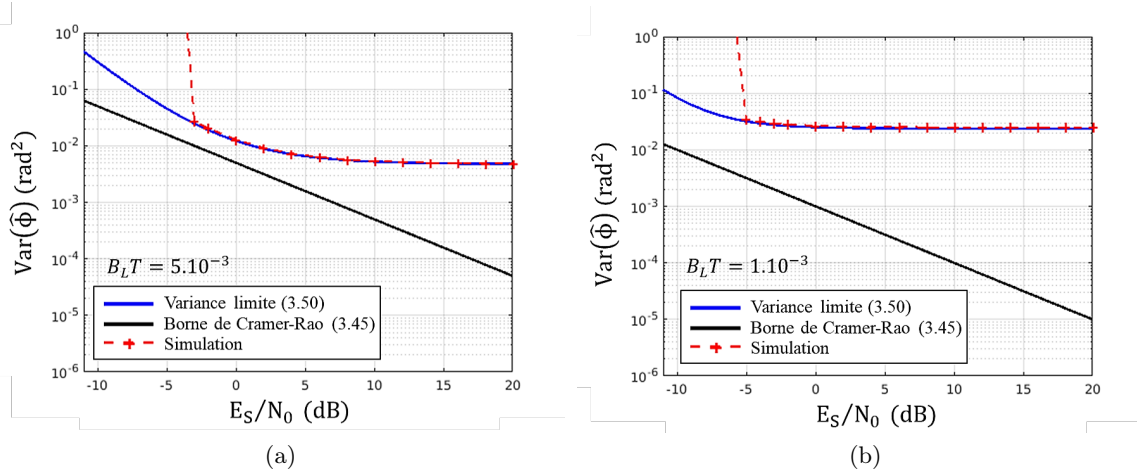


FIGURE 3.13 – Évolution de la variance d’estimation en fonction du RSB pour deux valeurs de bande équivalente de bruit  $B_L T = 0.005$  et  $B_L T = 0.001$  ( $\xi = 1/\sqrt{2}$ ,  $\Delta f = 100$  MHz).

fortement pénalisée par le bruit de phase laser. L’évolution de la variance étant inversement proportionnelle à  $B_L T$ , on remarque que la pénalité est moins importante dans le cas  $B_L T = 5.10^{-3}$  que dans le cas où  $B_L T = 10^{-3}$ . Cela peut s’expliquer intuitivement par le fait qu’une boucle sera d’autant plus à même de suivre finement les variations rapides du bruit de phase laser que sa bande équivalente de bruit est large. Cependant, le RSB seuil est plus faible dans le cas  $B_L T = 10^{-3}$  que dans l’autre cas ce qui traduit une plus grande stabilité de la boucle. Par ailleurs, si l’on prend en compte également l’expression (3.48) de la durée  $T_c$  avant saut de cycle, on voit qu’il n’est pas dans notre intérêt d’augmenter trop la valeur de la bande équivalente de bruit pour éviter que la boucle décroche.

La figure 3.14 présente l’évolution de la variance d’estimation en fonction du paramètre normalisé  $B_L T$ , dans le cas de simulations numériques et telle que donnée par la formule théorique (3.50) pour un RSB fixe  $E_S/N_0 = 8$  dB. A faible  $B_L T$ , la performance est globalement dominée par le terme lié au bruit de phase laser. Progressivement la courbe atteint un minimum pour  $B_L T \approx 0.01$  puis le terme lié au bruit additif prend le dessus à fort  $B_L T$ . On remarque qu’à partir d’environ  $B_L T \approx 0.01$ , les points obtenus en simulation s’éloignent de la courbe théorique. En effet, la description du fonctionnement de la PLL par sa fonction de transfert est uniquement valable pour des valeurs  $\omega_n T \ll 1$ . Dans le cas où  $B_L T$  augmente, cette inégalité est de moins en moins vérifiée et les résultats obtenus dans le cas d’une PLL numérique s’accordent de moins en moins avec les prédictions des formules de la PLL analogique.

### 3.5 Méthodologie de conception d'une PLL numérique pour les liens satellite-sol

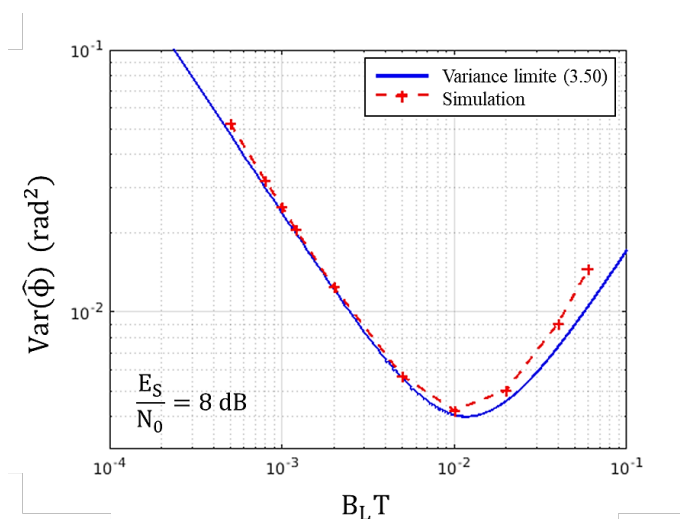


FIGURE 3.14 – Évolution de la variance d'estimation en sortie de la PLL en fonction de la bande équivalente de bruit, pour  $E_S/N_0 = 8$  dB. Les valeurs obtenues en simulations sont comparées à la limite (3.50).

L'analyse menée dans cette phase de conception met en évidence la nécessité de réduire autant que possible le produit  $B_L T$  puisqu'il conditionne la variance résiduelle de l'estimation de phase. Néanmoins, une valeur très faible impliquera une pénalité significative sur la variance ; une valeur trop élevée accroît la sensibilité du système au bruit additif, en augmentant notamment la probabilité de saut de cycle et le RSB seuil. Reste maintenant à faire la synthèse de toutes les informations et constats précédents pour proposer une méthode de réglage des paramètres de la boucle qui puisse garantir une bonne performance pour l'application qui nous intéresse ici.

### 3.5 Méthodologie de conception d'une PLL numérique pour les liens satellite-sol

L'objectif de cette partie est de proposer une méthodologie pour choisir des paramètres de PLL adaptés aux liens satellite-sol en utilisant les éléments introduits au cours de ce chapitre. En s'appuyant sur le formalisme des PLL analogiques, cette méthode permet de dériver des règles simples de dimensionnement et d'adapter la configuration de ce système de synchronisation aux caractéristiques du canal. Le format de modulation retenu est le format BPSK. Cependant, la boucle pourra être adaptée à d'autres constellations ou formats en modifiant le détecteur de phase de manière appropriée. Lors de la conception, nous devons nous assurer que les trois conditions suivantes sont vérifiées :

1. La boucle doit être capable de compenser un décalage fréquentiel  $\Delta f$  statique issu de l'effet Doppler et de la dérive en fréquence des lasers dans un temps inférieur au temps d'acquisition de la station sol, de l'ordre de quelques secondes.
2. L'erreur d'estimation résiduelle  $\text{Var}(\hat{\phi})$  en sortie de la PLL doit être suffisamment

faible pour limiter la pénalité sur la performance télécom (quantifiée ici par le taux d'erreur en bit (TEB)).

3. La probabilité de saut de cycle et de décrochage de la boucle pendant la durée du passage d'un satellite (de l'ordre de quelques minutes) doit être négligeable.

Notre signal d'entrée est supposé de la forme :

$$r_k = A s_k e^{i(2\pi\Delta f T k + \theta_0 + \varphi_k)} + n_k \quad (3.51)$$

La méthodologie proposée est illustrée sur l'exemple d'un décalage fréquentiel statique  $\Delta f = 100$  MHz en sortie de l'étage de correction de fréquence grossière précédent la PLL et d'un bruit de phase laser tel que  $\Delta\nu = 200$  kHz. La boucle n'est pas soumise ici à des effets résiduels de turbulence après correction par optique adaptative.

En vu d'atteindre une performance suffisante pour permettre une transmission quasiment sans erreur après correction par codes correcteurs, le TEB visé est ici de  $10^{-4}$  après démodulation [Agrell and Secondini, 2018]. A  $\text{TEB} = 10^{-4}$ , pour un canal AWGN, cela revient à considérer un point de fonctionnement proche de  $E_S/N_0 \approx 8$  dB. On impose par ailleurs que la dégradation due à la synchronisation par PLL ne dépasse pas 0.1 dB. Ainsi, en reprenant le tableau 2.3, cette pénalité reste négligeable vis-à-vis des autres termes du bilan de liaison. A partir de ces contraintes, une méthode de conception est proposée en section 3.5.1 puis validée sur l'exemple choisi en section 3.5.2.

### 3.5.1 Détermination des paramètres de la PLL

Concevoir une PLL d'ordre 2 revient à fixer les différents gains  $K_0$ ,  $K_1$ ,  $K_2$  et  $K_d$ . Le gain  $K_0$  du NCO a été fixé égal à 1. Le gain  $K_d$  du détecteur de phase dépend directement de l'amplitude du signal (voir (3.13)). Ainsi, il est nécessaire de connaître la valeur de la puissance du signal afin de maîtriser la valeur de  $K_d$  et donc les caractéristiques de la PLL. Pour cela, nous plaçons en amont de cette dernière une boucle de contrôle de gain (AGC : *Automatic Gain Control*) dont l'objectif est de maintenir le niveau de signal constant en entrée de la PLL et donc de garantir que le gain  $K_d$  est connu et constant. Le fonctionnement de l'AGC est décrit dans le chapitre 5 (section 5.1). Dans cette partie, nous supposons un AGC idéal permettant de garantir  $K_d = 1$ . Il reste alors à fixer les gains du filtre de boucle  $K_1$  et  $K_2$ .

On se place dans le régime de poursuite de la PLL, soit pour une erreur de phase  $\Delta\phi$  suffisamment faible pour pouvoir décrire le fonctionnement de la boucle par la fonction de transfert (3.32). Fixer  $K_1$  et  $K_2$  revient de manière équivalente à choisir les valeurs du coefficient d'amortissement  $\xi$  et de la pulsation propre normalisée  $\omega_n T$ , grâce à (3.35) et (3.36), ou encore à fixer la valeur de  $\xi$  et celle de la bande équivalente de bruit normalisée  $B_L T$  qui peut s'écrire en fonction de  $\omega_n T$  et  $\xi$  :

$$B_L T = \frac{\omega_n T}{4} \left( \xi + \frac{1}{4\xi} \right) \quad (3.52)$$

En effet, à partir des expressions (3.35), (3.36) et (3.52), les gains du filtre de boucle  $K_1$  et  $K_2$  s'expriment :

$$K_1 = \frac{4B_L T}{K_0 K_d} \frac{1}{1 + \frac{1}{4\xi^2}} \quad (3.53)$$

### 3.5 Méthodologie de conception d'une PLL numérique pour les liens satellite-sol

$$K_2 = \frac{4B_L T}{4\xi^2 + 1} \quad (3.54)$$

Dans la littérature [Gardner, 2005], le coefficient d'amortissement est fixée à  $1/\sqrt{2}$  (voir section 3.3.2). Il ne reste alors que la valeur du produit  $B_L T$  à déterminer. Ce dernier est composé à la bande de bruit  $B_L$  mais aussi de la fréquence d'échantillonnage  $1/T$ . La fréquence d'échantillonnage dépend principalement des contraintes matérielles d'implantation d'un tel algorithme numérique. Nous avons ici fait l'hypothèse que cette fréquence est égale au rythme symbole du signal de 10 GBaud. Cependant, les paramètres de la boucle devront être ajustés dans le cas où l'on souhaiterait réduire la fréquence d'échantillonnage de la PLL en raison de difficultés de mise en oeuvre d'un tel algorithme à 10 GHz.

Nous nous concentrons à présent sur le choix de  $B_L$  à partir de la condition (2) de l'introduction. Le signal en entrée du détecteur BPSK est de la forme :

$$x_k = s_k e^{i\Delta\phi_k} + n'_k \quad (3.55)$$

avec  $n'_k$  un bruit tourné et  $\Delta\phi$  un déphasage aléatoire de variance  $Var(\hat{\phi})$  dont nous connaissons la valeur (donnée par (3.50) en présence de bruit de phase laser). La constellation BPSK est ainsi tournée d'un déphasage aléatoire ce qui va affecter la performance en TEB. Cet impact se traduit par la probabilité d'erreur suivante pour un déphasage  $\Delta\phi$  fixe :

$$P_b(\Delta\phi) = \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{E_S}{N_0}} \cos(\Delta\phi) \right) \times \left( 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{E_S}{N_0}} \cos(\Delta\phi) \right) \right) \quad (3.56)$$

L'objectif va ainsi être de fixer les paramètres de la boucle de sorte que l'angle induit par ce déphasage pénalise le moins possible la performance finale. On déduit ensuite une probabilité d'erreur moyenne, notée  $\bar{P}_b$ , en faisant l'hypothèse d'une distribution statistique du déphasage  $\Delta\phi$ , que l'on note  $f(\Delta\phi)$  :

$$\bar{P}_b = \mathbb{E}_{\Delta\phi}[P_b(\Delta\phi)|\Delta\phi] = \int_0^{2\pi} P_b(\Delta\phi) f(\Delta\phi) d(\Delta\phi) \quad (3.57)$$

Pour évaluer le TEB moyen, nous faisons l'hypothèse que le déphasage  $\Delta\phi$  peut être décrit par un modèle de loi  $f(\Delta\phi)$  de Tikhonov [Tikhonov, 1959]. Ce dernier est paramétré par la variance du déphasage qui coïncide avec la variance  $Var(\hat{\phi})$  en sortie de la PLL. Ainsi en considérant une valeur de  $\bar{P}_b$  cible à un RSB donné, il est possible d'en déduire la valeur de  $Var(\hat{\phi})$  correspondant à cette performance et donc une valeur de  $B_L$  grâce à (3.50). Avec les contraintes fixées en introduction (soit  $TEB = 10^{-4}$ , avec une pénalité maximale de 0.1 dB en RSB, pour un RSB proche de 8 dB), l'expression (3.57) permet d'évaluer la variance résiduelle maximale que l'on peut tolérer en sortie de la PLL  $Var(\hat{\phi}) = 0.02 \text{ rad}^2$  soit un écart type de 8 degrés. Même si deux valeurs de  $B_L T$  satisfont la condition, nous choisissons la plus faible, soit  $B_L T = 0.0012$ , afin de minimiser la sensibilité au bruit additif notamment en limitant la probabilité de saut de cycle donnée par l'expression (3.48). Avec  $\xi = 1/\sqrt{2}$ , les gains du filtre de boucle sont donnés par (3.53) et (3.54), soit  $K_1 = 0.0032$  et  $K_2 = 0.0016$ .

Le tableau 3.1 regroupe les valeurs des principaux paramètres de la boucle. Nous avons ainsi choisi de paramétrer la boucle à partir de la condition (2) énoncée en début de cette section. Nous vérifions la compatibilité de ces paramètres avec les conditions (1) et (3) dans la suite de cette partie.

TABLE 3.1 – Résumé des paramètres de la PLL numérique

Paramètres	Valeurs
$B_L$	12 MHz
$\xi$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$
$\omega_n$	$22,6 \cdot 10^6$ rad/s
T	$10^{-10}$ s
K	$3,2 \cdot 10^{-3}$
$K_d$	1
$K_1$	$3,2 \cdot 10^{-3}$
$K_2$	$1,6 \cdot 10^{-3}$
$K_0$	1

Dans cette démarche, nous avons supposé la présence d'un AGC pour maintenir la puissance du signal constante et donc le gain  $K_d$  du détecteur de phase. Il existe d'autres détecteurs de phase dans les systèmes de synchronisation en boucle fermée notamment pour faire face aux fluctuations profondes d'amplitude. La littérature liée aux systèmes de positionnement par satellites décrit plusieurs autres possibilités [Lopez-Salcedo et al., 2013] [Kaplan and Hegarty, 2005]. Une alternative serait d'utiliser un estimateur de la forme  $e_k = \arctan(\text{Im}(x_k)/\text{Re}(x_k))$  qui est indépendant du niveau de signal. D'autres méthodes plus sophistiquées utilisant des filtres de Kalman sont présentées dans [Lopez-Salcedo et al., 2013]. Ces systèmes présentent des similarités avec notre application notamment car ils sont aussi confrontés dans les applications de géo-positionnement par satellite à un large décalage fréquentiel lié à l'effet Doppler. Il serait intéressant de comparer les résultats obtenus en présence de turbulence (voir chapitre 5) avec ceux d'une PLL composée d'un autre type de détecteur de phase.

### 3.5.2 Validation numérique

#### Plages de fonctionnement

Dans le cas d'une PLL numérique fonctionnant à une fréquence d'échantillonnage de 10 GHz, la plage de *hold-in* est limitée à 2.5 GHz (voir 3.3.1). De plus, en utilisant l'expression (3.36), la pulsation naturelle est de  $\omega_n = 22.6 \times 10^6$  rad/s et l'inégalité  $\omega_n T \ll 1$  est vérifiée. Les formules établies dans le cas analogique s'appliquent donc bien à notre PLL numérique, notamment celle de la fonction de transfert et celle permettant d'évaluer la fréquence de *pull-out*. Pour cette dernière, la formule (3.27) nous donne  $\pm\Omega_{PO} = \pm 3.5 \times 10^7$  rad/s (soit  $\pm 5.6$  MHz).

### 3.5 Méthodologie de conception d'une PLL numérique pour les liens satellite-sol

#### Temps de convergence

La figure 3.15 illustre la durée de convergence de la PLL vers un état d'équilibre stable pour un RSB de 8 dB (écart initial  $\Delta f = 100$  MHz). La boucle converge en environ  $104 \mu s$  ce qui est raisonnable par rapport au temps d'acquisition de la station sol, de l'ordre de quelques secondes, et permet de valider la condition (1) présentée en introduction de cette partie. De plus, les deux conditions d'utilisation de la formule (3.28) du temps de *pull-in*

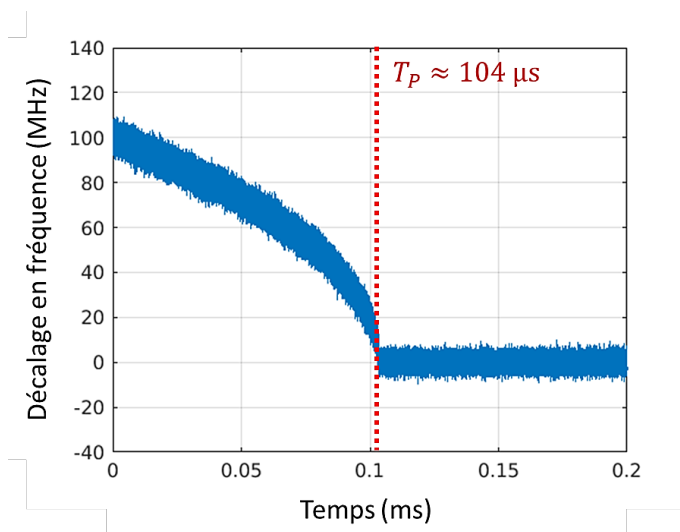


FIGURE 3.15 – Évolution temporelle du décalage fréquentiel durant le régime d'acquisition de la PLL pour un écart initial de 100 MHz ( $E_S/N_0 = 8$  dB).

sont réunies : l'écart  $\Delta\omega = 2\pi\Delta f \approx 6.28 \times 10^8$  rad/s est bien supérieur à la fréquence de *pull-out*  $\Omega_{PO} = 3.5 \times 10^7$  rad/s et inférieur à la fréquence de *pull-in*,  $\Omega_{PI} = 1.6 \times 10^{10}$  rad/s (soit  $\pm 2.5$  GHz). Par le calcul, le temps d'accroche estimé grâce à l'expression (3.28) est de l'ordre de  $96 \mu s$  ce qui est très proche du temps présumé en simulation en présence de bruit additif.

#### Précision de la correction

La figure 3.16 représente la variance d'estimation  $Var(\hat{\phi})$  en fonction du RSB avec ou sans bruit de phase laser. Les courbes simulées sont comparées avec les courbes théoriques tracées à partir de la formule de la borne de Cramér-Rao (3.45), de la limite théorique (3.46) en présence de modulation BPSK et de bruit additif et (3.50) en présence de bruit de phase laser. Les RSB seuils à partir desquels la boucle n'est plus capable d'accrocher sont de -5 dB en présence de bruit de phase laser et -7 dB sans. Une fois le RSB seuil franchi, les courbes de variance simulées convergent rapidement vers les courbes théoriques comme vu en sections 3.4.2 et 3.4.4.



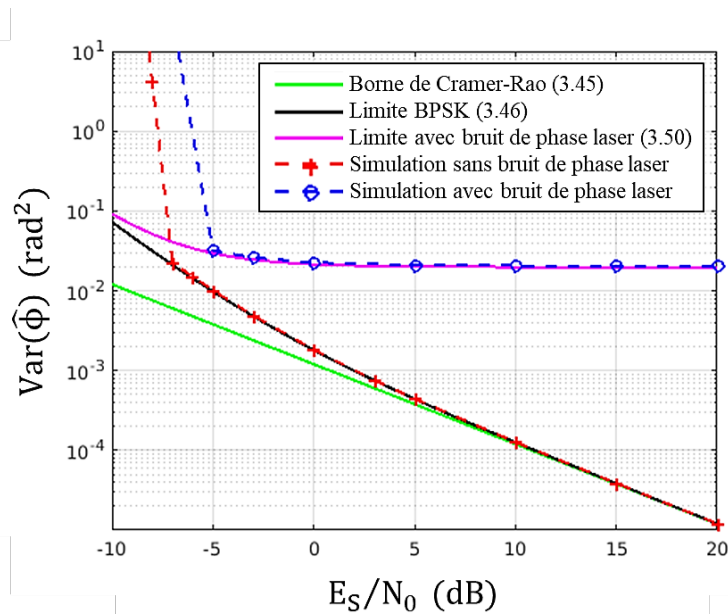


FIGURE 3.16 – Variance en sortie de la PLL numérique en présence de bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$  MHz,  $\Delta \nu = 200$  kHz).

### Probabilité de saut de cycle

A partir de l'équation (3.48), nous estimons la durée avant saut de cycle pour la PLL du tableau 3.1 à  $T_c \approx 3.4 \times 10^{14}$  s. La probabilité d'un tel évènement est donc en théorie extrêmement faible même sur la durée totale d'un passage de satellite de l'ordre de quelques minutes. Nous pouvons donc raisonnablement considérer que la condition (3) est remplie.

### Performance en TEB

La figure 3.17 représente le TEB simulé en fonction du RSB en présence de bruit additif gaussien, avec et sans bruit de phase laser. Le TEB est mesuré après convergence de la PLL, en régime de poursuite. En l'absence de bruit de phase, la correction par la PLL est telle que la performance en TEB est identique à celle d'un système sans défaut de synchronisation. Les points se superposent à la probabilité d'erreur théorique (1.36). En présence de bruit de phase laser, la pénalité sur le RSB mesurée pour un  $\text{TEB} = 10^{-4}$  est inférieure à 0.1 dB comme imposée dans notre méthode de réglage des paramètres de la PLL en section 3.5.1.

### 3.6 Conclusion

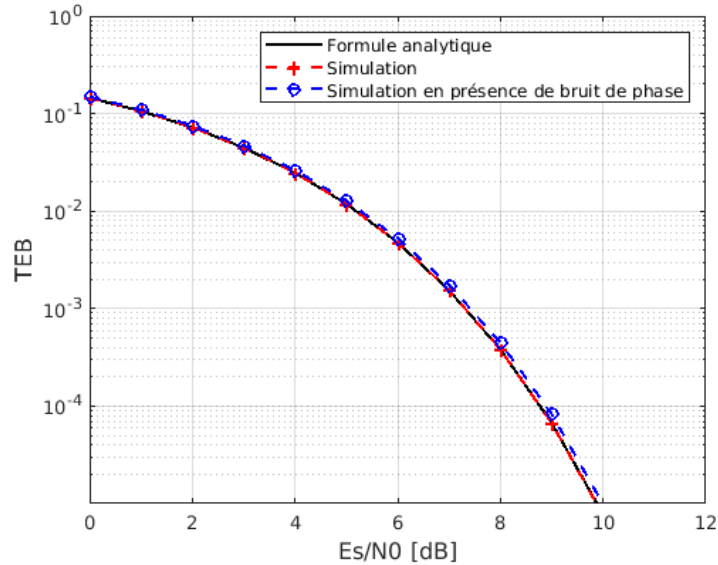


FIGURE 3.17 – Évolution du TEB en fonction du RSB avec et sans bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$  MHz,  $\Delta\nu = 200$  kHz)

### 3.6 Conclusion

Nous avons étudié le principe et la mise en oeuvre d'une synchronisation fine en phase et en fréquence au moyen d'une PLL numérique du 2<sup>nd</sup> ordre. Le détecteur de phase employé découle directement de l'estimateur aveugle de phase optimal au sens MAP pour la modulation BPSK. La performance du système en présence de bruit additif gaussien et d'un bruit de phase laser a été quantifiée par l'évaluation de la variance de la phase estimée et comparée à des courbes théoriques de la littérature afin de valider le modèle de PLL et du processus de synchronisation. Pour faire face à l'impact important du bruit de phase laser sans augmenter la sensibilité de la boucle au bruit additif, nous avons proposé une méthode permettant de choisir l'ensemble des paramètres de la PLL tout en contrôlant la pénalité due à la synchronisation sur le TEB. L'utilisation d'une PLL présente plusieurs avantages, dont la capacité à corriger n'importe quel écart de phase tant que cette erreur est suffisamment faible en sortie de l'estimateur grossier. Par contre, l'utilisation d'une boucle de rétroaction rend difficile la parallélisation des calculs ce qui peut constituer un obstacle à sa mise en oeuvre matérielle dans les systèmes à très haut débit, qui privilégient donc habituellement une autre forme d'estimateurs de phase et fréquence dits "en boucle ouverte". Le cas de ces estimateurs est traité au chapitre suivant.



# Chapitre 4

## Méthodes d'estimation aveugle en boucle ouverte du décalage en fréquence et en phase en présence de modulation BPSK

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Adaptation de la PLL aux fluctuations d'amplitude . . . . .</b>	<b>112</b>
<b>5.2</b>	<b>Performances mesurées dans le scénario de turbulence A . . .</b>	<b>116</b>
5.2.1	Temps de convergence de la PLL . . . . .	116
5.2.2	Précision de l'estimation . . . . .	117
5.2.3	Impact sur la performance . . . . .	119
<b>5.3</b>	<b>Performances mesurées dans le scénario de turbulence B . . .</b>	<b>123</b>
5.3.1	Précision de l'estimation . . . . .	123
5.3.2	TEB en présence d'un défaut de synchronisation . . . . .	125
<b>5.4</b>	<b>Synthèse comparative des deux solutions de synchronisation .</b>	<b>126</b>
5.4.1	Précision de la synchronisation en présence de turbulence . . . . .	127
5.4.2	Impact du bruit de phase turbulent . . . . .	128
5.4.3	Impact sur la performance TEB . . . . .	128
<b>5.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>129</b>

---

Dans les réseaux de communications par fibres optiques, les méthodes de synchronisation numérique par bloc en boucle ouverte, dites "feedforward", sont privilégiées depuis l'apparition des systèmes rapides de traitement numérique du signal [Savory, 2010]. Contrairement à la méthode en boucle fermée par boucle à verrouillage de phase, où le système extrait de l'information sur le signal de sortie afin de réduire le signal d'erreur sur les échantillons suivants, il n'y a aucune rétroaction mise en oeuvre par une méthodes en boucle ouverte. Cette dernière traite ainsi les blocs d'observations indépendamment les uns des autres sans prendre en compte la réponse du système aux échantillons précédents. L'absence de rétroaction permet d'augmenter la rapidité du système dans un contexte de communications à très haut débit en facilitant la parallélisation des traitements. Dans ce

chapitre, nous présentons deux techniques d'estimation en boucle ouverte d'un décalage en phase et en fréquence dans le cas d'un signal BPSK. A l'instar du chapitre précédent, les méthodes employées ici n'utilisent pas de symboles pilotes transmis pour faciliter l'estimation. On parle une fois de plus d'estimation aveugle ou NDA.

Dans la section 4.1, le principe de l'estimation aveugle des écarts en fréquence et en phase est rappelé dans le cas particulier d'un signal M-PSK. Dans la littérature [Wang et al., 2003a], il est montré que l'estimation aveugle et en boucle ouverte du décalage de phase statique  $\theta_0$ , de la fréquence  $\Delta f$  et de l'accélération Doppler  $\beta$  peut être réalisée de manière conjointe et optimale au sens des moindres carrés. Cependant, cette estimation est coûteuse en calculs. La solution communément retenue consiste donc plutôt à estimer ces trois composantes de manière disjointe. La section 4.2 rappelle succinctement le cheminement depuis l'estimateur optimal de la fréquence et de la phase jusqu'à la simplification naturelle du problème qui en découle par estimation séparée de chaque contributeur.

Ici, contrairement à la boucle à verrouillage de phase, l'estimation fine du décalage fréquentiel résiduel  $\Delta f$  est réalisée séparément de l'estimation de l'écart de phase statique  $\theta_0$  grâce à deux étages successifs représentés schématiquement sur la figure 4.1. Le pre-

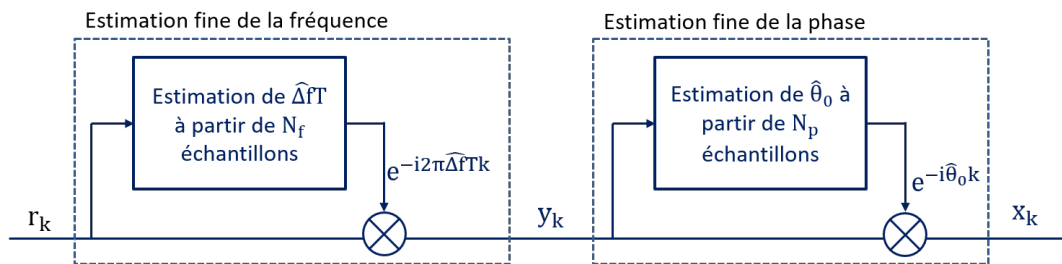


FIGURE 4.1 – Système de synchronisation fine en boucle ouverte

mier étage permet d'évaluer l'écart en fréquence résiduel normalisé  $\widehat{\Delta f T}$  à partir de blocs d'échantillons de taille  $N_f$ , pour ensuite le corriger. Le décalage de phase statique  $\theta_0$  est ensuite estimé sur des blocs d'observations de taille  $N_p$  puis à son tour compensé afin de récupérer les données contenues dans les symboles  $s_k$ .

Deux approches classiques d'estimation de la fréquence sont présentées en section 4.3. Dans la première, le signal est élevé au carré puis l'écart  $\Delta f T$  est estimé grâce à une recherche de maximum sur le spectre fréquentiel d'un bloc d'échantillons de taille  $N_f$  [Morelli and Mengali, 1998]. La seconde méthode repose sur l'élevation du signal au carré puis sur l'estimation de la différence de phase entre deux échantillons successifs [Leven et al., 2007]. L'algorithme d'estimation de l'écart de phase statique, communément appelé algorithme de Viterbi-Viterbi [Viterbi and Viterbi, 1983], est introduit en section 4.4. Les étapes de synchronisation fine en fréquence et en phase sont étudiées et validées séparément dans un premier temps, en présence de bruit de phase laser et de bruit additif gaussien.

Chaque estimateur est caractérisé selon trois critères principaux : la plage d'acquisition, le RSB seuil et la précision de l'estimation. Comme pour la boucle à verrouillage de phase, on appelle ici *RSB seuil* la valeur limite de RSB en dessous de laquelle l'estimateur décroche et s'éloigne rapidement de sa borne théorique. La précision de l'estimation des différentes méthodes peut être évaluée au moyen de l'erreur quadratique moyenne (EQM) en fréquence

## 4.1 Principe de l'estimation aveugle en M-PSK

ou en phase en sortie de l'estimateur. En effet, puisque certains de ces estimateurs sont biaisés, il paraît moins judicieux de les comparer par rapport à la variance de l'estimée comme dans le cas de la boucle à verrouillage de phase. On rappelle que pour l'estimation  $\hat{\phi}$  du paramètre d'intérêt  $\phi$ , un estimateur est dit non biaisé si la valeur  $Biais(\hat{\phi}) = \mathbb{E}[\hat{\phi}] - \phi$  est nulle. Dans le cas où le biais est non nul, l'estimateur va tendre à surestimer ou sous-estimer le paramètre d'intérêt. La variance de l'estimée  $Var(\hat{\phi}) = \mathbb{E}[(\hat{\phi} - \mathbb{E}[\hat{\phi}])^2]$  permet de comparer l'efficacité de deux estimateurs, la notion d'efficacité étant réduite aux cas des estimateurs non biaisés. Ainsi, nous choisissons ici d'utiliser l'erreur quadratique moyenne (EQM) définie comme  $EQM(\hat{\phi}) = \mathbb{E}[|\hat{\phi} - \phi|^2]$ . Cette valeur permet de mesurer la dispersion quadratique des réalisations de l'estimateur autour de la valeur du paramètre que l'on cherche à estimer et se relie aux deux précédentes par la relation  $EQM(\hat{\phi}) = Var(\hat{\phi}) + Biais^2(\hat{\phi})$ . La littérature fournit l'expression de différentes bornes théoriques en EQM pour chacun des estimateurs présentés, nous permettant de valider chacun de nos modèles numériques tout au long de ce chapitre. A noter que la complexité d'implantation matériel et le coût de calcul sont aussi des critères importants à prendre en compte, mais ils n'ont pas été considérés dans ces travaux.

La mise en cascade de ces deux estimateurs est ensuite analysée au paragraphe 4.5. Les performances des deux méthodes sont comparées aux limites théoriques de la littérature [Viterbi and Viterbi, 1983], nous permettant ainsi de choisir la plus adaptée à un lien de communication satellite-sol.

## 4.1 Principe de l'estimation aveugle en M-PSK

La série d'observations en entrée de l'étage de synchronisation comporte plusieurs composantes inconnues qui perturbent la récupération des symboles. Il est primordial lors de cette étape d'estimation de dissocier la composante de modulation de la phase M-PSK des perturbations présentes sur cette dernière, soit les décalages en fréquence et en phase. Viterbi [Viterbi and Viterbi, 1983] a été l'un des premiers à remarquer qu'élever la phase de l'observation à la puissance  $M$  fait disparaître la contribution de la modulation M-PSK sans nécessiter la connaissance a priori des données. Appliquée initialement au problème de l'estimation de l'erreur statique de phase dans les systèmes à transmission de paquets courts, cette solution a été reprise par la suite pour créer d'autres estimateurs de fréquence et de phase se basant sur l'introduction de ce type de non-linéarité [Morelli and Mengali, 1998][Wang et al., 2003a].

Nous considérons ici un signal d'amplitude constante de la forme :

$$r_k = A s_k e^{i\phi_k} + n_k \quad (4.1)$$

avec  $A$  l'amplitude considérée par la suite unitaire ( $A = 1$ ),  $\phi_k = \theta_0 + 2\pi\Delta f T k + \beta \frac{T^2}{2} k^2$ ,  $T$  le temps symbole et  $n_k$  un bruit additif blanc gaussien de moyenne nulle et de variance  $N_0/2$  sur les voies réelles et imaginaires. Les constantes  $\theta_0$ ,  $\Delta f$  et  $\beta$  correspondent respectivement à un écart de phase statique, un décalage de fréquence et un terme d'accélération Doppler.  $\{s_0, \dots, s_{N-1}\}$  est une série de  $N$  symboles M-PSK indépendants et identiquement distribués.

On peut réécrire  $r_k$  sous la forme polaire :

$$r_k = \rho_k e^{j\Phi_k} \quad (4.2)$$

On définit ensuite une transformation non linéaire de  $r_k$ , notée  $z_k$ , et telle que :

$$z_k := F(\rho_k)e^{jM\Phi_k} \quad (4.3)$$

où la phase  $\Phi_k$  de  $r_k$  est élevée à la puissance  $M$  et où une fonction non linéaire  $F(\cdot)$  est appliquée au module de  $r_k$ . L'élevation à la puissance  $M$  permet d'écarter la dépendance aux symboles modulés suivant une modulation M-PSK puisque si  $s_k = e^{2i\pi m/M}$  avec  $m \in \{0, \dots, M-1\}$  alors  $s_k^M = 1$  quelque soit  $m$ . Il est possible de montrer que le nouveau signal  $z_k$  peut s'écrire [Wang et al., 2003a] :

$$z_k = Ce^{jM\phi_k} + w_k \quad (4.4)$$

avec  $C := |\mathbb{E}\{z_k\}|$  un terme constant fonction de la non linéarité  $F(\cdot)$  et de l'ordre de modulation  $M$  et  $w_k$  un bruit blanc centré et généralement non circulaire.

## 4.2 Estimation conjointe en aveugle du décalage en fréquence et en phase

La méthodologie présentée dans cette section est basée sur l'étude [Wang et al., 2003a]. L'estimation de  $\boldsymbol{\omega} := [C \ \omega_0 \ \omega_1 \ \omega_2]^T$  avec  $\omega_0 = M\theta_0$ ,  $\omega_1 = 2\pi M\Delta f T$  et  $\omega_2 = M\frac{\beta}{2}T^2$  par un critère de moindre carré revient à minimiser la fonction de coût suivante [Mazzenga and Corazza, 1998] [Ghogho and Swami, 1998] :

$$\hat{\boldsymbol{\omega}} = \arg \min_{\bar{\boldsymbol{\omega}}} J(\bar{\boldsymbol{\omega}}) \quad (4.5)$$

avec

$$J(\boldsymbol{\omega}) = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{N-1} |z_k - Ce^{-j\sum_{l=1}^2 \omega_l k^l}|^2 \quad (4.6)$$

La solution de ce problème d'optimisation est donnée par [Ghogho and Swami, 1998] :

$$(\hat{\omega}_1, \hat{\omega}_2) = \arg \max_{\bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2} \frac{1}{N} \left| \sum_{k=0}^{N-1} z_k e^{-j\sum_{l=1}^2 \bar{\omega}_l k^l} \right| \quad (4.7)$$

$$\hat{\omega}_0 = \text{angle} \left( \sum_{k=0}^{N-1} z_k e^{-j\sum_{l=1}^2 \hat{\omega}_l k^l} \right) \quad (4.8)$$

avec  $N$  le nombre d'échantillons de la série d'observations.

On voit que l'estimation du décalage fréquentiel statique  $\omega_1$  et de l'accélération Doppler  $\omega_2$  est conjointe. En revanche, l'estimation de la phase  $\hat{\omega}_0$  est réalisée séparément sans perte d'optimalité, une fois que  $\omega_1$  et  $\omega_2$  ont été corrigés au préalable. Elle est directe par calcul de l'argument sur la moyenne de la série d'observations corrigées. Cet estimateur offre plusieurs garanties. Il est asymptotiquement non biaisé (pour  $N$  très grand), consistant et presque asymptotiquement efficace à fort RSB [Besson et al., 1999] [Ghogho and Swami, 1998] [Ghogho et al., 1999]. Ses performances asymptotiques à fort RSB sont comparables à la borne de Cramér-Rao [Wang et al., 2003a] correspondant à l'estimation des paramètres

### 4.3 Estimation fine du décalage en fréquence

$(\omega_0, \omega_1, \omega_2)$  d'une porteuse non modulée (UCRB : Unmodulated Cramér Rao Bound) avec  $l = 0, 1, 2$  où  $\sigma_n^2 = N_0/2$  désigne la variance du bruit additif :

$$UCRB(\hat{\omega}_l) = \frac{\sigma_n^2}{2N^{2l+1}} \frac{1}{2l+1} \left[ \frac{(l+3)!}{(l!)^2(2-l)!} \right]^2 \quad (4.9)$$

Cependant, l'estimation conjointe du couple  $(\hat{\omega}_1, \hat{\omega}_2)$  est complexe à mettre en place puisqu'il s'agit d'un problème d'optimisation à deux dimensions, possiblement exigeant en temps de calcul. Pour simplifier, une méthode courante consiste à découpler l'estimation en corrigeant successivement l'accélération Doppler, le décalage en fréquence puis l'écart statique de phase. Ainsi, l'estimation des différents défauts de synchronisation est rendue plus simple en conservant malgré tout de bonnes performances [Besson et al., 1999]. Ces différents estimateurs découplés s'appuient sur l'introduction d'une non-linéarité pour s'affranchir de la modulation M-PSK.

La fonction  $F(\cdot)$  adoptée dans la littérature est généralement une élévation à la puissance 0, 1 ou M du module  $\rho$ . Nous choisissons d'utiliser la transformation la plus commune  $F(\rho) = \rho^M$ , soit  $z_k = \rho^M e^{iM\varphi_k} = r_k^M$ . Cette solution n'est pas optimale même si elle s'en approche à faible RSB. D'autres transformations peuvent s'avérer légèrement plus performantes en fonction du régime de fonctionnement en RSB choisi. Dans son article [Wang et al., 2003a], Wang recommande notamment l'utilisation de  $F(\rho) = \rho$  à fort RSB et  $F(\rho) = \rho^M$  à faible RSB, indépendamment de l'accélération Doppler ou du décalage en fréquence. Aussi, Viterbi [Viterbi and Viterbi, 1983] montre qu'à fort RSB, l'utilisation de  $F(\rho) = \rho^0 = 1$  peut améliorer la précision de l'estimation de phase à fort RSB, en présence ou non d'un résidu de fréquence.

### 4.3 Estimation fine du décalage en fréquence

Il a été rappelé dans la partie précédente que de l'estimateur optimal au sens des moindres carrés découle naturellement un découplage des estimations des décalages en fréquence et en phase. Cette partie est consacrée à la caractérisation de deux méthodes d'estimation fine d'un décalage en fréquence en boucle ouverte.

En entrée de l'étage de synchronisation, on considère dans un premier temps un signal non bruité d'amplitude constante unitaire de la forme :

$$r_k = s_k e^{j\phi_k} \quad (4.10)$$

avec  $\phi_k = 2\pi\Delta f T k + \theta_0$ ,  $s_k$  les symboles de modulation BPSK,  $\Delta f T$  un décalage en fréquence normalisé et  $\theta_0$  un décalage en phase statique. En suivant la méthodologie introduite en section 4.1, l'influence de la modulation du signal est écartée en introduisant une nouvelle série d'observations  $\{z_0, \dots, z_{N-1}\}$  par élévation au carré de la série d'échantillons  $\{r_0, \dots, r_{N-1}\}$  :

$$z_k = r_k^2 = |r_k|^2 e^{j2\phi_k} \quad (4.11)$$

L'objectif des méthodes de synchronisation en boucle ouverte présentées dans cette partie est d'estimer le décalage en fréquence normalisé  $\Delta f T$  sur des blocs d'échantillons  $\{z_0, \dots, z_{N_f-1}\}$  de taille  $N_f$ .



Deux estimateurs sont étudiés en section 4.3.1 et 4.3.2. La première approche repose sur la recherche du décalage fréquentiel dans le domaine spectral grâce à une transformée de Fourier discrète. La seconde utilise la différence de phase entre deux échantillons successifs  $z_{k-1}$  et  $z_k$  pour isoler le décalage en fréquence. Dans chacun des cas, la précision de l'estimation et la plage d'acquisition sont caractérisées afin de comparer ensuite les deux techniques en section 4.3.3 pour identifier les avantages et inconvénients de chacune. Enfin, le modèle de signal présenté en équation (4.10) ne fait pas apparaître le terme d'accélération Doppler  $\beta$  même si ce terme n'est pas négligeable en pratique. En section 4.3.4, nous mettons en évidence le fait qu'un résidu d'accélération Doppler, tel qu'estimé en section 1.5.2, ne perturbe pas le fonctionnement des estimateurs présentés dans cette partie. Dans le cas où l'accélération Doppler serait bien supérieure à nos estimations, notamment à cause de la dérive en fréquence des sources laser, nous introduisons succinctement une méthode d'estimation par blocs basée sur le principe de l'estimateur par différence de phase [Wang et al., 2003a].

### 4.3.1 Méthode d'estimation basée sur la transformée de Fourier

Cette première méthode dérive de l'estimateur du décalage en fréquence optimal au sens du maximum de vraisemblance assisté par données pilotes présenté par Rife et Boorstyn [Rife and Boorstyn, 1974]. Afin d'obtenir une méthode adaptée à la synchronisation aveugle, l'expression du signal entrant dans la méthode Rife and Boorstyn est remplacée par la série d'observations élevée au carré comme présenté en section 4.1. Wang [Wang et al., 2003a] a montré par la suite que cet estimateur aveugle est optimal au sens des moindres carrés en l'absence d'accélération Doppler.

Dans cette méthode, le décalage fréquentiel statique est estimé par recherche dans le domaine fréquentiel du maximum d'amplitude de la transformée de Fourier du signal élevé à la puissance  $M$  (modulation M-PSK) [Morelli and Mengali, 1998]. Dans le cas de la modulation BPSK, l'estimateur s'exprime donc ainsi :

$$\widehat{\Delta f T} = \frac{1}{2} \arg \max_{-\frac{1}{2} < f_0 < \frac{1}{2}} \left| \sum_{k=0}^{N_f-1} r_k^2 e^{-2i\pi f_0 k} \right| \quad (4.12)$$

avec  $N_f$  le nombre d'échantillons de la série d'observations utilisée pour l'estimation.

L'implantation pratique de cet estimateur se décompose généralement en deux étapes préconisées dès 1974 par Rife and Boorstyn [Rife and Boorstyn, 1974] : une première recherche grossière de l'écart de fréquence puis une seconde étape d'estimation fine. Cette dernière peut consister par exemple en un algorithme du gradient [Ciblat et al., 2002]. Cette solution en deux étapes a été étendue par la suite à la modulation d'amplitude en quadrature QAM (*Quadrature Amplitude Modulation*) où le signal n'est plus de module constant [Wang et al., 2003b]. Cependant, dans le cas de la modulation QAM, l'estimateur n'est pas aussi précis que pour la modulation M-PSK et d'autres méthodes d'estimation du résidu de porteuse sont préférées [Selmi et al., 2009] dans ce cas.

### Plage d'acquisition

Le décalage  $M\Delta f T$  est estimé dans l'intervalle  $[-1/2; 1/2]$ . Ainsi, la plage de fonctionnement est limitée à  $|\Delta f T| \leq \frac{1}{2M}$ , soit à un écart en fréquence statique  $|\Delta f| \leq \frac{1}{4T}$  dans

### 4.3 Estimation fine du décalage en fréquence

le cas de la modulation BPSK ( $M=2$ ). Pour un système fonctionnant à 10 GBaud, cela revient à limiter la plage d'estimation du décalage fréquentiel à  $\pm 2.5\text{GHz}$ .

#### Précision de l'estimation

Nous choisissons ici de limiter cet estimateur à une seule étape correspondant à la recherche grossière de résidu de porteuse de la méthode de Rife and Boorstyn. En discrétisant l'intervalle de manière uniforme, le calcul se réduit à une transformée de Fourier discrète (TFD) sur  $N_{TFD}$  points puis à une recherche de maximum d'amplitude. De plus, nous choisissons la valeur de  $N_{TFD}$  comme une puissance de 2 afin de réduire le coût de calcul. Il serait possible d'améliorer la précision de l'estimation en augmentant le nombre de points en ajoutant des zéros entre les échantillons de la séquence (*zero padding*) [Rife and Boorstyn, 1974] par exemple. Nous choisissons ici le cas où  $N_{TFD}$  est une puissance de 2 et où le nombre d'échantillons de la fenêtre d'observation est égale au nombre de points de la TFD  $N_f = N_{TFD}$  (sans *zero padding*) de sorte à réduire le temps de calcul.

Du fait de la discrétisation de l'intervalle de recherche  $[-1/2; 1/2]$  en  $N_{TFD}$  points équirépartis, il subsiste une erreur d'au plus  $1/N_{TFD}$  sur la quantité  $M\Delta fT$  et donc une erreur de  $1/MN_{TFD}$  sur l'estimée  $\widehat{\Delta fT}$  (soit  $\frac{1}{2N_{TFD}}$  en modulation BPSK). A fort RSB, la précision de l'estimation est limitée par cette erreur liée à la quantification de la transformée de Fourier discrète si on se limite à cette seule étape. Ainsi, l'EQM  $\mathbb{E}[|\Delta fT - \widehat{\Delta fT}|^2]$  en sortie de l'estimateur est dépendante du pas de quantification spectral  $\frac{1}{2N_{TFD}}$  et tend vers la variance d'une loi uniforme sur cet intervalle, à fort RSB, soit :

$$EQM(\widehat{\Delta fT}) \xrightarrow{RSB \gg 1} \frac{\left(\frac{1}{2N_{TFD}}\right)^2}{12} \quad (4.13)$$

avec dans notre cas  $N_{TFD} = N_f$ .

On remarque notamment que cette limite est indépendante de l'écart à estimer  $\Delta fT$  et du RSB. La figure 4.2a présente l'évolution de l'EQM simulée en fonction du RSB à taille de bloc d'estimations  $N_f = N_{TFD}$  fixée. Le RSB seuil est compris entre -7 dB et -5 dB pour les valeurs de  $N_f$  choisies. Au delà du RSB seuil, les points se superposent à la limite théorique donnée par l'équation 4.13. La figure 4.2b présente l'évolution de l'EQM en fonction de la taille de la fenêtre d'observation  $N_f$  à RSB fixé, ici 10dB. De la même façon, la courbe obtenue en simulation se superpose avec la limite à fort RSB donnée par l'équation 4.13, avec une décroissance qui est donc en  $1/N_f^2$ .

La figure 4.3 compare le résultat de simulation à la borne de Cramér-Rao non modulée donnée par l'équation (4.9) :

$$UCRB(\widehat{\Delta fT}) = \frac{12}{\pi^2 N_f^3} \times \frac{1}{\frac{E_S}{N_0}} \quad (4.14)$$

Notre estimation s'écarte de la borne théorique et n'est donc pas optimale. Ce résultat est attendu si l'on compare l'EQM limite constante et indépendante du RSB atteinte par l'estimateur de fréquence réduit à une simple recherche plus ou moins grossière du maximum d'amplitude sur la transformée de Fourier discrète de l'observation au carré, à l'évolution inversement proportionnelle au RSB dans le cas de la borne de Cramér-Rao.

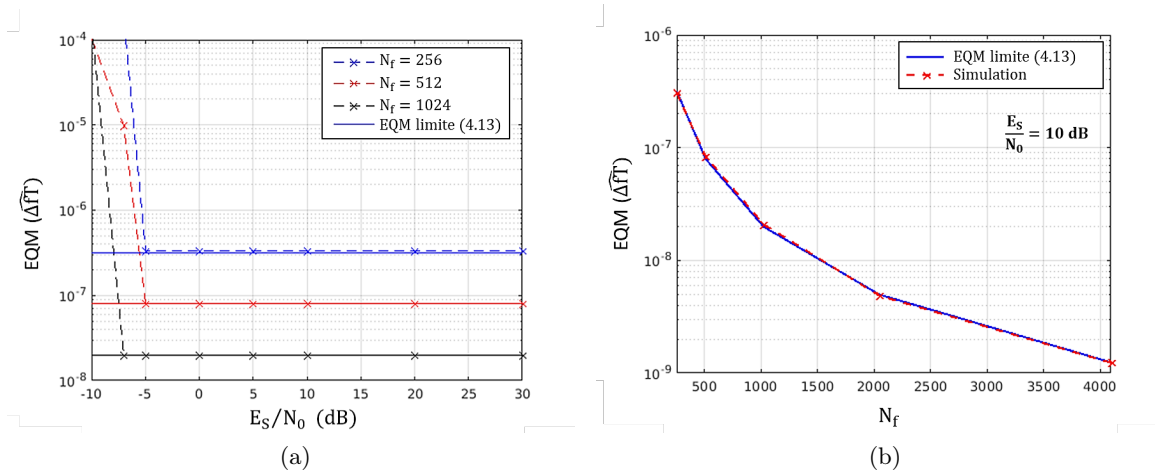


FIGURE 4.2 – (a) EQM  $\mathbb{E}[|\Delta fT - \widehat{\Delta fT}|^2]$  de l'écart en fréquence résiduel en fonction de  $E_S/N_0$  pour différentes tailles de blocs  $N_f$ . (b) EQM en fonction de  $N_f$  pour  $E_S/N_0 = 10$  dB. Les courbes simulées sont comparées à la limite théorique (4.13) ( $\Delta f = 100$  MHz,  $T=0.1$  ns).

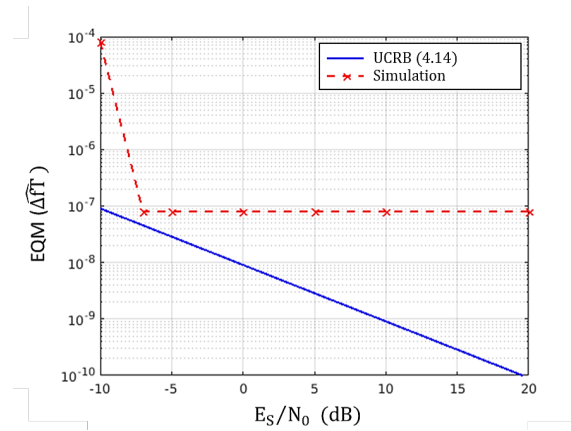


FIGURE 4.3 – Comparaison de l'EQM de l'écart en fréquence résiduel  $\mathbb{E}[|\Delta fT - \widehat{\Delta fT}|^2]$  en sortie de l'estimateur par transformée de Fourier avec la borne théorique de Cramér-Rao d'une porteuse non modulée donnée en équation (4.14)

Comme évoqué précédemment, si nécessaire, il est possible d'améliorer la précision de l'estimation en ajoutant par exemple une étape supplémentaire afin de raffiner l'estimée quantifiée obtenue par transformée de Fourier discrète et obtenir ainsi la précision en  $1/(N_f^3 RSB)$  annoncée par l'UCRB. Les travaux exposés par la suite (voir section 4.5) démontrent que l'exploitation de la méthode présentée, en amont d'un estimateur de phase, suffit à atteindre les performances requises, c'est pourquoi le choix est fait ici de restreindre l'étude à un estimateur rustique.

### 4.3 Estimation fine du décalage en fréquence

#### 4.3.2 Méthode d'estimation par différence de phase

Cette méthode, introduite dans les années 90 pour les applications radiofréquences [Meyr et al., 1997], a été largement employée pour les systèmes de transmission cohérents sur fibre optique [Leven et al., 2007]. Une nouvelle fois, l'élévation du signal à la puissance  $M$  permet de supprimer la présence de la modulation ce qui rend cet estimateur naturellement bien adapté au format de modulation M-PSK. La figure 4.4 illustre schématiquement le fonctionnement de cette méthode.

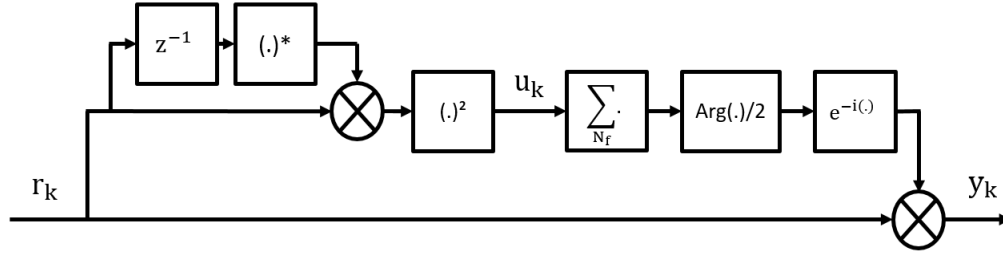


FIGURE 4.4 – Schéma fonctionnel de la méthode d'estimation et de compensation d'un décalage fréquentiel statique par différence de phase pour un signal au format de modulation BPSK.

Pour en expliquer le principe, on considère ici un signal d'amplitude unitaire non bruité de la forme :

$$r_k = s_k e^{i(\theta_0 + 2\pi\Delta f T k)} \quad (4.15)$$

L'échantillon  $r_k$  est dans un premier temps multiplié par le complexe conjugué de l'échantillon précédent  $r_{k-1}^*$  :

$$r_k r_{k-1}^* = s_k s_{k-1}^* e^{2i\pi\Delta f T} \quad (4.16)$$

Cette opération permet d'extraire le saut de phase entre deux observations consécutives et ainsi d'éliminer toute référence commune sur la phase des deux échantillons. Le signal résultant est ensuite élevé au carré pour faire disparaître l'influence de la modulation BPSK et l'on obtient ainsi le signal transformé :

$$u_k = e^{4i\pi\Delta f T} \quad (4.17)$$

En pratique, l'observation  $r_k$  est bruitée et l'on va donc moyenner l'estimée précédente sur  $N_f$  échantillons successifs pour atténuer l'influence du bruit dont on peut extraire l'argument pour y lire le décalage en fréquence recherché :

$$\widehat{\Delta f T} = \frac{1}{4\pi} \arg \sum_{k=0}^{N_f-1} [r_k r_{k-1}^*]^2 \quad (4.18)$$

L'hypothèse est ici faite que la fréquence et la phase de l'observation varient très lentement sur la fenêtre d'observation.

### Plage d'acquisition

Le calcul de l'argument de la moyenne des observations  $\{u_0, \dots, u_{N_f-1}\}$  limite la plage de fonctionnement à l'intervalle  $[-\pi; \pi]$ . Ainsi, le décalage en fréquence estimable est compris entre  $-1/2MT$  et  $1/2MT$  soit  $|\Delta f| \leq 1/4T$  pour la modulation BPSK. Pour le cas de signal modulé au format BPSK à 10 GBaud, cela correspond à un décalage fréquentiel maximal de  $\pm 2.5$  GHz.

### Précision d'estimation

Dans la littérature [Meyr et al., 1997], il est montré que cet estimateur est non biaisé à fort RSB en l'absence d'interférence entre-symboles, et que le biais est négligeable à faible et moyen RSB. Par ailleurs, pour un signal en modulation BPSK, la variance théorique, notée  $var(\widehat{\Delta f T})$ , de l'écart en fréquence estimé est donnée par [Meyr et al., 1997] :

$$var(\widehat{\Delta f T}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \left( \frac{2}{N_f^2} \left( \frac{1}{\frac{2E_S}{N_0}} + \frac{1}{\left(\frac{2E_S}{N_0}\right)^2} \right) + \frac{8}{N_f} \left( \frac{1}{\left(\frac{2E_S}{N_0}\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{2E_S}{N_0}\right)^3} + \frac{1}{\left(\frac{2E_S}{N_0}\right)^4} \right) \right) \quad (4.19)$$

On remarque notamment dans cette formule que la précision de l'estimation est indépendante du décalage fréquentiel à estimer  $\Delta f T$ . La figure 4.5 compare l'EQM de la fréquence résiduelle en sortie de cet étage à la borne (4.19). Le RSB seuil à partir duquel l'estimateur décroche à cause du bruit additif se situe autour de 0 dB pour les trois tailles de bloc considérées sur la figure 4.5a. Au delà de ce seuil, les points se superposent à la limite théorique (4.19). Pour les RSB visés, certains termes de l'expression (4.19) sont négligeables ce qui permet de dégager plusieurs tendances sur le comportement de l'estimateur. Ainsi, comme illustré sur la figure 4.5b, à fort RSB, ici  $E_S/N_0 \gg 20$ dB, l'évolution de l'EQM est inversement proportionnelle au carré du RSB alors qu'à faible RSB l'évolution est inversement proportionnelle au RSB. L'évolution de l'EQM en fonction de la taille des blocs d'observations à RSB fixe est illustrée en figure (4.6) et comparée à la formule (4.19). Sur cette figure avec  $E_S/N_0 \leq 20$  dB, La tendance de l'EQM est inversement proportionnelle à la taille de la fenêtre d'observation  $N_f$ .

En comparant à la borne de Cramér-Rao d'une porteuse non modulée (4.14) (correspondant à l'équation (4.9) pour  $l=1$ ) dont l'évolution est inversement proportionnel à  $E_S/N_0$  et  $N_f^3$ , cet estimateur n'est pas optimal. L'écart entre la performance de cet estimateur par différence de phase, sa borne (4.19) et la borne de Cramér-Rao non modulée sont illustrés en figure 4.7.

### 4.3.3 Comparaison des deux estimateurs de décalage en fréquence

Au cours des sections 4.3.1 et 4.3.2, nous avons présenté deux estimateurs d'une même quantité inconnue : un écart en fréquence. Le but de ce paragraphe est maintenant de les comparer.

Les deux méthodes d'estimation présentent la même plage d'acquisition théorique  $|\Delta f| < 1/4T$ , en modulation BPSK. La figure 4.8 compare l'EQM  $E[|\Delta f T - \widehat{\Delta f T}|^2]$  en sortie de chaque estimateur en fonction du RSB à taille de bloc d'observations fixée

### 4.3 Estimation fine du décalage en fréquence

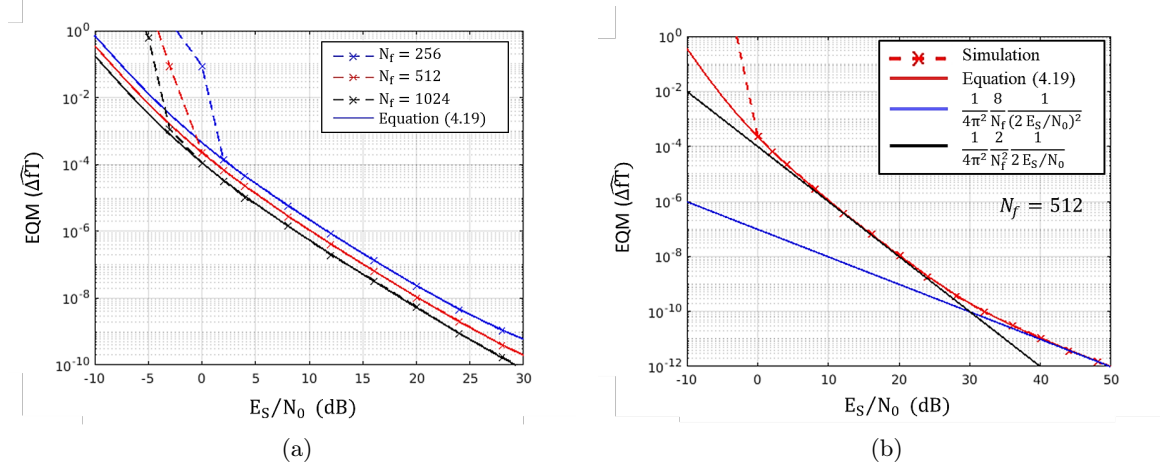


FIGURE 4.5 – (a) EQM de l'écart en fréquence résiduel en fonction du RSB pour différents nombre d'échantillons par blocs  $N_f$ . Les résultats de simulations sont comparés à la limite théorique donnée par l'équation (4.19). (b) Illustration de la tendance d'évolution de l'EQM de la fréquence résiduelle en fonction du RSB.

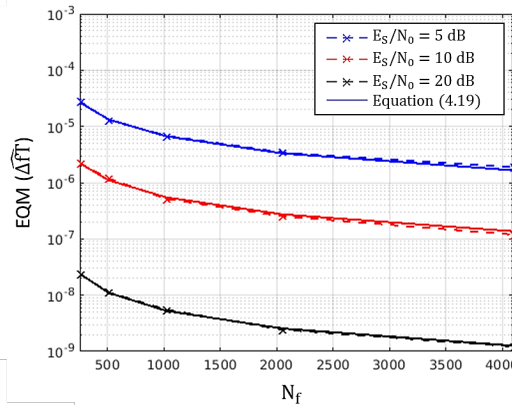


FIGURE 4.6 – EQM en fonction de  $N_f$  à RSB fixé. Les résultats de simulations sont comparés à la limite théorique donnée par l'équation (4.19).

( $N_f = 128$  et  $512$ ). L'EQM atteint une valeur constante, indépendante du RSB dans le cas de l'estimateur par transformée de Fourier, tandis qu'elle varie de manière inversement proportionnelle au RSB pour l'estimateur par différence de phase. En augmentant la taille des blocs entre la figure 4.8a et 4.8b, la précision de l'EQM est améliorée dans les deux cas avec une diminution de l'EQM proportionnelle à  $1/N_f^2$  dans le cas de l'estimateur par transformée de Fourier, contre  $1/N_f$  pour l'autre estimateur.

L'estimateur par différence de phase s'avère donc plus précis pour les RSB  $\geq 15$  dB. En revanche, l'estimateur par TFD se révèle plus performant à faible RSB, avec l'avantage supplémentaire d'un seuil plus faible. Ainsi le choix entre les deux méthodes va essentiellement dépendre du régime de fonctionnement en RSB dans lequel nous allons nous placer.

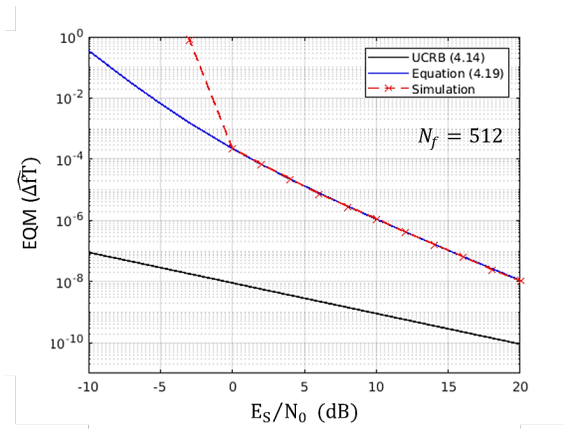


FIGURE 4.7 – Comparaison de l'EQM avec la borne de Cramér-Rao d'une porteuse non modulée (UCRB) (équation (4.9) avec  $l=1$ ).

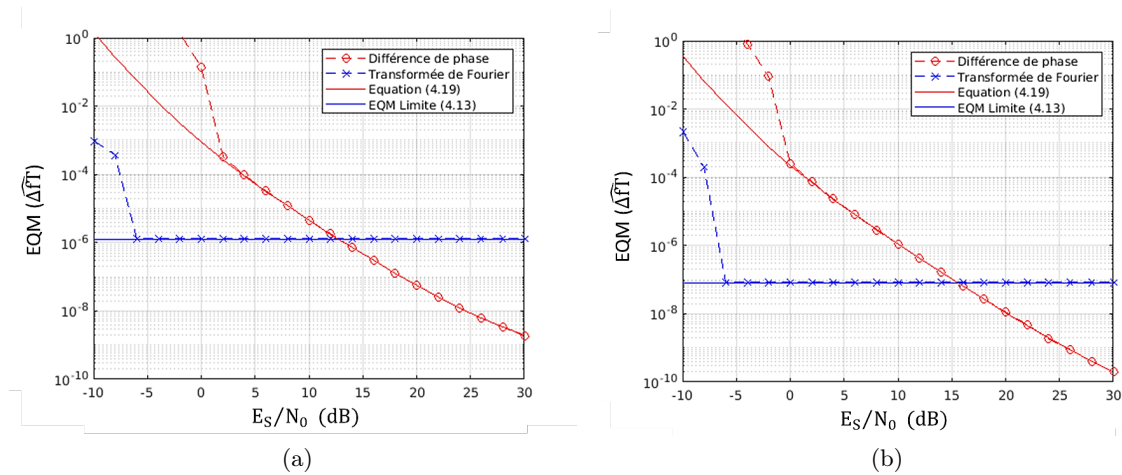


FIGURE 4.8 – EQM  $\mathbb{E}[|\Delta fT - \Delta \hat{f}T|^2]$  en fonction du RSB en présence de bruit de phase laser ( $\Delta\nu = 200$  kHz) (a) pour  $N_f = 128$  et (b) pour  $N_f = 512$ . Les résultats sont comparés aux bornes données en équation (4.13) et (4.28)

#### 4.3.4 Impact d'une accélération Doppler

Le système de synchronisation fin présenté dans cette partie ne comporte pas d'étage dédié à la compensation du terme d'accélération Doppler  $\beta$ . En effet, si l'on considère une accélération Doppler résiduelle de  $\beta = 30$  kHz/s (voir section 1.5.3) et une fréquence d'échantillonnage de 10 Gbaud, l'accélération Doppler normalisée à estimer est de l'ordre de  $\beta T^2/2 \approx 10^{-16}$ . Vu l'ordre de grandeur, il est raisonnable de considérer que le décalage en fréquence varie très lentement sur une fenêtre d'observation de taille  $N_f$  de l'ordre de la centaine d'échantillons. Un étage supplémentaire ne semble donc pas nécessaire. De même, jusqu'à une accélération Doppler résiduelle supérieure de plusieurs ordres de grandeur, l'effet reste négligeable et peut être compensé grâce aux estimateurs de fréquence présentés.

#### 4.4 Estimation fine du décalage en phase

Cependant, si par exemple la dérive en température des lasers entraîne une dérive de la fréquence des signaux transmis trop importante, de l'ordre du GHz/s, un étage supplémentaire inspiré de la méthode par différence de phase pourrait être envisagé, comme proposé par [Wang et al., 2003a]. Nous en exposons ici ci-dessous brièvement le principe.

On considère en entrée un signal de la forme :

$$r_k = s_k e^{i(\theta_0 + 2\pi\Delta f T k + \beta \frac{T^2}{2} k^2)} \quad (4.20)$$

A l'instar de la méthode par différence de phase, on multiplie une première fois l'échantillon  $r_k$  par le conjugué de son prédécesseur  $r_{k-1}$  :

$$v_k = r_k r_{k-1}^* = s_k s_{k-1}^* e^{i(2\pi\Delta f T + \beta \frac{T^2}{2}(2k-1))} \quad (4.21)$$

Puis, la même opération répétée sur la nouvelle série d'observations  $v_k$  permet d'extraire la composante d'accélération Doppler :

$$v_k v_{k-1}^* = s_k s_{k-2}^* e^{i\beta T^2} \quad (4.22)$$

Le signal est ensuite élevé au carré afin de faire disparaître l'influence de la modulation BPSK. Le calcul de l'argument de la moyenne du signal résultant permet de limiter l'impact du bruit additif sur l'estimation du terme d'accélération Doppler :

$$\widehat{\beta T^2} = \frac{1}{2} \arg \left[ \sum_{k=0}^{N_a-1} [v_k v_{k-1}]^2 \right] \quad (4.23)$$

avec  $N_a$  le nombre d'observations par bloc. Pour les ordres de grandeur estimés, il ne semble pas nécessaire de compliquer l'étage de synchronisation avec une étape dédiée à l'estimation de l'accélération Doppler. On retiendra simplement qu'il existe des solutions dans le cas où ce terme est non négligeable.

#### 4.4 Estimation fine du décalage en phase

La seconde étape de l'étage de synchronisation fine consiste à estimer le décalage de phase entre les signaux transmis et l'oscillateur local. On considère en entrée de cette étape un signal de la forme :

$$y_k = s_k e^{i\theta_0} \quad (4.24)$$

avec  $s_k$  les symboles en modulation BPSK et  $\theta_0$  un écart de phase statique. L'objectif de l'estimateur en boucle ouverte présenté en section 4.4.1 est d'estimer le déphasage supposé constant  $\theta_0$  à partir de blocs d'échantillons  $\{y_0, \dots, y_{N_p-1}\}$  de taille  $N_p$ . Par extension, cet estimateur de phase peut aussi compenser toute autre perturbation résiduelle se traduisant par un déphasage quasi constant sur l'horizon minimum d'un bloc d'estimation.

Après avoir décrit le principe de l'estimateur puis analysé sa performance en section 4.4.1, nous caractérisons en section 4.4.2 et 4.4.3 l'impact d'un bruit de phase laser  $\varphi$  et d'un résidu de porteuse  $\delta f$  sur la précision de l'estimation.



#### 4.4.1 Principe de fonctionnement de l'estimateur de Viterbi-Viterbi

L'estimateur dit de Viterbi et Viterbi [Viterbi and Viterbi, 1983] a été largement utilisé dans le contexte des communications par fibre optique. La figure 4.9 illustre son principe. La première étape consiste à élever l'échantillon  $y_k$  au carré afin de faire disparaître la modulation de phase BPSK. Le décalage de phase est ensuite estimé par calcul de l'argument du signal moyenné sur un bloc d'échantillons de taille  $N_p$  afin de limiter l'impact du bruit additif :

$$\hat{\theta}_0 = \frac{1}{2} \arg \sum_{n=0}^{N_p-1} (y_k)^2 \quad (4.25)$$

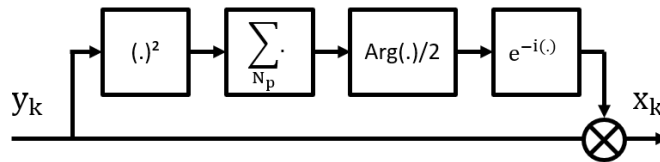


FIGURE 4.9 – Schéma fonctionnel de l'estimation et de la compensation de l'erreur de phase par la méthode de Viterbi-Viterbi.

#### Plage d'acquisition

La présence de la fonction argument limite la plage d'estimation à l'intervalle  $[-\pi; \pi]$ . Puisque les échantillons  $y_k$  sont élevés au carré, la valeur estimée  $\hat{\theta}_0$  est comprise dans l'intervalle  $[-\pi/2; \pi/2]$ .

Néanmoins, il semble difficile de garantir que le décalage initial est compris dans cet intervalle et à cause de la géométrie de la constellation BPSK, il peut demeurer une ambiguïté de  $\pm\pi$  après synchronisation, en absence de symboles pilotes. L'encodage différentiel permet de lever cette ambiguïté en codant l'information dans la différence entre 2 symboles successifs (voir section 1.2.1).

#### Précision de l'estimation

La performance à fort RSB de cet estimateur atteint la borne de Cramér-Rao d'une porteuse non modulée, donnée par [Viterbi and Viterbi, 1983] :

$$\text{Var}(\hat{\theta}_0) = \frac{1}{\frac{2E_s}{N_0} \times N_p} \quad (4.26)$$

Ce résultat est illustré en figure 4.10 pour différentes valeurs de  $N_p$ . A fort RSB, les points se superposent avec la limite théorique de Cramér-Rao. Moyenner sur un plus grand nombre d'observations améliore le lissage et donc la précision de l'estimation. Aussi, le RSB seuil du système diminue avec l'augmentation de la taille de la fenêtre d'observation.

#### 4.4 Estimation fine du décalage en phase

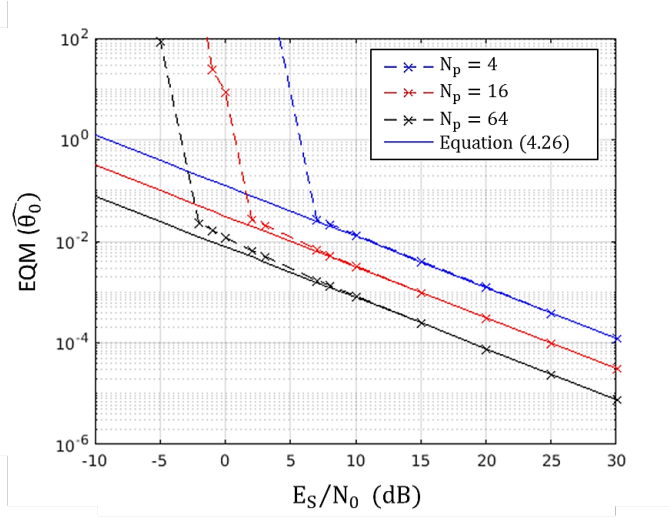


FIGURE 4.10 – Erreur quadratique moyenne  $\mathbb{E} = [|\theta_k - \hat{\theta}_0|^2]$  en fonction du RSB pour différentes tailles de blocs d'estimation  $N_p$ . La courbe en trait plein correspond à la borne de Cramér-Rao donnée en équation (4.26).

#### 4.4.2 Impact d'un bruit de phase laser sur la performance

Le bon fonctionnement de l'estimateur de Viterbi-Viterbi suppose une phase constante sur le bloc de  $N_p$  observations. En présence d'un bruit de phase laser  $\varphi$ , cette hypothèse n'est plus rigoureusement vérifiée, en particulier lorsque  $N_p$  augmente.

L'échantillon  $y_k$  en entrée de l'estimateur est ici de la forme :

$$y_k = s_k e^{i\theta_k} \text{ avec } \theta_k = \theta_0 + \varphi_k \quad (4.27)$$

Le bruit de phase laser induit une pénalité sur la borne de Cramér-Rao sous la forme d'un terme additif tel que [Goldfarb and Li, 2006] :

$$\text{Var}(\hat{\theta}_0) = \frac{1}{\frac{2E_S}{N_0} \times N_p} + \frac{N_p^2 - 1}{6N_p} \sigma_\varphi^2 \quad (4.28)$$

avec  $\sigma_\varphi^2 = 2\pi\Delta\nu T$  et  $\Delta\nu$  la largeur spectrale cumulée des sources laser émetteur et oscillateur local.

En observant l'expression (4.28), on remarque que le premier terme diminue rapidement avec l'augmentation du RSB et du nombre d'échantillons  $N_p$  alors que le second croît linéairement avec  $N_p$  et est indépendant du RSB. Ainsi, le second terme tend à dominer à fort RSB et devient d'autant plus important que  $N_p$  augmente. Ces tendances se retrouvent en simulation en présence de bruit de phase laser comme le montre la figure 4.11. La figure 4.11a présente l'évolution de l'EQM  $\mathbb{E}[|\theta_k - \hat{\theta}_0|^2]$  en fonction du RSB à taille de bloc  $N_p$  fixée. Les valeurs de RSB seuil sont égales au cas sans bruit de phase laser (voir figure 4.10) et n'ont donc pas été sensiblement modifiées par ce dernier. Comme précédemment, une fois la valeur de RSB seuil franchie, les points se superposent avec la borne théorique (4.28). A faible RSB, la performance est dominée par le bruit additif gaussien et les points

suivent la tendance de la borne de Cramér-Rao donnée par (4.26). A fort RSB, l'EQM atteint un plancher causé par le bruit de phase laser. Le niveau de ce plancher est d'autant plus important que  $N_p$  augmente, et il est indépendant du RSB, en accord avec (4.28). De même, la figure 4.11b illustre le compromis entre domination du premier et du second terme de l'expression (4.28) en traçant l'évolution de l'EQM  $\mathbb{E}[|\theta_k - \hat{\theta}_0|^2]$  en fonction de la taille des blocs  $N_p$  à RSB fixé. Pour chaque valeur de RSB, il existe une valeur de  $N_p$  qui minimise l'erreur de phase résiduelle. Ainsi, augmenter la taille de la fenêtre d'observation permet de moyennner davantage le bruit additif mais augmente la sensibilité aux fluctuations de la phase, et donc le niveau du plancher d'erreur. La valeur de  $N_p$  est ainsi un paramètre critique qu'il est nécessaire de choisir en fonction du point de fonctionnement considéré de sorte à réaliser un compromis entre bruit de phase résiduel, bruit additif gaussien et coût de calcul.

Ce compromis est similaire à celui rencontré lors du paramétrage de la PLL (voir section 3.5). Le paramètre  $N_p$  représente ici l'analogie du paramètre  $B_L T$  de la boucle de rétroaction. Tous deux sont choisis de sorte à atteindre le compromis souhaité entre moyennage du bruit additif gaussien et erreur résiduelle due au bruit de phase.

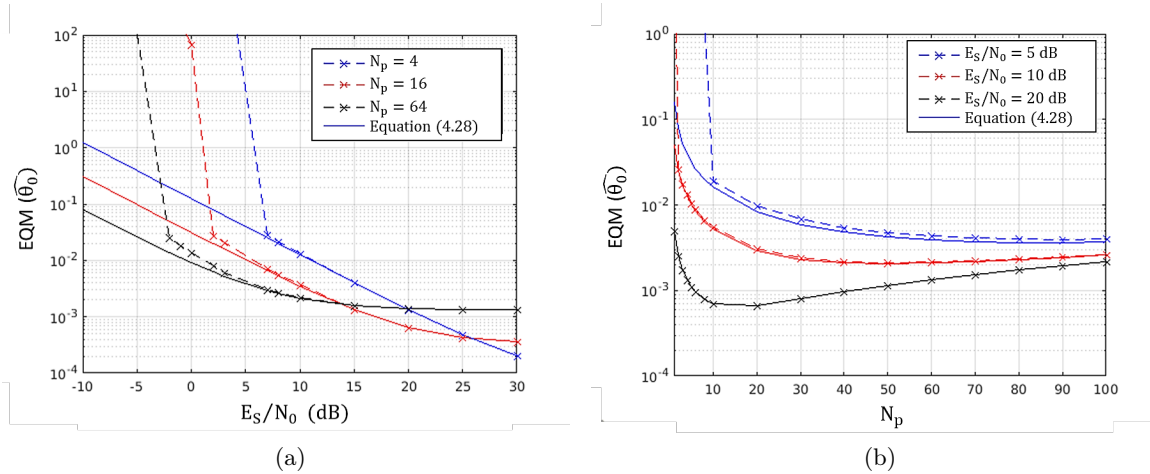


FIGURE 4.11 – (a) EQM  $\mathbb{E}[|\theta_k - \hat{\theta}_0|^2]$  en fonction du RSB en présence de bruit de phase laser ( $\Delta\nu = 200\text{kHz}$ ). (b) EQM en fonction de la taille de bloc  $N_p$  pour différents RSB. Les résultats sont comparés à la borne théorique (4.28).

### 4.4.3 Impact d'un résidu de fréquence

Si l'étage de synchronisation de fréquence n'est pas suffisamment précis, il peut subsister un résidu de porteuse  $\delta f$  sur le signal à l'entrée de l'estimateur de phase. L'hypothèse de phase constante sur un bloc peut donc être compromise suivant l'amplitude du résidu et la taille  $N_p$  du bloc d'estimation. Dans ce cas, l'échantillon  $y_k$  s'écrit :

$$y_k = s_k e^{i\theta_k} \text{ avec } \theta_k = \theta_0 + 2\pi\delta f T k \quad (4.29)$$

La présence du décalage fréquentiel  $\delta f$  biaise l'estimation car la phase évolue alors linéairement sur la fenêtre d'observation. En supposant  $N_p$  impair et en posant  $N_p = 2L+1$ ,

#### 4.4 Estimation fine du décalage en phase

on montre que :

$$\mathbb{E}[\hat{\theta}_0] = \theta_0 + 2\pi L \delta f T \quad (4.30)$$

Ainsi, chaque symbole dans le bloc d'estimation expérimente un biais distinct :

$$B_k = \mathbb{E}[\hat{\theta}_0] - \theta_k = 2\pi(L - k)\delta f T \text{ avec } k = 0, \dots, 2L \quad (4.31)$$

Le biais est donc maximal aux deux extrémités du bloc, et nul en son milieu. On peut alors définir une EQM moyenne sur le bloc d'observations de taille  $N_p$  telle que :

$$EQM(\hat{\theta}_0) = \frac{1}{N_p} \sum_{k=0}^{N_p-1} \mathbb{E}[|\hat{\theta}_0 - \theta_k|^2] \quad (4.32)$$

$$= Var(\hat{\theta}_0) + \frac{1}{N_p} \sum_{k=0}^{N_p-1} B_k^2 \quad (4.33)$$

De plus, en reprenant l'expression du biais  $B_k$  de l'expression (4.31) :

$$\frac{1}{N_p} \sum_{k=0}^{N_p-1} B_k^2 = \frac{(2\pi\delta f T)^2}{2L+1} \sum_{k=0}^{2L} (L-k)^2 = \frac{(2\pi\delta f T)^2}{2L+1} \times \frac{L(L+1)(2L+1)}{3} \quad (4.34)$$

Au final, l'expression de l'EQM en présence d'un résidu de fréquence est donc :

$$EQM(\hat{\theta}_0) = Var(\hat{\theta}_0) + \frac{L(L+1)}{3} (2\pi\delta f T)^2 \quad (4.35)$$

L'impact du résidu  $\delta f$  sur la variance de la phase estimée  $Var(\hat{\theta}_0)$  a été quantifié par Viterbi dans [Viterbi and Viterbi, 1983] pour un signal modulé au format M-PSK. Il a ainsi montré que la variance de l'estimateur s'exprime comme la borne de Cramér-Rao multipliée par un terme de pénalité  $\Gamma(M, \delta f)$  dépendant de l'ordre de la modulation et du résidu de fréquence :

$$Var[\hat{\theta}_0(M)] = \frac{1}{\frac{2E_S}{N_0} N_p} \times \Gamma(M, \delta f) \quad (4.36)$$

L'expression du terme  $\Gamma(M, \delta f)$  est détaillée dans [Viterbi and Viterbi, 1983, eq.4]. Il n'admet pas de forme compacte simple mais peut être évalué numériquement. L'expression de l'EQM (4.35) devient alors :

$$EQM(\hat{\theta}_0) = \frac{1}{\frac{2E_S}{N_0} N_p} \times \Gamma(M, \delta f) + \frac{L(L+1)}{3} (2\pi\delta f T)^2 \quad (4.37)$$

Une autre possibilité, plus simple, consiste à remplacer dans (4.35) le terme  $Var(\hat{\theta}_0)$  par la borne de Cramér-Rao sur l'estimée de ce paramètre afin d'obtenir une borne inférieure sur l'EQM :

$$EQM(\hat{\theta}_0) = \frac{1}{\frac{2E_S}{N_0} N_p} + \frac{L(L+1)}{3} (2\pi\delta f T)^2 \quad (4.38)$$

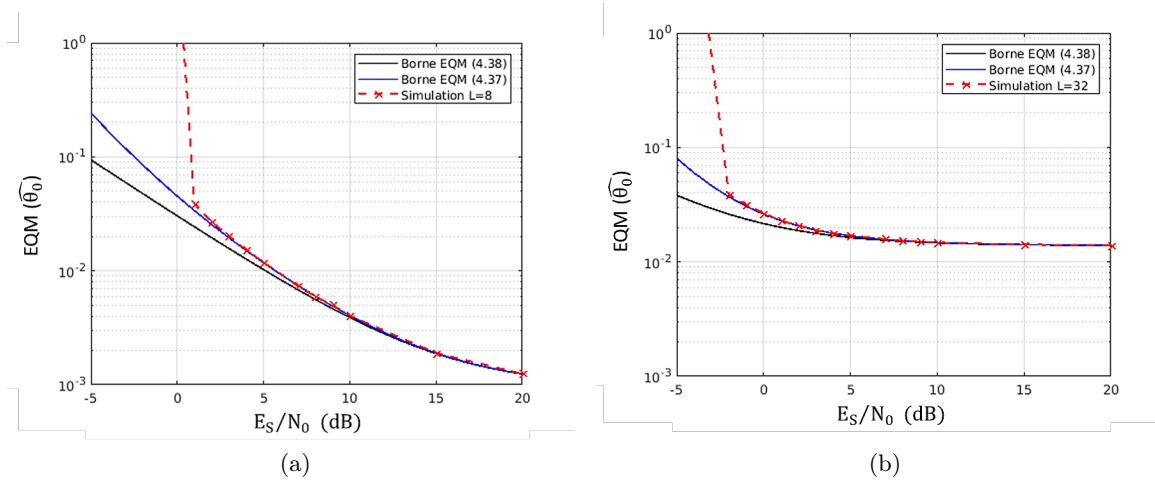


FIGURE 4.12 – Comparaison de l’EQM sur l’écart de phase avec la borne théorique de Cramér-Rao d’une porteuse non modulée (4.26) en présence d’un écart en fréquence  $\delta f = 10$  MHz pour (a)  $L = 8$  et (b)  $L = 32$ .

La figure 4.12 représente l’EQM  $\mathbb{E}[|\theta_k - \theta_0|^2]$  en fonction du RSB obtenue en simulation pour un décalage résiduel  $\delta f = 10$  MHz. La courbe simulée est comparée à la borne inférieure (4.38) dérivant de Cramér-Rao et à celle utilisant l’expression plus complète de la variance (4.37).

A faibles RSB, l’expression (4.37) permet de suivre plus finement le comportement de l’estimateur. A forts RSB, l’EQM de la phase estimée se superpose à la fois à la courbe donnée par (4.37) qui elle-même finit par atteindre la limite (4.38) dérivée de la borne de Cramér-Rao. Ainsi, la présence d’un résidu en fréquence  $\delta f$  trop important se traduit par l’apparition d’un plancher à fort RSB sur la courbe EQM comme illustré en figure 4.12. Comme dans le cas du bruit de phase laser et ainsi que le montre l’examen de l’expression (4.35), la valeur de ce plancher est indépendante du RSB et augmente avec la taille des blocs d’observations  $N_p$  et avec le décalage  $\delta f$ .

Ce plancher sur la précision de l’estimateur peut pénaliser la performance du système (voir section 4.4.4). Il s’agit donc d’assurer que le résidu en sortie de l’étage d’estimation fine de la fréquence est suffisamment faible pour que son impact sur la performance de l’estimateur de phase soit négligeable ou presque au point de fonctionnement visé.

#### 4.4.4 Impact sur le taux d’erreur binaire

En sortie de l’estimateur, il subsiste une erreur de phase résiduelle aléatoire qui peut dégrader la performance de la détection BPSK, et donc le TEB de la transmission. Il s’agit donc d’évaluer précisément cette erreur de sorte à la contrôler. On peut analyser son influence de la manière suivante. Nous utilisons ici le même raisonnement que celui présenté dans la section 3.5 du chapitre précédent. En notant  $\Delta\phi = \phi - \hat{\phi}$  le décalage de phase résiduel en sortie de l’estimateur et  $f(\Delta\phi)$  la distribution de  $\Delta\phi$ , la probabilité

#### 4.4 Estimation fine du décalage en phase

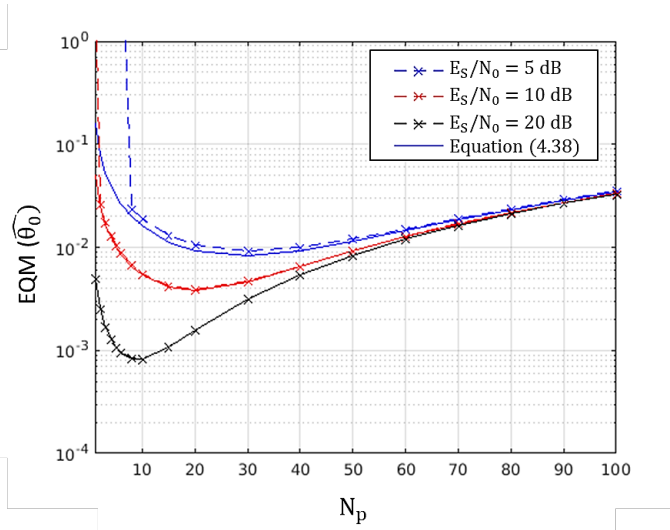


FIGURE 4.13 – Évolution de l'EQM en fonction de la taille des blocs d'observations  $N_p$  en présence d'un résidu de fréquence  $\delta f = 10$  MHz pour différentes valeurs de  $E_S/N_0$ . Les courbes simulées sont comparées à la borne inférieure de l'EQM donnée par l'équation (4.38)

d'erreur théorique est :

$$\overline{P_b} = \mathbb{E}_{\Delta\phi}[P_b(\Delta\phi)|\Delta\phi] = \int_0^{2\pi} P_b(\Delta\phi)f(\Delta\phi)d(\Delta\phi) \quad (4.39)$$

avec  $P_b(\Delta\phi)$  le TEB théorique en présence de l'erreur de phase statique  $\Delta\phi$ . L'objectif, le même que celui présenté en partie 3.5, est d'atteindre un TEB =  $10^{-4}$  pour un signal BPSK encodé différemmentiellement sur un canal AWGN, avec une pénalité maximale sur le RSB de 0.1 dB. Comme précédemment cela correspond à un RSB  $\approx 8$  dB. La variance maximale tolérée obtenue, en supposant pour  $f(\Delta\phi)$  une distribution de Tikhonov [Tikhonov, 1959], est  $Var(\hat{\phi}) = 0.02 \text{ rad}^2$ , soit un écart type de  $8^\circ$ .

Lorsque l'estimateur de Viterbi-Viterbi est confronté à un bruit de phase laser, la variance de l'erreur de phase est donnée par l'équation (4.11a). Dans le cas où la largeur spectrale cumulée des laser est de  $\Delta\nu = 200$  kHz, une variance de  $0.02 \text{ rad}^2$  est atteinte uniquement pour des valeurs très faibles de  $N_p$  ( $N_p \leq 8$ ), comme illustré en figure 4.11b. La figure 4.14 présente le TEB en fonction du RSB pour deux tailles de blocs d'observations  $N_p = \{4; 16\}$ . Les courbes obtenues en simulation sont comparées à la performance sur canal AWGN avec synchronisation parfaite donnée par (1.36). On constate que l'hypothèse de distribution de Tikhonov paramétrée par l'expression théorique de la variance nous permet de prédire le comportement du système dans la plage de fonctionnement considérée. Comme attendu, pour  $N_p = 16$ , la pénalité est négligeable et la courbe se superpose avec la formule théorique (1.36). Cependant, pour  $N_p = 4$ , la précision de l'estimation est détériorée ( $EQM(\hat{\phi}) \approx 0.022 \text{ rad}^2$  pour  $E_S/N_0 = 8$  dB) et la performance en TEB est pénalisée d'environ 0.1 dB à  $10^{-4}$  comme prédit par (4.39).

En présence d'un résidu de fréquence  $\delta f$ , sous réserve que la dérive en fréquence soit suffisamment faible sur  $N_p$  symboles consécutifs, le même raisonnement s'applique et la

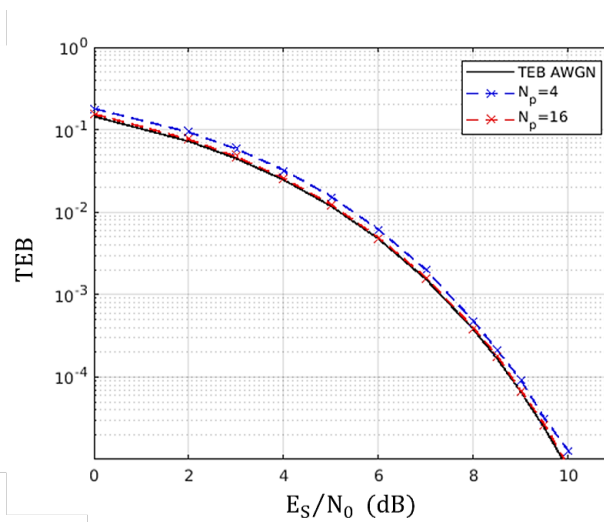


FIGURE 4.14 – TEB en fonction de  $E_S/N_0$  en présence d'un bruit de phase laser de largeur spectrale  $\delta\nu = 200$  kHz pour des tailles de blocs fixes  $N_p = 4$  et  $N_p = 16$ . Les courbes simulées sont comparées à l'expression théorique (1.36)

conclusion est similaire. En effet, sur la figure 4.15 qui présente la performance en TEB pour deux valeurs de  $N_p$  avec un résidu de porteuse  $\delta f = 10$  MHz, on retrouve exactement les mêmes pénalités que précédemment, soit proche de 0 pour  $N_p = 16$  et  $\approx 0.1$  dB à  $10^{-4}$  pour  $N_p = 4$ .

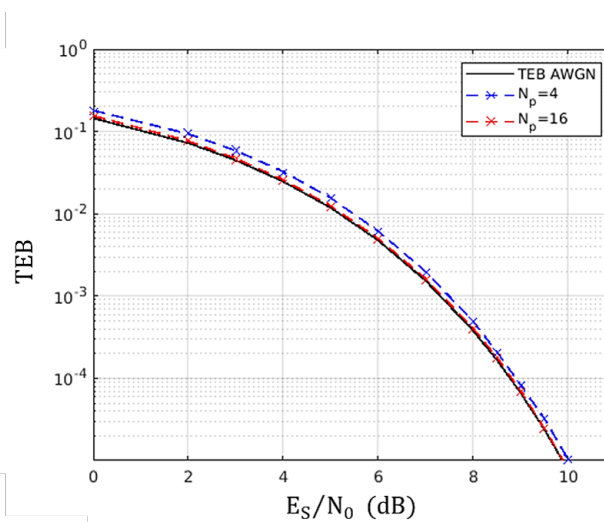


FIGURE 4.15 – TEB en fonction de  $E_S/N_0$  en présence d'un résidu de fréquence  $\delta f = 10$  MHz pour des tailles de blocs fixes  $N_p = 4$  et  $N_p = 16$ . Les courbes simulées sont comparées à l'expression théorique (1.36)

## 4.5 Etude de la mise en cascade de l'estimateur de fréquence avec l'estimateur de phase

Dans cette partie, l'estimateur de fréquence et l'estimateur de phase sont mis l'un à la suite de l'autre pour réaliser l'étage de synchronisation complet représenté en figure 4.1. Ainsi, deux systèmes de synchronisation sont étudiés qui se distinguent par leur estimateur de fréquence basé soit sur une transformée de Fourier discrète soit sur une méthode par différence de phase. Dans les deux cas, l'estimation de la phase est assurée par l'algorithme Viterbi-Viterbi. Ces systèmes sont caractérisés selon plusieurs critères tels que la précision d'estimation, la plage d'acquisition, le RSB seuil et la performance TEB obtenue. Ces critères nous permettent en section 4.5.3 d'identifier la solution de réception la mieux adaptée à notre étude. Enfin la dernière section est consacrée à une brève comparaison des performances du système en boucle ouverte avec la méthode boucle fermée par boucle à verrouillage de phase.

### 4.5.1 Précision de l'estimation

En entrée des deux systèmes de synchronisation, le signal est de la forme :

$$r_k = s_k e^{i\phi_k} + n_k \quad (4.40)$$

avec  $\phi_k = 2\pi\Delta f T k + \theta_0 + \varphi_k$  et  $s_k$  des symboles en modulation BPSK. L'écart en fréquence est fixé à  $\Delta f = 100$  MHz, le temps symbole  $T = 0.1$  ns, l'écart de phase statique  $\theta_0$  est nul. Le terme  $\varphi_k$  correspond à un bruit de phase laser dont la largeur spectrale cumulée est de  $\Delta\nu = 200$  kHz. Les estimateurs sont paramétrés avec  $N_f = 512$  et  $N_p = 16$ . Ces paramètres ont été choisis de manière à réaliser un bon compromis entre précision d'estimation, robustesse au bruit et capacité de poursuite des perturbations de fréquence et de phase, tout en conservant un coût de calcul a priori raisonnable. Aucune véritable étude de complexité matérielle n'a toutefois été menée ici. Une conception plus fine devra également intégrer cet aspect clé.

La figure 4.16 compare la précision d'estimation en mesurant l'EQM sur la phase en sortie des deux systèmes de synchronisation complets, soit de manière équivalente, à l'entrée du détecteur BPSK. Les performances sont données avec et sans bruit de phase laser et comparées à la borne de Cramér-Rao d'une porteuse non modulée, (équation (4.26)) ou bien à la limite théorique (4.28). Dans les deux cas, une fois le RSB seuil dépassé, les points se superposent à la borne théorique. L'écart de fréquence  $\Delta f$  est donc fortement réduit par l'étage d'estimation de la fréquence. Le résidu est ensuite totalement corrigé par l'étage de compensation de la phase. Il ne subsiste en sortie des deux systèmes qu'une erreur de phase résiduelle semblable à celle que l'on observerait pour un signal non modulé sans écart en fréquence avec un écart de phase seul. Pour les RSB considérés, on peut donc conclure que la performance est limitée par l'étage fin d'estimation de la phase. Il ne semble ainsi pas nécessaire pour cette étude de compliquer davantage l'étage d'estimation de la fréquence pour réduire l'erreur résiduelle. La principale différence entre les deux systèmes est le RSB seuil à partir duquel les performances s'éloignent de la borne théorique. En présence de bruit de phase laser, il est d'environ 6 dB pour le système utilisant l'estimateur par différence de phase et d'environ 2 dB pour celui basé sur la transformée de Fourier.



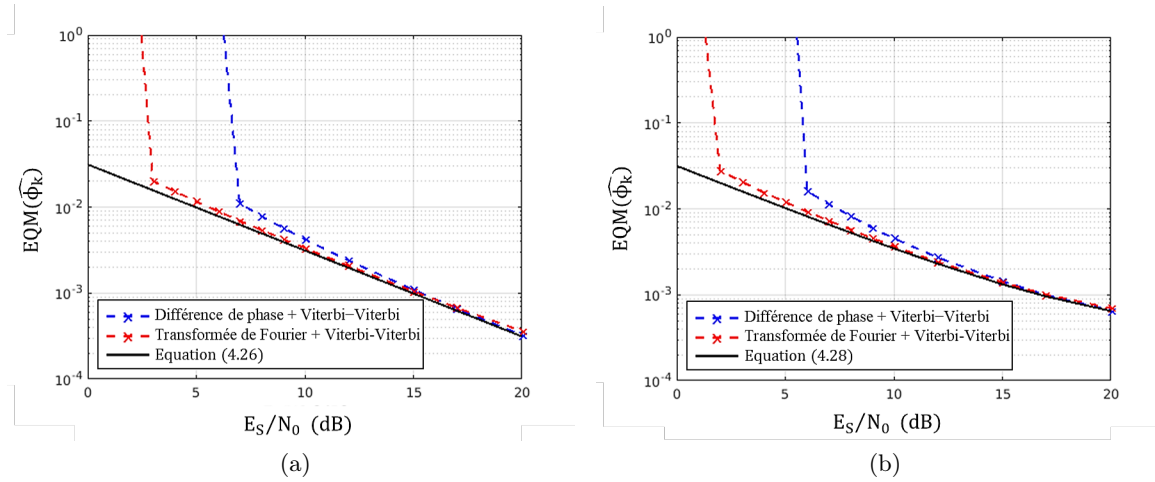


FIGURE 4.16 – EQM sur la phase en fonction du RSB pour les deux systèmes de synchronisation en boucle ouverte (Modulation BPSK,  $N_f=512$ ,  $N_p=16$ ,  $\Delta f=100$  MHz) (a) sans bruit de phase laser et (b) en présence de bruit de phase laser ( $\Delta\nu = 200$ kHz). Les résultats de simulation sont comparés aux bornes théoriques (4.26) ou (4.28) si présence de bruit de phase laser.

Notre étude se concentre sur des scénarios à faibles RSB, autour de 8 dB environ (en vue d'atteindre un  $TEB \approx 10^{-4}$ , voir section 4.4.4). Pour ces RSB et jusqu'à 20 dB, les points se superposent à la borne de Cramér Rao (4.26) dans les deux cas. Cependant, il est à noter que pour des RSB plus importants, le système de synchronisation basé sur l'estimateur de fréquence par transformée de Fourier tel que nous avons choisi de l'implémenter finit par atteindre un plancher, visible sur la figure 4.17. Ce dernier est lié au résidu de porteuse en sortie de l'estimateur de fréquence, qui détériore en retour la précision de l'estimateur de phase (voir section 4.4.3). En effet, nous avons vu en section 4.3.1 que lorsque cet estimateur se réduit à un simple calcul de TFD suivie d'une recherche de maximum, l'erreur d'estimation atteint une valeur limite constante indépendante du RSB. Ce phénomène n'est pas visible pour l'estimateur basé sur la méthode par différence de phase dont la précision décroît en  $1/RSB$ . Dans le cas où l'on souhaiterait travailler à des RSB plus élevés, il peut simplement être envisagé d'augmenter la taille des blocs d'observations  $N_f$  ou bien d'ajouter un étage d'estimation plus fin à cet estimateur comme énoncé en fin de section 4.3.1.

## 4.5 Etude de la mise en cascade de l'estimateur de fréquence avec l'estimateur de phase

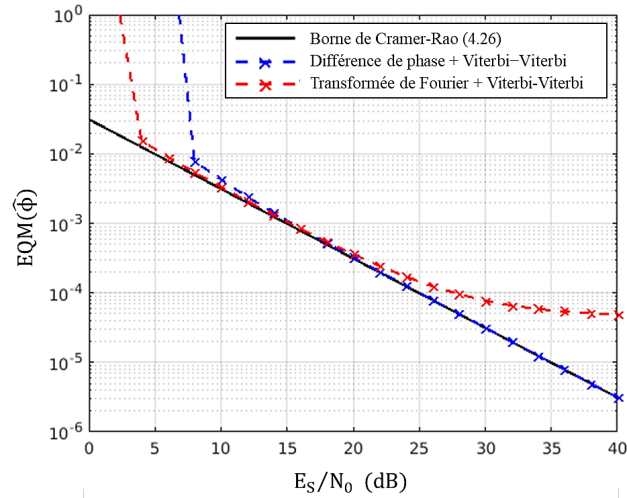


FIGURE 4.17 – Évolution de l'EQM de la phase résiduelle en fonction du RSB pour les deux systèmes de synchronisation en boucle ouverte (Modulation BPSK,  $N_f=512$ ,  $N_p=16$ ,  $\Delta f=100$  MHz) sans bruit de phase laser. La figure illustre l'apparition d'un plancher d'erreur à fort RSB pour la méthode basée sur la transformée de Fourier discrète.

### 4.5.2 Performance en taux d'erreur binaire

Nous avons simulé la performance en TEB des deux systèmes complets. Les résultats sont présentés en figure 4.18 et comparés à la courbe théorique donnée en équation (1.36) pour la modulation BPSK en détection cohérente avec décodage différentiel et synchronisation parfaite. Les deux systèmes de synchronisation sont soumis à un décalage fréquentiel  $\Delta f = 100$  MHz et à un bruit de phase de largeur spectrale  $\Delta\nu = 200$  kHz. Pour les RSB visés, proches de 8 dB afin d'atteindre une performance proche de  $\text{TEB} = 10^{-4}$ , les deux systèmes atteignent la performance d'un système sans défaut de synchronisation. Ceci valide donc nos choix d'algorithmes et leur paramétrage.

A noter que les paramètres des deux systèmes ont été choisis pour atteindre cette performance pour les RSB visés. Dans des conditions de fonctionnement différentes, par exemple RSB plus élevés ou bien bruit de phase plus important, il convient naturellement d'adapter le paramétrage des algorithmes.

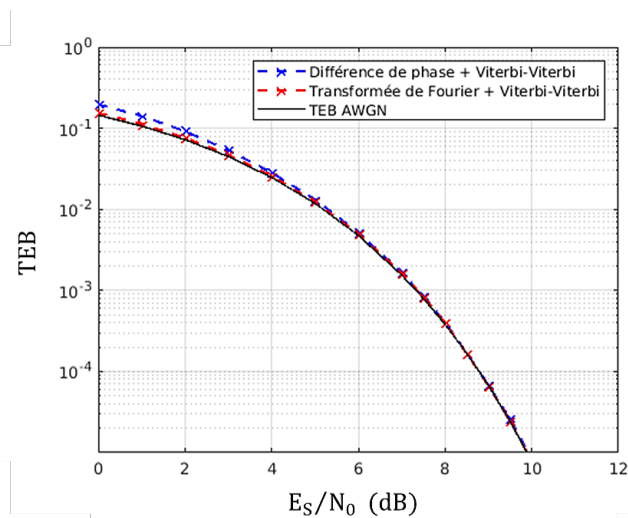


FIGURE 4.18 – TEB en fonction du RSB  $E_S/N_0$  pour  $N_f=512$  et  $N_p=16$ . Les courbes simulées sont comparées avec la courbe théorique obtenue pour un signal avec synchronisation parfaite (équation (1.36))

### 4.5.3 Choix de l'estimateur en fréquence

Deux systèmes de synchronisation fins phase et fréquence viennent d'être comparés. Les deux systèmes utilisent l'estimateur de phase de Viterbi-Viterbi et se différencient par leur estimateur de fréquence (par transformée de Fourier ou par différence de phase). Pour un paramétrage identique ( $N_f=512$  et  $N_p=16$ ), les deux systèmes tendent vers la même précision d'estimation (EQM sur la phase) pour les RSB visés. Cette précision est suffisante pour permettre aux deux systèmes d'avoir, à  $TEB = 10^{-4}$ , la même performance qu'un système en absence de défaut de synchronisation. Par ailleurs, les deux montages ont la même plage d'acquisition  $|\Delta f| \leq 1/4T$ .

La seule différence notable réside dans le RSB seuil, plus élevé dans le cas du système composé de l'estimateur de fréquence par différence de phase que pour celui basé sur la transformée de Fourier. En présence de turbulence atmosphérique, pour un niveau de bruit moyen constant, l'amplitude du signal fluctue ce qui entraîne des variations du RSB sur la série d'observations. Il est donc préférable que le RSB seuil soit le plus faible possible pour maintenir la synchronisation sur toute la série temporelle.

Pour cette raison, nous retiendrons donc par la suite le système basé sur l'estimation de la fréquence par transformée de Fourier pour étudier sa performance en présence de turbulence atmosphérique et comparer ses performances à celles obtenues par la méthode par boucle à verrouillage de phase.

### 4.5.4 Comparaison avec la méthode par boucle à verrouillage de phase

Nous avons retenu une solution boucle ouverte qui constitue une solution alternative au système PLL décrit dans le chapitre précédent. Il est possible de comparer le système de synchronisation boucle ouverte que nous venons de décrire à celui en boucle fermée (PLL)

#### 4.5 Etude de la mise en cascade de l'estimateur de fréquence avec l'estimateur de phase

du chapitre précédent, en terme de RSB seuil et de précision d'estimation atteinte dans chacun des cas. C'est ce qui est présenté en figure 4.19. Pour la solution de synchronisation boucle ouverte avec  $N_f = 512$  et  $N_p = 16$ , le RSB seuil est d'environ 5 dB et la précision asymptotique est donnée pour (4.26) ou (4.28) en présence de bruit de phase. Pour la synchronisation par PLL, le RSB seuil est d'environ -5 dB et la précision asymptotique est donnée par (3.46) ou (3.50) avec bruit de phase. L'interprétation des résultats est facilité si l'on remarque qu'une PLL de bande équivalente de bruit  $B_L$  peut être vue comme un estimateur boucle ouverte équivalent opérant sur des blocs de [Mengali and D'Andrea, 1997] :

$$N_p = \frac{1}{2B_L T} \quad (4.41)$$

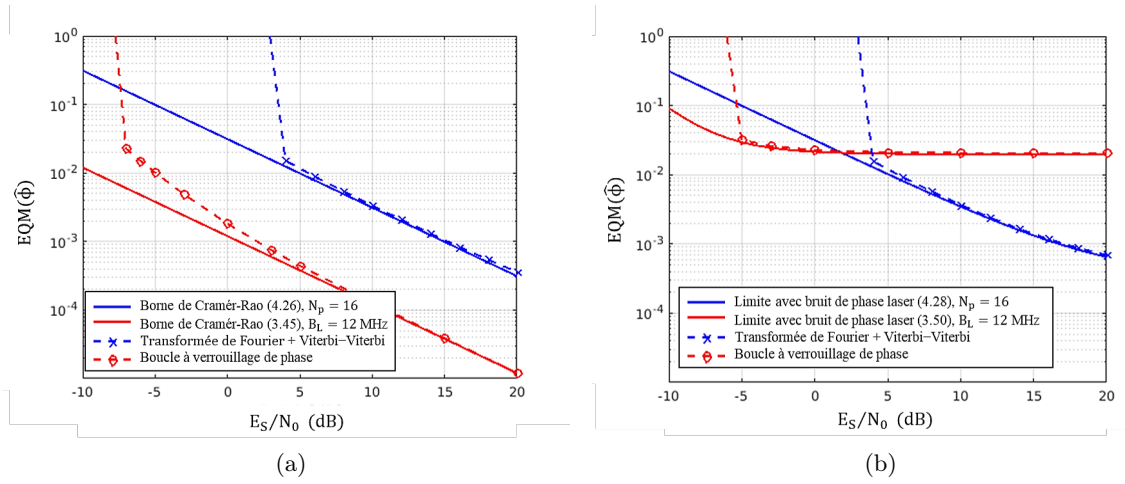


FIGURE 4.19 – Evolution de l'EQM  $\mathbb{E}[|\phi_k - \widehat{\phi}_k|^2]$  en fonction du rapport  $E_S/N_0$  pour les méthodes en boucle ouverte et fermée en absence (a) et en présence (b) de bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$  MHz,  $\Delta\nu = 200$  kHz, modulation BPSK).

Sur les deux figures, le RSB seuil est plus faible dans le cas de la PLL. De plus, pour  $B_L T = 0.0012$ , l'expression 4.41 nous donne  $N_p = 417$  échantillons par bloc pour un équivalent boucle ouverte de la PLL étudiée. Ainsi en comparaison avec  $N_p = 16$  du système boucle ouverte considéré, la PLL atteint une meilleure performance en absence de bruit de phase laser, en moyennant sur un plus grand nombre d'échantillons, améliorant ainsi la précision de l'estimation. Cependant, en présence de bruit de phase laser, comme illustré sur la figure 4.19b, la performance de la méthode en boucle ouverte est moins pénalisée par le bruit de phase laser que la méthode par boucle à verrouillage de phase. On peut interpréter ce résultat de la même manière en observant que le nombre d'échantillons équivalent de la PLL donnée par (4.41) ( $N_p=417$ ) est bien plus élevé que celui de la méthode boucle ouverte. Elle est donc moins en mesure de poursuivre les variations induites par ce bruit de phase. Ce dernier résultat a notamment été mis en évidence par [Ip et al., 2008] dans le contexte des liens par fibre optique où les problématiques de décalage fréquentiel sont moins contraignantes que pour les liens sol-satellites mais où le bruit de phase laser est bien présent.

## 4.6 Conclusion

Dans cette section, deux solutions de synchronisation fine en fréquence et en phase en boucle ouverte ont été présentées comme alternatives à la méthode par boucle à verrouillage de phase introduite dans le chapitre précédent. Les deux solutions étudiées se distinguent par l'étape de synchronisation de fréquence basé sur une estimation soit par la transformée de Fourier, soit par différence de phase. L'étude comparative de ces deux solutions menée en présence d'un décalage fréquentiel et de bruit de phase laser montre qu'elles atteignent la même précision d'estimation mais avec des RSB seuils différents, à l'avantage de la solution par transformée de Fourier. La comparaison avec la boucle à verrouillage dans les mêmes conditions de fonctionnement montre par ailleurs que la méthode en boucle ouverte est avantageuse en présence de bruit de phase laser, cet avantage lui étant conféré par une plus grande réactivité aux fluctuations rapides de ce bruit. La comparaison a été menée jusqu'à présent à puissance constante. Les fluctuations d'amplitude et de phase induites par la turbulence atmosphérique sont prises en compte dans le chapitre suivant.

# Impact de la turbulence atmosphérique sur la synchronisation fine phase et fréquence en présence de correction par optique adaptative

Dans les chapitres 3 et 4, nous avons présenté deux systèmes de synchronisation en présence d'un décalage en fréquence et en phase. Le premier repose sur l'utilisation d'une boucle à verrouillage de phase numérique où l'estimation et la correction du défaut de synchronisation sont effectuées par une seule boucle de rétroaction. Le second se décompose en deux estimateurs en boucle ouverte : un premier estimateur de fréquence basé sur une transformée de Fourier discrète suivi d'un estimateur de phase dit de Viterbi-Viterbi. Dans ces deux chapitres, nous avons caractérisé les performances de ces systèmes sur la plage de fonctionnement d'intérêt notamment vis-à-vis de la précision de l'estimation, du RSB seuil et de la performance en TEB.

Dans ce chapitre, les deux systèmes sont éprouvés en présence de fluctuations résiduelles d'amplitude et de phase causées par la turbulence atmosphérique après correction par optique adaptative. Deux scénarios de turbulence, A et B, ont été introduits dans le chapitre 2 (tableau 2.1) représentatifs de liens optiques de communication descendants entre un satellite LEO et le sol. Le front d'onde perturbé reçu au niveau de la station sol est corrigé par une boucle d'optique adaptative dont les paramètres de correction sont regroupés dans le tableau 2.2. Pour rappel, les paramètres de la boucle d'optique adaptative sont choisis pour compenser les perturbations liées au scénario A de turbulence. Le scénario B, plus turbulent, est utilisé ici pour illustrer un cas de correction plus partielle. L'onde corrigée est ensuite couplée avec celle d'un oscillateur local (voir 2.3) au sein du détecteur cohérent. Le flux couplé ainsi que le bruit de phase turbulent pour les deux scénarios sont présentés sur les figures 2.9 et 2.11. Nous avons ainsi pu observer comme attendu que la dynamique des fluctuations en présence d'optique adaptative est bien plus importante dans le cas du scénario B avec des atténuations de puissance pouvant atteindre -13 dB par rapport à la moyenne.

Ainsi, selon les hypothèses décrites dans le paragraphe 1.5, on considère en entrée du système de synchronisation un signal de la forme :

$$r_k = A_k s_k e^{i\phi_k} + n_k \text{ avec } \phi_k = \theta_0 + 2\pi\Delta f T k + \varphi_k \quad (5.1)$$

avec  $A_k$  l'amplitude du signal,  $s_k$  les symboles BPSK,  $n_k$  un bruit blanc gaussien,  $\theta_0$  un déphasage statique et  $\Delta f$  un écart en fréquence constant. A l'instar du modèle introduit en 1.5, le terme  $\varphi_k$  comprend différents bruits de phase provenant des sources laser et de la turbulence atmosphérique après correction par optique adaptative (voir figure 2.11). Aussi, le terme d'amplitude  $A_k$  correspond à la racine du flux couplé  $\sqrt{\rho_c}$  introduit en section 2.3. Dans toute la suite du chapitre, nous considérons uniquement des cas corrigés par optique adaptative. De plus, nous choisissons arbitrairement de normaliser les séries temporelles de sorte à ce qu'elles soient de puissance moyenne unitaire.

Cette étude va permettre de comparer les différents systèmes selon plusieurs critères notamment le RSB seuil, la précision d'estimation ainsi que la pénalité sur le TEB en présence de turbulence après correction par optique adaptative. Pour rappel, le RSB seuil désigne le RSB en dessous duquel l'estimateur qu'il soit en boucle ouverte ou fermée décroche et s'éloigne rapidement de sa borne théorique. En considérant un niveau de bruit constant, les fluctuations d'amplitude provoquent des variations instantanées du RSB au cours de la série temporelle. Dans ce chapitre les valeurs de RSB données sont des valeurs moyennes obtenues en appliquant un bruit additif sur un signal de puissance moyenne unitaire. Ainsi sur les courbes présentant la précision du système en fonction du RSB, l'abscisse correspond au RSB moyen.

Le fonctionnement de la PLL numérique (décrite en chapitre 3) est dépendant de l'amplitude du signal incident de part le gain  $K_d$  du détecteur de phase. Pour réduire l'impact de ces fluctuations sur les paramètres de la boucle, nous proposons d'introduire une boucle de contrôle de gain numérique (AGC pour l'anglais *Automatic Gain Control*) en amont de la PLL. La section 5.1 est consacrée à cette nouvelle boucle de rétroaction dont le but est de réduire la dynamique des fluctuations d'amplitude induites par la turbulence atmosphérique. La mise en oeuvre des estimateurs en boucle ouverte du second système de synchronisation ne requiert pas la connaissance de l'amplitude du signal reçu (voir chapitre 4). La section 5.2 s'intéresse aux performances obtenues en simulation grâce aux systèmes complets en boucle fermée, formé de l'AGC et de la PLL, et en boucle ouverte, en présence des conditions de turbulence A. Les résultats obtenus avec le système numérique AGC suivi d'une PLL dans le cas du scénario A ont fait l'objet d'une publication [Paillier et al., 2020]. De la même façon, les caractéristiques des deux techniques en présence du cas plus turbulent (scénario B) sont présentées en section 5.3. Enfin la dernière partie est une discussion sur la comparaison des deux systèmes complets de synchronisation phase et fréquence.

## 5.1 Adaptation de la PLL aux fluctuations d'amplitude

Nous avons considéré dans le chapitre 3 que l'amplitude du signal en entrée de la PLL est constante et connue et que le gain  $K_d$  du détecteur de phase (voir équation (3.13)) est constant. Ici, l'amplitude du signal  $A_k$  fluctue et donc le gain  $K_d = |A_k|^2$  varie au cours de la série temporelle. Dans le cas d'une atténuation profonde de flux, le gain  $K_d$  diminue

## 5.1 Adaptation de la PLL aux fluctuations d'amplitude

ce qui entraîne la diminution du paramètre de bande équivalente de bruit  $B_L T$  (selon sa définition en fonction des paramètres de la PLL (3.44)). En reprenant l'expression de la variance de la phase en sortie de la PLL (3.50), on remarque qu'une diminution de  $B_L T$  augmente la robustesse au bruit additif gaussien mais aussi la sensibilité de la boucle au bruit de phase laser. Le temps avant saut de cycle donnée par (3.48) augmente, en lien avec l'amélioration de la robustesse au bruit additif. Cependant, le temps de convergence de la boucle  $T_p$  donné par (3.15) augmente lui aussi. Ainsi, l'influence des variations temporelle d'amplitude et donc du gain  $K_d$  sur le fonctionnement de la PLL est complexe à prendre en compte.

Nous proposons ici de placer une boucle numérique de contrôle automatique de gain en amont de la PLL afin de maintenir constante la puissance moyenne du signal reçu et donc le gain  $K_d$  du détecteur de phase. Ainsi, nous considérons dans cette section le système de synchronisation représenté schématiquement en figure 5.1 formé de deux boucles de rétroaction : un AGC et une PLL.

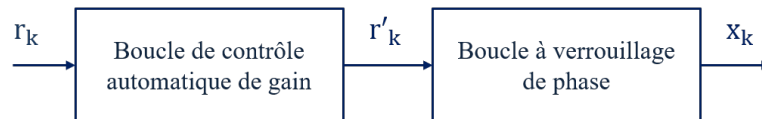


FIGURE 5.1 – Méthode de synchronisation fine en boucle fermée proposée composée d'un AGC et d'une PLL.

D'autres solutions qu'une boucle AGC pourraient être envisagées, comme par exemple l'emploi d'un détecteur de phase différent au sein de la PLL pour lequel la connaissance de l'amplitude du signal n'est pas nécessaire (voir section 3.5.1).



### Réduction des fluctuations d'amplitude par boucle de contrôle automatique de gain (AGC)

L'objectif principal de l'AGC est de compenser les fluctuations lentes d'amplitude causées par la turbulence atmosphérique résiduelle après la correction par optique adaptative afin de maintenir la puissance moyenne du signal constante. La figure 5.2 présente le schéma fonctionnel de cette boucle de rétroaction.

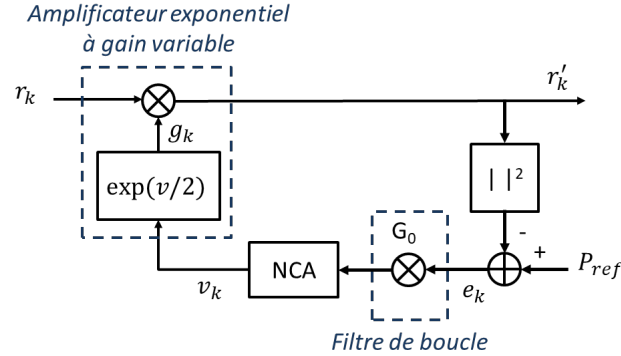


FIGURE 5.2 – Schéma fonctionnel de la boucle de contrôle automatique de gain.

La première étape consiste à calculer l'écart entre la puissance instantanée du signal après correction  $r'_k$  et la puissance cible  $P_{ref}$  :

$$e_k = P_{ref} - |r'_k|^2 \quad (5.2)$$

La puissance de référence  $P_{ref}$  est choisie égale à 1 afin de maintenir le gain  $K_d$  du détecteur de phase de la PLL proche de 1. Un gain constant  $G_0$  est ensuite appliqué sur le signal d'erreur  $e_k$ . Ce gain a ici été fixé à  $G_0 = 0.1$ , compromis entre vitesse de convergence de la boucle et stabilité. Le signal traverse ensuite un intégrateur numérique représenté sur le schéma par le bloc NCA (pour l'anglais *Numerically Controlled Amplifier*) de fonction de transfert :

$$N(z) = \frac{1}{z - 1} \quad (5.3)$$

Enfin l'échantillon suivant  $r_{k+1}$  est multiplié par le facteur de gain  $g_k$ , caractérisé par une fonction exponentielle. Cette dernière assure que le temps d'acquisition de la boucle dépend uniquement de ses paramètres, soit du gain  $G_0$  et de  $P_{ref}$  et demeure constant quelle que soit la dynamique des fluctuations du signal à compenser [Ohlson, 1974]. La figure 5.3 représente la réponse de l'AGC à un signal échelon en entrée ( $G_0 = 0.1$ ,  $P_{Ref} = 1$ ). Pour la tracer, nous soumettons l'AGC à des signaux échelons de puissances  $P_{init}$  différentes. On observe que le temps de convergence est constant pour les différentes valeurs de puissance à compenser. Le temps de convergence de l'AGC pour  $G_0 = 0.1$  est d'environ 6 ns.

## 5.1 Adaptation de la PLL aux fluctuations d'amplitude

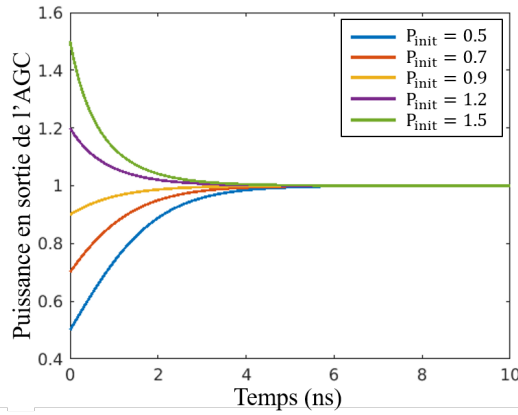


FIGURE 5.3 – Illustration du temps de convergence de l'AGC.

La figure 5.4 présente l'impact de l'AGC sur le signal  $r_k$  (équation (5.1)) en présence de turbulence atmosphérique. A noter que le gain variable de la boucle multiplie de la même façon l'amplitude et le bruit du signal. Ainsi, pendant les atténuations fortes de flux, le signal et le bruit sont amplifiés. En entrée de la PLL, le RSB fluctue donc localement même si la puissance moyenne du signal est quasi-constante.

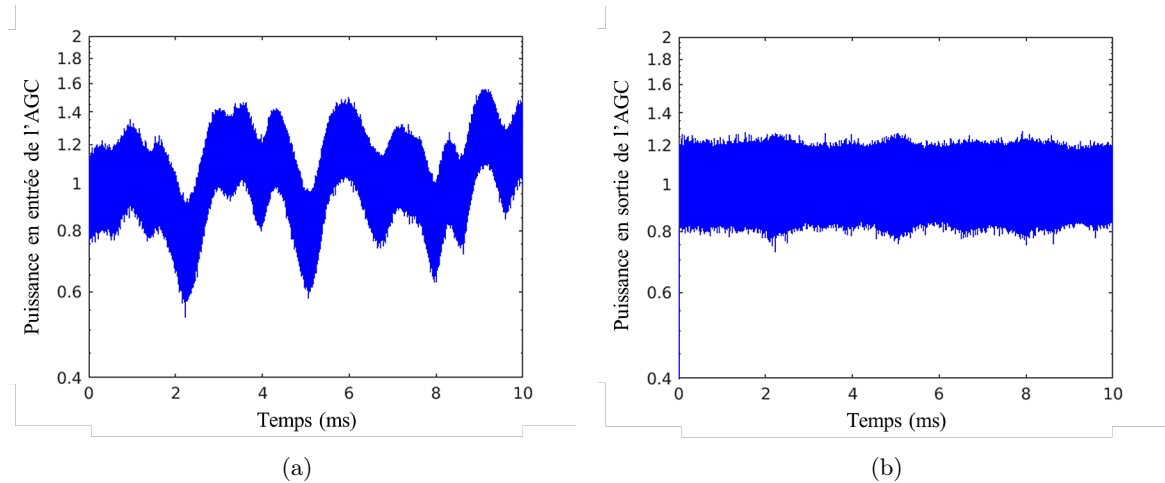


FIGURE 5.4 – Évolution de la puissance du signal (a) en entrée et (b) en sortie de l'AGC pour un RSB moyen de 30 dB (valeur choisie uniquement pour l'illustration).

En l'absence de bruit additif, le signal complexe en entrée de la PLL est ainsi de la forme :

$$r'_k = A'_k s_k e^{i(2\pi\Delta f T k + \theta_0)} \quad (5.4)$$

avec  $A'_k$  l'amplitude du signal après correction par la boucle AGC.

## 5.2 Performances mesurées dans le scénario de turbulence A

Dans cette partie nous étudions l'impact des fluctuations d'amplitude et de phase liées à la turbulence atmosphérique du scénario A (voir tableau 2.1) après correction par optique adaptative sur les deux systèmes de synchronisation. Le premier consiste en la méthode basée sur l'AGC suivi de la PLL numérique (voir section 5.1) et le second correspond au système formé de l'estimateur de fréquence par transformée de Fourier discrète et de l'estimateur de Viterbi-Viterbi mis l'un à la suite de l'autre (voir section 4.5.3). A la différence de la PLL, ce dernier ne requiert pas la connaissance a priori de l'amplitude du signal. Nous n'avons donc pas ajouté d'AGC ici. Le signal entrant dans le système de synchronisation fin correspond au signal  $r_k$  de l'expression (5.1).

Les simulations sont effectuées avec le même ensemble de paramètres choisis selon la méthode présentée en section 3.5 pour la PLL soit un coefficient d'amortissement  $\xi = 1/\sqrt{2}$  et une bande équivalente de bruit normalisée  $B_L T = 0.0012$  (cadence de la boucle 10 GHz). Pour la méthode en boucle ouverte, le résidu de porteuse est évalué sur des blocs de taille  $N_f = 512$  et l'écart de phase sur des blocs de  $N_p = 16$  échantillons (voir 4.5).

Nous étudions dans un premier temps l'impact des fluctuations résiduelles sur le temps de convergence de la PLL en section 5.2.1. Nous comparons ensuite les performances obtenues avec les deux systèmes de synchronisation dans les conditions de turbulence du scénario A aux performances mesurées à puissance constante (voir chapitre 3 et 4) selon plusieurs critères tels que le RSB seuil, l'EQM de la phase  $\hat{\phi}$  en entrée de l'étape de démodulation et la performance en TEB.

### 5.2.1 Temps de convergence de la PLL

La figure 5.5 présente l'évolution temporelle du décalage fréquentiel pendant l'étape d'acquisition de la PLL en présence de turbulence. Le décalage en fréquence du signal en entrée est fixé à  $\Delta f = 100$  MHz et le RSB moyen de la série temporelle est de 8 dB. Malgré la présence de turbulence, le temps de convergence de la PLL est d'environ  $T_p \approx 106$   $\mu$ s. Le résultat est proche de celui calculé à partir de (3.15) de 96  $\mu$ s et de la simulation à amplitude constante présentée dans 3.5.2 de 104  $\mu$ s. La réduction des fluctuations à la fois grâce à l'optique adaptative et la boucle AGC permet de maintenir la puissance moyenne à un niveau suffisamment stable pour ne pas pénaliser le temps de convergence de la PLL. Ainsi, la durée de convergence reste bien inférieure à la durée d'établissement d'un lien avec un satellite même en présence de turbulence.

## 5.2 Performances mesurées dans le scénario de turbulence A

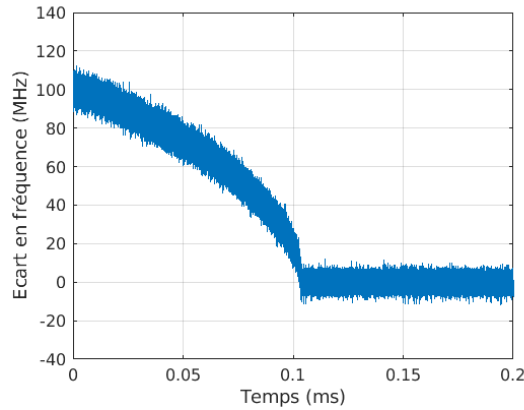


FIGURE 5.5 – Évolution du décalage fréquentiel pendant le régime d'acquisition de la PLL en présence de turbulence atmosphérique après correction par optique adaptative (décalage fréquentiel initial  $\Delta f = 100$  MHz, RSB moyen de 8dB).

### 5.2.2 Précision de l'estimation

#### Méthode basée sur la PLL

A l'instar du chapitre 3, la précision de la correction par la PLL est quantifiée par la variance de l'erreur de phase  $\Delta\phi = \phi - \hat{\phi}$  en sortie de l'étage de synchronisation dont on rappelle ici qu'elle coïncide avec l'EQM  $\mathbb{E}[|\phi - \hat{\phi}|^2]$ . La mesure est effectuée en régime de poursuite, une fois que les différentes boucles de rétroaction, optique adaptative et PLL, ont convergé. La figure 5.6 représente l'évolution de la variance de l'erreur de phase  $Var(\hat{\phi})$  en fonction du RSB obtenue en simulation en présence ou non de bruit de phase laser dans le cas du scénario de turbulence A.

Les courbes obtenues en simulation sont comparées aux différentes bornes (3.45), (3.46) et (3.50) présentées dans le chapitre 3, établies pour un signal à puissance moyenne constante. La principale différence observée par rapport à la figure 3.16 obtenue sans turbulence résiduelle est le décalage du RSB seuil vers des valeurs plus élevées, soit un RSB seuil de -4 dB sans bruit de phase laser et 1 dB avec. Néanmoins, une fois le RSB seuil franchi, la précision du système atteint les mêmes limites établies sans fluctuation d'amplitude dans le chapitre 3.

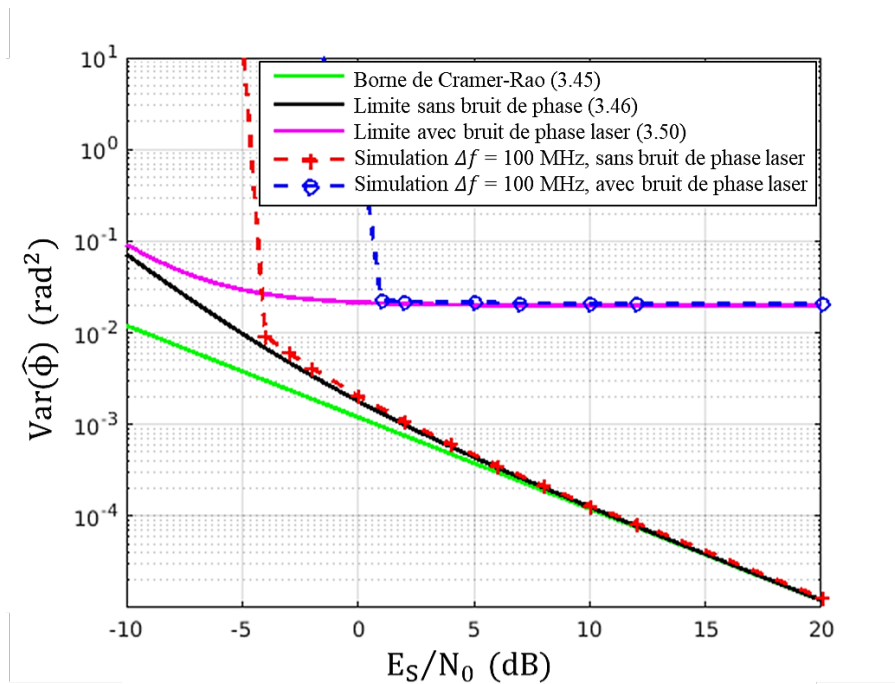


FIGURE 5.6 – Variance de la phase en sortie de la PLL en fonction de  $E_S/N_0$  en présence de turbulence (Scénario A du tableau 2.1) après correction par optique adaptative avec et sans bruit de phase ( $\Delta f = 100$  MHz,  $\Delta \nu = 200$  kHz).

### Méthode en boucle ouverte

Dans les mêmes conditions d'étude, la figure 5.7 présente l'évolution de l'EQM de la phase en sortie du système de synchronisation phase et fréquence en boucle ouverte. Le RSB seuil est aussi plus élevé ( $\approx 7$  dB) que dans le cas sans turbulence. Il est identique avec et sans bruit de phase laser.

Une fois le RSB seuil franchi, la performance en présence de bruit de phase laser tend vers la limite (4.28) définie à puissance constante. La courbe noire, désignée par "Simulation  $\Delta f = 100$  MHz sans turbulence", correspond à l'EQM mesurée sans bruit de phase laser, ni turbulence avec le système en boucle ouverte, soit la courbe tracée en rouge sur la figure 4.17. On constate qu'en l'absence de bruit de phase laser, la précision en présence de turbulence s'éloigne de la borne de Cramér-Rao à fort RSB de la même manière que la courbe tracée sans turbulence. Le plancher observé est ainsi lié à un résidu de porteuse non corrigé en entrée de l'estimateur de Viterbi-Viterbi. Pour la plage de fonctionnement considérée dans ces travaux (RSB  $\approx 8$  dB), la précision atteint la borne de Cramér-Rao. Dans le cas où l'on souhaiterait travailler à plus fort RSB et où le plancher observé serait néfaste pour la performance, il peut être envisagé d'augmenter la taille des blocs  $N_f$  ou bien d'affiner l'estimation de la fréquence avec par exemple l'ajout d'une étape supplémentaire (voir section 4.3.1).

## 5.2 Performances mesurées dans le scénario de turbulence A

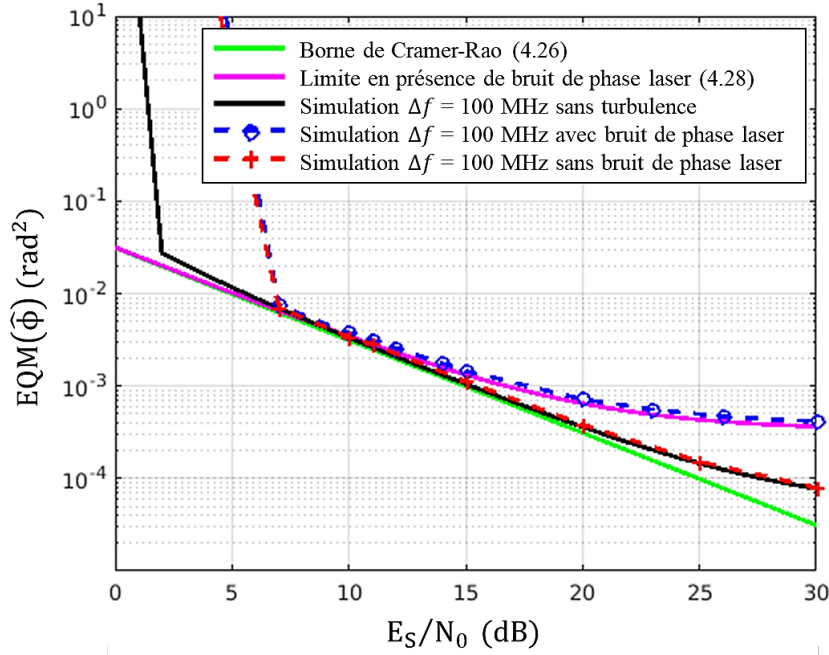


FIGURE 5.7 – EQM  $\mathbb{E}[|\phi_k - \hat{\phi}_k|^2]$  en fonction de  $E_S/N_0$  en présence de turbulence avec et sans bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$  MHz,  $\Delta\nu = 200$  kHz) pour le système en boucle ouverte (scénario A). La courbe noire correspond à la simulation effectuée sans turbulence ni bruit de phase laser présentée en figure 4.17.

### Impact du bruit de phase turbulent

Les simulations permettant d'obtenir les figures 5.6 et 5.7 ont été effectuées en présence de bruit de phase turbulent (représenté dans le chapitre 2 en figure 2.11). A fort RSB, les courbes simulées se superposent dans les deux cas aux expressions théoriques du chapitre 3 et du chapitre 4 qui tiennent uniquement compte du bruit additif et du bruit de phase des lasers, montrant ainsi que le bruit de phase turbulent a un impact négligeable sur le résultat et n'entraîne aucune pénalité sur l'erreur résiduelle de phase en sortie de l'étage de synchronisation.

### 5.2.3 Impact sur la performance

Les symboles BPSK en sortie de l'étage de synchronisation sont ensuite détectés et décodés différemment. Dans cette section, nous présentons les performances TEB simulées avec les deux systèmes de synchronisation. Nous comparons les résultats obtenus à la borne (1.36) d'un canal AWGN sans évanouissement ni défaut de synchronisation pour un signal BPSK encodé différemment. Les résultats sont aussi comparés aux performances obtenues dans le cas d'un signal BPSK encodé différemment sans défaut de synchronisation mais perturbé par les mêmes fluctuations d'amplitude après optique adaptative.

La pénalité introduite par les fluctuations d'amplitude résiduelles est tout d'abord

caractérisée en l'absence de tout défaut de synchronisation, puis en présence d'un résidu de porteuse  $\Delta f = 100$  MHz et de bruit de phase laser dans le cas des conditions de turbulence A.

### Impact des fluctuations d'amplitude résiduelles sur la performance en TEB

Avant de présenter les résultats obtenus en présence d'un défaut de synchronisation, nous nous intéressons à l'impact des fluctuations d'amplitude résiduelles après correction par optique adaptative sur le TEB. Pour cela on considère un signal de la forme :

$$r_k = A_k s_k + n_k \quad (5.5)$$

avec  $A_k$  les fluctuations d'amplitude du signal lié à la turbulence atmosphérique après correction par optique adaptative,  $s_k$  les symboles BPSK et  $n_k$  un bruit additif gaussien.

Les TEB, présentés sur la figure 5.8, sont calculés après détection des symboles et décodage différentiel pour le scénario A, afin de mettre en évidence la pénalité introduite par les fluctuations d'amplitude. La figure fait aussi apparaître la pénalité induite par les fluctuations d'amplitude dans le cas du scénario de turbulence B. Cette courbe sera utilisée dans la section 5.3 consacrée à ce scénario.

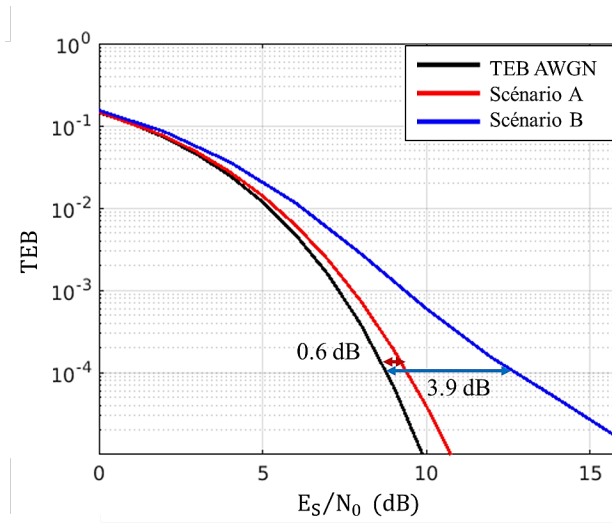


FIGURE 5.8 – Impact des fluctuations d'amplitude sur le TEB pour les scénarios de turbulence A et B (voir tableau 2.1) en présence de correction par optique adaptative. Les résultats sont comparés à la borne (1.36).

La courbe noire correspond à la performance théorique donnée par (1.36) pour un signal à puissance constante. Dans le cas du scénario A, la pénalité en RSB à  $TEB = 10^{-4}$  est de 0.6 dB et de 3.9 dB pour le scénario B. Nous utilisons ces courbes par la suite comme référence par rapport aux performances simulées après compensation d'un décalage en fréquence.

## 5.2 Performances mesurées dans le scénario de turbulence A

### Performance en présence d'un défaut de synchronisation

Le TEB est calculé après convergence de la boucle d'optique adaptative et de la PLL, dans le cas du système en boucle fermée. Les courbes simulées sont comparées à celles illustrant l'impact des fluctuations d'amplitude sur la performance en TEB pour un signal sans défaut de synchronisation, présentées au début de la section 5.2.3 et à l'expression (1.36) sans turbulence ni défaut de synchronisation.

La figure 5.9 présente l'évolution du TEB simulé en fonction de  $E_S/N_0$  en présence de turbulence atmosphérique et après correction par optique adaptative avec la méthode basée sur la PLL numérique. On remarque que la performance obtenue après correction d'un écart en fréquence initiale  $\Delta f = 100$  MHz par le système proposé est identique au TEB simulé sans défaut de synchronisation. Ainsi, la pénalité en RSB, de l'ordre de 0.6 dB à  $10^{-4}$ , est uniquement liée aux fluctuations de l'amplitude du signal. La performance en présence de turbulence, de bruit de phase laser et d'un résidu de porteuse  $\Delta f = 100$  MHz est tracée en rouge. On note une pénalité de 0.1 dB par rapport à la performance en l'absence de bruit de phase laser à  $10^{-4}$ . La pénalité induite par le bruit de phase laser est ainsi proche de la pénalité maximale imposée par la méthode de conception décrite en section 3.5 sur la seule base du bruit de phase laser.

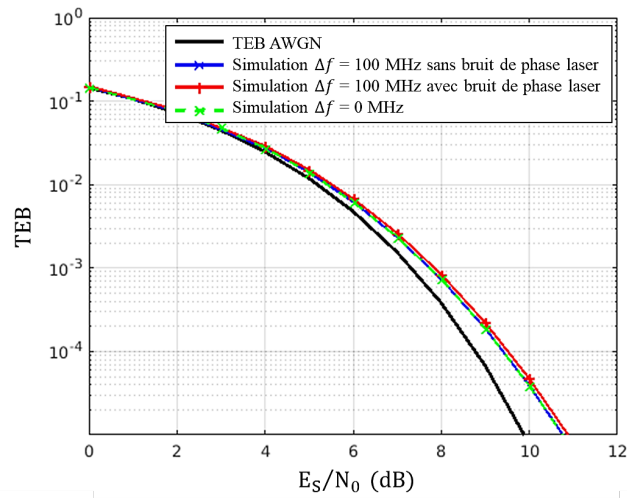


FIGURE 5.9 – TEB en fonction du RSB moyen sur la série d'observations obtenu avec la méthode de synchronisation en boucle fermée, en présence de turbulence (scénario A voir tableau 2.1) après correction par optique adaptative.



Le TEB en sortie du récepteur en boucle ouverte dans les mêmes conditions est présentés sur la figure 5.10. La performance en présence de bruit de phase laser correspond à la performance sans défaut de synchronisation ni bruit de phase en présence de turbulence seule. La performance TEB est limitée uniquement par la présence des fluctuations d'amplitude de l'ordre de 0.6 dB à  $10^{-4}$  pour le scénario A.

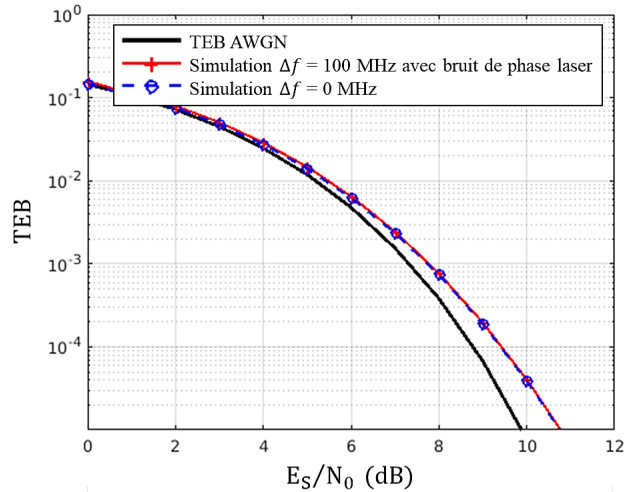


FIGURE 5.10 – TEB en fonction de RSB moyen sur la série d'observations obtenu avec la méthode en boucle ouverte, en présence de turbulence (scénario A voir tableau 2.1) après correction par optique adaptative.

Les résultats obtenus dans le cas du scénario de turbulence A avec le système numérique de synchronisation composé de l'AGC et de la PLL ont fait l'objet d'une publication à Journal of Lightwave Technology [Paillier et al., 2020]. Les figures 14 et 15 de l'article sont pourtant différentes des figures 5.6 et 5.9 présentées ici car il y avait une erreur dans la simulation présentée dans l'article (l'amplitude était égale à  $\rho_c$  et non à  $\sqrt{\rho_c}$ ) conduisant à des résultats plus pessimistes que la simulation corrigée. Cependant, la conclusion reste identique. La synchronisation impacte de façon négligeable le TEB, la principale pénalité provenant des fluctuations d'amplitude résiduelles.

### 5.3 Performances mesurées dans le scénario de turbulence B

Dans la partie précédente, nous avons caractérisé les performances des deux systèmes dans les conditions de turbulence A pour lesquelles l'optique adaptative a été conçue. Le scénario de turbulence B est plus turbulent, la correction par optique adaptative est partielle d'où des atténuations de flux plus profondes au cours de la série temporelles (voir 2.9b).

Dans cette section, nous présentons les performances obtenues dans ces conditions de turbulence plus sévères après correction par optique adaptative pour les deux systèmes de synchronisation en étudiant comme précédemment le RSB seuil, la précision de l'estimation et le TEB.

#### 5.3.1 Précision de l'estimation

La figure 5.11 présente la variance de la phase en sortie du système formé de l'AGC et de la PLL dans le cas du scénario de turbulence B corrigé par optique adaptative en présence de bruit de phase laser et d'un décalage fréquentiel de  $\Delta f = 100$  MHz.

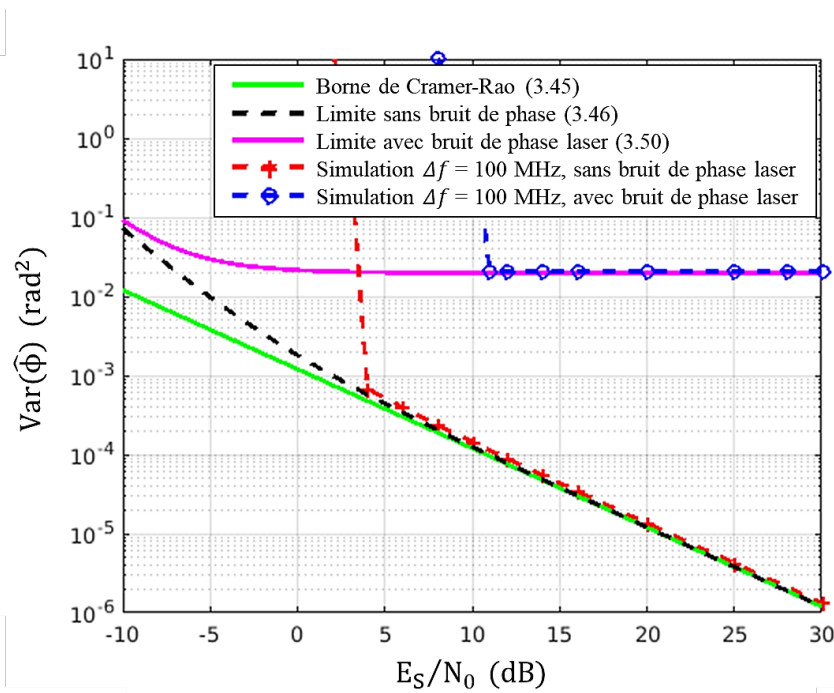


FIGURE 5.11 – Variance de la phase en sortie de la PLL en fonction de  $E_S/N_0$  en présence de turbulence (Scénario B du tableau 2.1) après correction par optique adaptative en absence et en présence de bruit de phase ( $\Delta f = 100$  MHz,  $\Delta\nu = 200$  kHz).

Le RSB seuil atteint environ 4 dB sans bruit de phase laser et 11 dB avec, ce qui est plus élevé que le cas sans turbulence (figure 3.16) et le scénario A. Grâce à la boucle d'optique adaptative et à l'AGC, la puissance moyenne tend à être constante mais le RSB varie localement. Un RSB faible ponctuellement peut entraîner un décrochage de la PLL d'où

un RSB seuil moyen plus élevé. Puisque, dans le scénario B, la dynamique des fluctuations de flux est plus importante que pour le premier scénario, la boucle a une probabilité plus élevée de décrocher localement à des RSB moyen plus élevés que pour le premier scénario. En présence ainsi qu'en l'absence de bruit de phase laser, à fort RSB, la précision du système de synchronisation est identique à l'expression (3.50) et à la borne (3.46) établie en absence de turbulence.

Nous présentons ensuite sur la figure 5.12 les mesures d'EQM de la phase en sortie de la méthode de synchronisation en boucle ouverte prises dans les mêmes conditions.

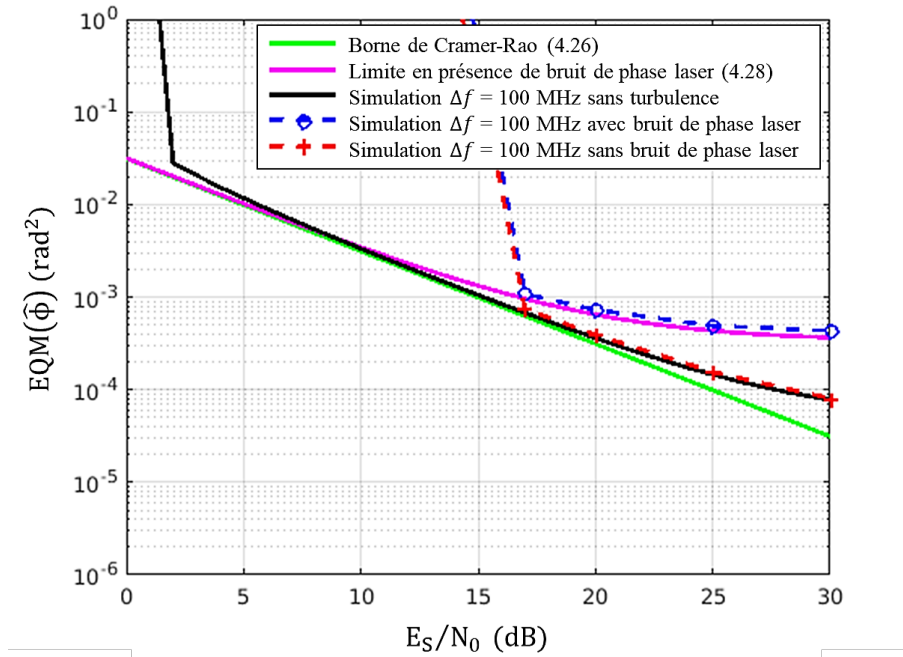


FIGURE 5.12 – EQM  $\mathbb{E}[|\phi_k - \hat{\phi}_k|^2]$  en fonction de  $E_S/N_0$  en présence de turbulence avec le système de synchronisation en boucle ouverte avec et sans bruit de phase laser ( $\Delta f = 100$  MHz,  $\Delta \nu = 200$  kHz) pour le scénario B.

On observe de la même façon que le RSB seuil est plus important ( $\approx 16$  dB) avec et sans bruit de phase laser que dans le cas sans turbulence et du scénario A. De même, une fois le RSB seuil franchi, la performance en présence de bruit de phase laser tend vers la limite (4.28) définie à puissance constante. En l'absence de bruit de phase laser, à fort RSB, nous constatons le même comportement que pour les conditions de turbulence A (présenté en figure 5.7) : la courbe se superpose à celle obtenue sans turbulence qui atteint un plancher à fort RSB lié à un résidu de porteuse en entrée de l'algorithme de Viterbi-Viterbi (voir la figure 4.17).

### 5.3 Performances mesurées dans le scénario de turbulence B

Pour les deux systèmes de synchronisation, le RSB seuil est plus élevé comparé au cas de turbulence précédent du fait des fluctuations locales plus importantes du RSB. Cependant, malgré ces conditions de turbulence plus difficiles et la correction partielle par le système d'optique adaptative, on constate qu'une fois le RSB seuil franchi, les deux méthodes de synchronisation numérique parviennent à corriger l'écart en fréquence  $\Delta f = 100$  MHz avec la même précision que dans le cas sans turbulence.

#### 5.3.2 TEB en présence d'un défaut de synchronisation

Les figures 5.13 et 5.14 présentent les TEB mesurés avec les deux systèmes de synchronisation dans le cas du scénario de turbulence B. Comme pour les conditions de turbulence A, nous comparons les performances TEB au cas en présence de turbulence seule sans défaut de synchronisation (figure 5.8) et à l'expression analytique (1.36) d'un canal AWGN sans fluctuations d'amplitude. Comme attendu, la pénalité introduite par les fluctuations d'amplitude est plus importante dans ce cas.

En utilisant la méthode en boucle fermée (figure 5.13), les TEB mesurés en présence de turbulence et d'un écart en fréquence  $\Delta f = 100$  MHz se superposent à la courbe sans défaut de synchronisation. Ainsi, pour ce système de synchronisation composé d'une boucle AGC et d'une PLL numériques en présence de turbulence corrigée par optique adaptative et en absence de bruit de phase laser, la performance TEB est identique avec et sans résidu de porteuse  $\Delta f$ . Les performances obtenues sont limitées par les fluctuations d'amplitude résiduelles, significativement plus importantes que dans le scénario A. La performance en présence de bruit de phase laser s'écarte légèrement de la courbe précédente, d'environ 0.1 dB à  $10^{-4}$ , ce qui valide une nouvelle fois la méthode de conception proposée en section 3.5.

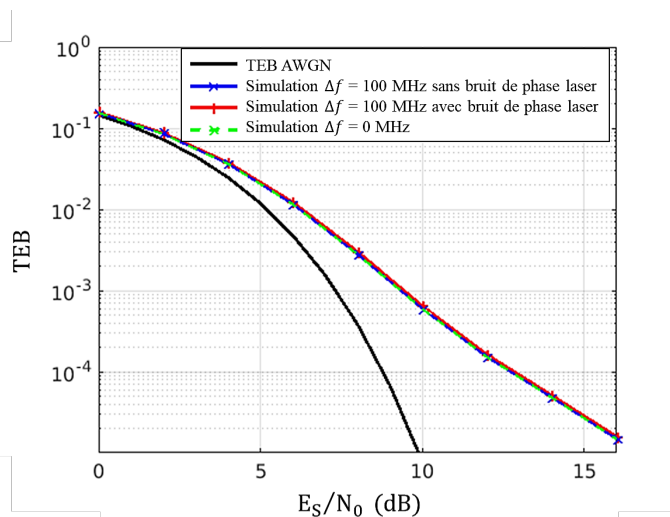


FIGURE 5.13 – TEB en fonction de RSB moyen sur la série d'observations avec le système de synchronisation en boucle fermée, en présence de turbulence (scénario B voir tableau 2.1) après correction par optique adaptative.

Le TEB en sortie du récepteur en boucle ouverte est présentés sur la figure 5.14. La performance en présence de bruit de phase laser correspond à la performance sans défaut

de synchronisation, ni bruit de phase, en présence de turbulence seule. La performance TEB est limitée uniquement par la présence des fluctuations d'amplitude de l'ordre de 3.9 dB pour le scénario B.

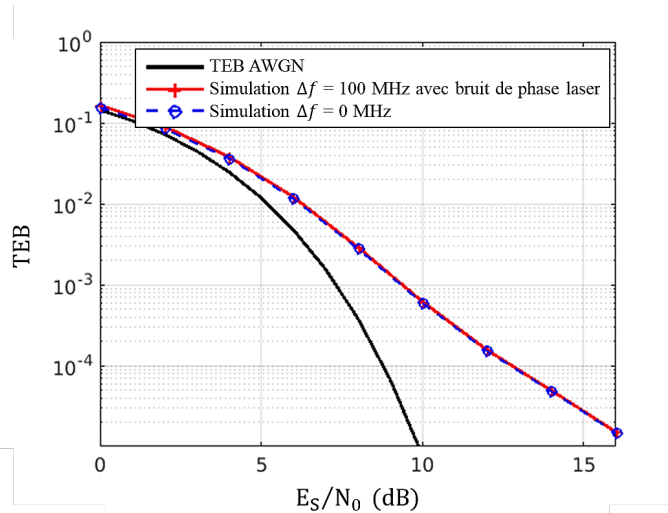


FIGURE 5.14 – TEB en fonction de RSB moyen sur la série d'observations avec le système de synchronisation en boucle ouverte, en présence de turbulence (scénario B voir tableau 2.1) après correction par optique adaptative.

Les deux systèmes sont ainsi capables de compenser précisément l'écart fréquentiel sans pénaliser le TEB en présence d'une correction partielle réalisée par la boucle d'optique adaptative.

## 5.4 Synthèse comparative des deux solutions de synchronisation

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié les performances des systèmes de synchronisation en boucle ouverte et en boucle fermée dans les mêmes conditions de turbulence atmosphérique, avec le même écart en fréquence  $\Delta f$  et en présence du même bruit de phase laser. L'un des intérêts d'utiliser une PLL est sa capacité à compenser n'importe quelle variation de phase tant que celle-ci est suffisamment faible. Cependant, le système d'estimation en boucle ouverte se prête plus facilement à la parallélisation des traitements favorisant les transmissions hauts débits. Les deux solutions de synchronisation ont été caractérisées selon leurs RSB seuils, la précision de l'estimation et la performance TEB. Nous pouvons donc les comparer l'une à l'autre sur la base de ces critères.

## 5.4 Synthèse comparative des deux solutions de synchronisation

### 5.4.1 Précision de la synchronisation en présence de turbulence

#### RSB seuil

Le tableau 5.1 regroupe les différents RSB seuils mesurés à travers ce chapitre pour les systèmes en boucle ouverte et fermée présentés au cours des chapitres 3 et 4 (voir figure 4.19) pour des signaux à puissance constante.

TABLE 5.1 – RSB seuils pour les différentes méthodes de synchronisation ( $\Delta f = 100$  MHz,  $\Delta\nu = 200$  kHz)

Méthode de synchronisation	Bruit de phase laser	Sans turbulence	Scénario A	Scénario B
Boucle fermée	Avec	-5 dB	1 dB	11 dB
	Sans	-7 dB	-4 dB	4 dB
Boucle ouverte	Avec / Sans	4 dB	7 dB	16 dB

Au vu des valeurs du tableau, on remarque que les RSB seuils sont systématiquement plus élevés en boucle ouverte par rapport à la méthode basée sur la PLL. L'écart entre les deux systèmes est de 6 à 7 dB en présence de turbulence et de bruit de phase laser. La différence est plus marquée en l'absence de bruit de phase laser ( $\approx 12$  dB). Ces écarts révèlent une robustesse supplémentaire au bruit additif gaussien de la méthode en boucle fermée dans nos conditions de fonctionnement.

Même si cette valeur est un bon indicateur de la sensibilité aux différents bruits des systèmes de synchronisation, il est difficile de relier cette information au TEB final. En effet, pour un RSB supérieur au RSB seuil, le système atteint une précision en moyenne très proche de celle dictée par la borne établie à puissance constante. Dans ce régime de fonctionnement, nous pouvons raisonnablement supposer que la performance TEB ne sera pas pénalisée. Cependant, pour un RSB inférieur au RSB seuil, il est possible que ponctuellement le système décroche entraînant localement la perte de la synchronisation à un ou plusieurs instants de la série temporelle. Dans le cas de la méthode par PLL numérique, cela signifie que la boucle doit reconverger vers un point d'équilibre stable. Dans le cas de la méthode boucle ouverte, l'estimation peut être erronée sur plusieurs blocs où le RSB est localement faible, impactant ainsi sévèrement la valeur de l'EQM même si sur les autres blocs la précision est suffisante pour permettre une transmission quasi sans erreur.

#### Précision

L'étude de l'EQM en sortie de la PLL en présence de turbulence (voir figures 5.6 et 5.11) a montré qu'après convergence des différentes boucles de rétroaction et une fois le RSB seuil franchi, la précision est proche voir identique à celle obtenue sans turbulence. L'action de l'optique adaptative et de l'AGC permet à ce système de synchronisation de fonctionner de la même manière que pour un signal à puissance constante.

De la même manière, le système en boucle ouverte soumis à un signal perturbé par la turbulence atmosphérique résiduelle atteint la même précision d'estimation une fois le RSB seuil franchi qu'un signal à puissance constante.

La comparaison entre les deux systèmes de synchronisation vis-à-vis de la précision est comparable à celle effectuée sans turbulence en section 4.5.4. La précision de la méthode boucle ouverte est moins pénalisée par la présence de bruit de phase en atteignant par exemple  $3,7 \cdot 10^{-3} \text{ rad}^2$  à  $E_S/N_0 = 10 \text{ dB}$  pour le scénario A contre  $0.02 \text{ rad}^2$  pour le système en boucle fermée. Ce dernier est cependant plus précis en l'absence de bruit de phase laser en atteignant un résidu de  $1,4 \cdot 10^{-4} \text{ rad}^2$  à  $E_S/N_0 = 10 \text{ dB}$  contre  $3,4 \cdot 10^{-3} \text{ rad}^2$  pour la méthode en boucle ouverte.

### 5.4.2 Impact du bruit de phase turbulent

La perturbation introduite par la turbulence atmosphérique après correction par optique adaptative se traduit à la fois par des fluctuations d'amplitude, mais aussi par la présence d'un bruit de phase (voir section 2.3). Les figures 5.6, 5.11, 5.7 et 5.12 montrent que pour les deux systèmes de synchronisation fine fréquence et phase présentés, la précision tend à atteindre la limite théorique établie à puissance constante. Ainsi, le bruit de phase turbulent a un effet négligeable sur la précision de la correction pour les systèmes en boucle ouverte et fermée. Ce résultat était préfigurée dans des études sur le sujet [Conroy et al., 2018] du fait de la rapidité d'évolution du bruit de phase (de l'ordre du kilohertz) mais n'avait pas encore à notre connaissance été démontré dans le cas d'une modélisation fine d'un lien cohérent.

### 5.4.3 Impact sur la performance TEB

Le premier constat que l'on peut faire au vu des performances TEB mesurées dans ce chapitre est que la principale pénalité sur le RSB est induite par les fluctuations résiduelles d'amplitude après correction par optique adaptative, soit une pénalité de  $0.6 \text{ dB}$  à  $10^{-4}$  pour le scénario A et de  $3.9 \text{ dB}$  pour le scénario B, pour les deux systèmes de synchronisation.

En l'absence de bruit de phase laser, les performances TEB des deux systèmes (après compensation d'un résidu de porteuse  $\Delta f = 100 \text{ MHz}$ ) sont identiques à celles obtenues avec un signal sans défaut de synchronisation.

En présence de bruit de phase laser, on remarque dans le cas de la PLL une pénalité sur la performance TEB d'environ  $0.1 \text{ dB}$  à  $\text{TEB} = 10^{-4}$ . Cette pénalité est en adéquation avec la méthode de conception proposée en section 3.5 pour un signal à puissance constante. Nous nous assurons ainsi que la pénalité induite par la synchronisation et le bruit de phase laser a un impact négligeable sur le bilan de liaison (voir tableau 2.3).

Pour le système de synchronisation en boucle ouverte, la pénalité sur la performance en TEB est négligeable. Ce résultat est de la même façon en adéquation avec la méthode présentée en 4.5 car la variance de la phase en sortie du système en boucle ouverte est bien inférieure à  $0.02 \text{ rad}^2$  (valeur maximale pour obtenir une pénalité inférieure à  $0.1 \text{ dB}$  à  $10^{-4}$ , voir section 4.4.4) et donc ne pénalise pas la performance au moment de la détection des symboles.

## 5.5 Conclusion

Ce chapitre regroupe les performances obtenues en simulation avec les deux systèmes de synchronisation en présence de turbulence atmosphérique corrigée par optique adaptative, de bruit de phase laser et d'un résidu de porteuse de 100 MHz. En présence de turbulence corrigée par optique adaptative, les deux systèmes numériques sont capables de compenser un résidu de porteuse de 100 MHz en présence de bruit de phase laser.

La PLL assistée par la boucle d'optique adaptative et d'AGC converge en environ 100  $\mu$ s, ce qui est raisonnable comparé à la durée d'établissement d'un lien avec un satellite (de l'ordre de quelques secondes). Pour les deux systèmes, le TEB est comparable à celui mesuré sans défaut de synchronisation. Cependant, il est pénalisé par la présence des fluctuations d'amplitude résiduelles comparé au cas sans turbulence. Les travaux menés mettent en évidence l'influence du caractère partiel de la correction par optique adaptative qui limite les performances accessibles en termes de TEB. L'impact des fluctuations de puissance résiduelles sur la performance d'un lien cohérent en espace libre a notamment été étudié par Belmonte [Belmonte and Kahn, 2009]. Il conviendrait par la suite d'évaluer si les résultats obtenus ici sont en adéquation avec les résultats déjà publiés sur le sujet.

Par ailleurs, nous avons montré que le bruit de phase turbulent résiduel après optique adaptative a un impact négligeable sur les systèmes de synchronisation, le bruit de phase laser étant la source principale d'erreur de phase. Nous avons pu constater que le RSB seuil en présence de bruit de phase laser est impacté de la même façon pour les deux méthodes. Il est plus élevé en présence de turbulence mais une fois ce seuil franchi, la précision d'estimation est identique à celle obtenue en absence de turbulence. Les RSB seuils sont plus faibles dans le cas de la PLL dans le cadre des hypothèses prises dans cette étude, ce qui peut laisser présager une robustesse supplémentaire à faible RSB par rapport à la méthode en boucle ouverte. Cependant, nous n'avons pas pris en compte dans cette étude le problème de la mise en oeuvre à très haut débit de tels algorithmes (coût de calcul et parallélisation).





# Conclusion

## Résumé et principaux résultats

Un modèle de simulation complet d'un lien depuis un satellite LEO vers le sol a été présenté. Il comprend notamment la modélisation fine de la propagation d'une onde à travers la turbulence atmosphérique et sa correction par une boucle d'optique adaptative ainsi que les principales perturbations en phase et en fréquence issues des sources laser (bruit de phase, dérive en fréquence) et de l'effet Doppler. L'ensemble des paramètres a été ajusté à partir des éléments issus de la littérature. Plusieurs méthodes de synchronisation fine ont été présentées : une première méthode en boucle fermée basée sur une PLL numérique puis deux systèmes de synchronisation en boucle ouverte. Lors de l'étude des méthodes en boucle ouverte, nous avons retenu le système composé d'un estimateur de fréquence utilisant une transformée de Fourier discrète et l'estimateur de phase de Viterbi-Viterbi [Viterbi and Viterbi, 1983]. Nous avons caractérisé et documenté le fonctionnement de ces différents systèmes de synchronisation en présence d'un décalage fréquentiel et de bruit de phase à partir de la littérature afin de maîtriser leur comportement avant de les tester en présence de turbulence. Nous avons proposé une méthode de conception prenant en compte le résidu de porteuse et le bruit de phase laser qui limite l'impact de la synchronisation sur la performance finale en taux d'erreur binaire. Dans les hypothèses retenues, nous avons montré que le bruit de phase des sources (émission et oscillateur local) ne pénalise pas la performance si la conception du récepteur est adaptée. Il s'agira de s'assurer que les hypothèses sont satisfaites lors de la mise en œuvre ou bien de mettre à jour les paramètres du système de synchronisation dans le cas contraire. Puis les deux systèmes de synchronisation ont été caractérisés en présence de perturbations liées à la turbulence atmosphérique.

Nous avons ainsi montré que le comportement du système de synchronisation est conditionné par les fluctuations résiduelles de la puissance en sortie d'optique adaptative. Lorsque les fluctuations résiduelles sont trop importantes, le signal passe localement en dessous du RSB seuil pour lequel la probabilité que le système décroche est forte. La présence des fluctuations entraîne une hausse du RSB seuil moyen. On remarque que le RSB seuil de la méthode basée pour la PLL est plus faible que pour la méthode en boucle ouverte laissant présager une plus grande robustesse. En présence d'un résidu de porteuse de 100 MHz et de turbulence, la PLL numérique converge dans un temps proche de 100  $\mu$ s, comme attendu d'après l'expression analytique établie sans fluctuation d'amplitude. En sortie des deux systèmes de synchronisation, la précision atteinte est identique au cas sans

turbulence une fois le RSB seuil franchi. Ainsi, nous avons pu montrer que les deux systèmes présentés sont capables de compenser un résidu de porteuse de 100 MHz en présence de turbulence corrigée par optique adaptative et de bruit de phase laser. Les TEB obtenus montrent que dans les hypothèses considérées et avec une conception adaptée, l'impact de l'étape de synchronisation est négligeable sur la performance finale. La pénalité en RSB présente sur le TEB est induite par les fluctuations d'amplitude résiduelles après correction par optique adaptative. Une fois le RSB seuil franchi, la comparaison de la précision des systèmes est similaire à celle menée sans turbulence.

Le bruit de phase turbulent s'apparente au mode de piston introduit sur l'onde lors de la propagation. L'amplitude crête-crête de ce bruit est de l'ordre de plusieurs dizaines de radians et le temps caractéristique de demi-décorrélation de plusieurs dizaines de millisecondes. La précision mesurée en sortie des architectures de synchronisation en présence de turbulence résiduelle montre que le bruit de phase turbulent a un impact négligeable sur la précision de la synchronisation et sur la performance en TEB du système. Nous avons ici pu illustrer un résultat déjà préfiguré par des travaux antérieurs [Conroy et al., 2018] mais qui n'a encore à notre connaissance jamais été appuyé par une modélisation fine appliquée au cas du lien cohérent.

## Perspectives

Nous avons considéré dans cette étude deux cas de conditions de turbulence. Le système d'optique adaptative est conçu pour compenser les effets du premier cas alors que le second correspond à une correction plus partielle pour éprouver les systèmes de synchronisation dans des conditions plus difficiles. A partir des seuls résultats obtenus, il paraît difficile d'évaluer le RSB seuil à partir de la dynamique maximale des fluctuations. Il serait intéressant d'observer plus précisément le comportement des systèmes de synchronisation au voisinage du RSB seuil et de mener une étude plus précise sur la robustesse de ces systèmes aux fluctuations de puissance.

Les RSB seuils atteints montrent une meilleure robustesse de la méthode basée sur la PLL en particulier en l'absence de bruit de phase laser. Cependant, nous n'avons pas considéré les coûts de calculs et la parallélisation éventuelle nécessaire au fonctionnement d'un tel algorithme à très haut débit. Dans le cas où l'on souhaiterait travailler à plus basse cadence sur ce même type de PLL, en raison de difficultés de mise en oeuvre d'un tel algorithme à 10 GHz, il serait nécessaire de reprendre la méthodologie de conception en ajustant notamment la bande équivalente de bruit  $B_{LT}$  de la boucle. Une PLL présente l'avantage de pouvoir suivre n'importe quel déphasage sans estimateur spécifique, si le déphasage s'inscrit dans sa plage de fonctionnement. La méthode en boucle ouverte nécessite quant à elle deux estimateurs en série, un pour la fréquence puis un pour la phase, pour réaliser la même opération. Cependant, cette dernière méthode peut être préférée pour des applications haut débit et qui pourraient nécessiter des temps d'acquisition très rapides.

Nous avons supposé la présence d'une étape de synchronisation grossière permettant de réduire le décalage entre la fréquence de l'oscillateur local et celle du signal reçu à une centaine de MHz. De plus, nous avons fait l'hypothèse que l'étape de synchronisation rythme est idéale permettant de travailler au rythme symbole en l'absence d'interférence entre symboles. Il conviendra d'étudier l'impact des fluctuations résiduelles d'amplitude

liées à la turbulence sur les performances de ces deux systèmes. Des méthodes issues des communications RF ou optiques [Zhou, 2016] [Mengali and D’Andrea, 1997] pourraient être envisagées couplées avec des prédictions faites à partir de connaissance sur l’éphéméride du satellite. Une méthode tout optique de compensation d’un écart de fréquence de 10 GHz a aussi été proposée par [Shoji et al., 2012]. Il serait intéressant de tester les performances de ces systèmes sur des plages de faibles RSB correspondant à l’application aux liens satellite-sol en présence de turbulence. En fonction du résidu de porteuse en sortie de cet étage, la conception du système de synchronisation fin pourra être ajustée en utilisant la méthodologie décrite dans ces travaux.

En présence de turbulence, nous n’avons pas considéré la présence du terme de l’accélération Doppler alors que cette composante est en pratique non négligeable. Ce point mériterait une consolidation notamment dans le cas de la méthode basée sur la PLL. Il s’agira de consolider l’ordre de grandeur de ce terme résiduel lié à la dérive en fréquence des sources laser et au mouvement relatif de l’émetteur et du récepteur par effet Doppler, après correction grossière, puis de vérifier sa compatibilité avec les systèmes de synchronisation fine proposés et éventuellement d’enrichir le récepteur en augmentant l’ordre de la PLL (PLL d’ordre 3) ou par l’ajout d’un algorithme supplémentaire.

Les fluctuations d’amplitude sont responsables du décalage du RSB seuil vers des valeurs plus grandes et limitent la performance TEB obtenue. Dans la conception de l’optique adaptative, on accordera donc une attention particulière à réduire ces fluctuations résiduelles. La démarche pourrait consister à formaliser le lien entre la statistique des fluctuations du flux couplé en présence d’optique adaptative [Canuet, 2018] et la performance du lien cohérent pour proposer une optimisation conjointe de l’étape de démodulation et de la correction par optique adaptative. Il pourrait également être envisagé d’adapter la commande de l’optique adaptative afin de réduire la dynamique de ces fluctuations. Pour maîtriser le fonctionnement de la PLL, nous avons proposé de placer une boucle AGC pour maintenir le niveau de signal constant. Il pourrait aussi être envisagé d’étudier la robustesse aux fluctuations d’amplitude d’autres détecteurs de phase pour la PLL, dont la connaissance du niveau de signal n’est pas requise, à l’instar de ceux utilisés pour le géo-positionnement par satellite [Lopez-Salcedo et al., 2013]. Dans l’objectif de concevoir une solution la mieux adaptée, il serait intéressant de considérer une démarche de co-conception tenant compte des capacités de correction de l’optique adaptative et du système de traitement numérique du signal. Cette étape de co-conception doit s’appuyer sur des hypothèses de canal consolidées afin de disposer à terme d’une évaluation solide de la disponibilité du système. La démarche d’ajustement des paramètres de synchronisation a été éprouvée dans deux cas de turbulence. Il conviendrait d’enrichir l’analyse avec une connaissance la plus exhaustive possible de la variabilité des conditions de propagation, pour fournir une solution de synchronisation robuste.

Les développements menés dans cette thèse pourraient être transposés à des formats de modulation d’ordres supérieurs disposant d’un plus grand nombre d’états de phase ( $M$ -PSK ou  $M$ -QAM en fonction des technologies disponibles pour les modulateurs). Pour les deux systèmes de synchronisation cela consisterait en une adaptation des estimateurs de fréquence et de phase, pour la PLL en une modification du détecteur de phase. La méthodologie de caractérisation proposée dans ces travaux pourrait ensuite s’étendre à ces nouveaux formats de modulation.

La démarche proposée ici pourrait être étendue au cas du lien montant vers des satellites géostationnaires (liens *GEO feeder*) qui bénéficierait pleinement du potentiel de débit élevé apporté par ces formats de modulation denses [Saathof et al., 2017]. Les spécificités du canal pour le lien montant, et notamment l'impact du pointage en avant, sur les caractéristiques statistiques des atténuations devront faire l'objet d'une attention particulière. L'adaptation des méthodes de synchronisation numérique nécessiterait également de tenir compte des contraintes de spatialisations des composants du récepteur en particulier des systèmes de traitements numériques rapides.

Une fois le comportement de la chaîne de transmission maîtrisé, une validation expérimentale mériterait d'être mise en oeuvre. Par exemple, démontrer la faisabilité de liens à très haut débit cohérents en environnement représentatif constitue un des objectifs du projet VERTIGO [Vertigo, 2020] dans le cadre duquel l'ONERA est responsable du segment sol corrigé par optique adaptative.

# Annexe A - Estimation du résidu de décalage et d'accélération Doppler

Cette annexe a été rédigée à partir d'une note fournie par le CNES. L'objectif est ici d'évaluer des ordres de grandeur sur les résidus d'écart Doppler et d'accélération Doppler attendus en sortie d'un étage d'estimation grossier de la fréquence assisté par la connaissance d'une éphéméride.

## Estimation à partir de formules approchées

Pour un signal émis à la fréquence  $f$  depuis le satellite, la fréquence reçue au niveau de la station sol est décalée d'environ :

$$f_d = f \frac{v_r}{c} \quad (6)$$

où  $v_r$  est la vitesse relative entre l'émetteur et le récepteur, soit la vitesse radiale le long de la ligne de visée,  $c$  la vitesse de la lumière ( $2,99792458 \cdot 10^8$  m/s) et  $f = c/\lambda$  la fréquence de la porteuse optique ( $\lambda = 1550$  nm,  $f \approx 194$  THz).

On considère le cas d'une orbite circulaire et d'un passage par le zénith, représenté en figure A.1. Sur le schéma,  $\theta$  correspond à l'élévation du satellite,  $V$  sa vitesse,  $R_T$  au rayon de la Terre ( $R_T = 6378,15$  km) et  $h$  à l'altitude du satellite. Les formules présentées dans cette annexe sont des approximations : elles supposent notamment une orbite circulaire et elles ne tiennent pas compte de la vitesse de rotation de la Terre.

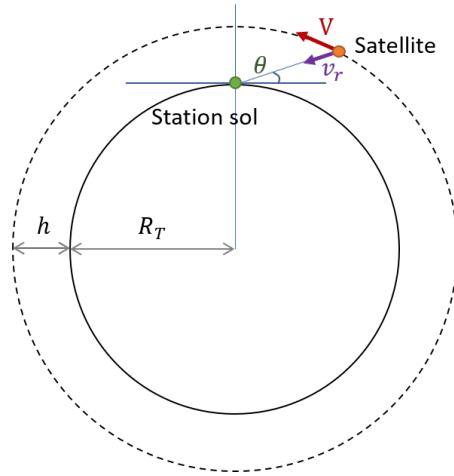


FIGURE A.1 – Représentation schématique d'une orbite circulaire lors d'un passage par le zénith.

Avec ces hypothèses, le décalage en fréquence  $f_d$  peut être calculé en fonction de la vitesse  $V$  du satellite sur l'orbite tel que :

$$f_d = f \frac{V}{c} \frac{R_T}{R_T + h} \cos \theta \quad (7)$$

avec  $V$  la vitesse du satellite obtenue en calculant :

$$V = \sqrt{\frac{\mu}{a}} = \sqrt{\frac{\mu}{R_T + h}} \quad (8)$$

avec  $a$  le demi grand axe de l'orbite (pour une orbite circulaire  $a$  correspond au rayon du cercle) et  $\mu$  le paramètre gravitationnel, soit dans le cas de la Terre  $\mu = 398\,600,5 \text{ km}^3/\text{s}^2$ .

En considérant un satellite à l'altitude  $h = 500 \text{ km}$ , d'après (7), le décalage Doppler évolue au cours du passage du satellite dans l'intervalle  $[-4,5 \text{ GHz}; +4,5 \text{ GHz}]$ . La dérivée de ce décalage, aussi appelée accélération Doppler, est maximale dans le cas d'un passage par le zénith. Par ailleurs, au cours d'un passage, la pente maximale est rencontrée au voisinage de l'élévation maximum. En négligeant la rotation de la Terre, on peut alors montrer que l'accélération Doppler maximale vaut :

$$f'_{d,max} = f_0 \frac{V^2}{h c} \quad (9)$$

On se place dans le cas où l'estimateur de fréquence grossier est aidé par une estimation du décalage Doppler et de l'accélération Doppler issue de données d'éphémérides. Le résidu après ce type de correction correspond à l'écart entre la trajectoire donnée par l'éphéméride et la trajectoire réelle du satellite. En observant l'expression (7) et (9), on constate que l'écart Doppler et l'accélération Doppler dépendent de la précision de l'estimation de la vitesse du satellite. L'erreur commise sur la vitesse du satellite sur l'orbite, notée  $\Delta V_{err}$  par la suite, dépend de la qualité de l'éphéméride. Nous l'évaluons en fonction de l'écart

de distance  $\Delta d$  entre la trajectoire prédite et la trajectoire réelle telle que :

$$\Delta V_{err} = \frac{2\pi\Delta d}{T_o} = \Delta d\sqrt{\frac{\mu}{a^3}} \quad (10)$$

avec  $T_o = 2\pi\sqrt{\frac{a^3}{\mu}}$  la période de l'orbite. Ainsi, nous exprimons le résidu d'écart fréquentiel Doppler  $\Delta f_d$  en fonction de l'erreur sur la vitesse du satellite :

$$\Delta f_d = f_0 \frac{\Delta V_{err}}{c} \frac{R_T}{R_T + h} \cos \theta \quad (11)$$

On fait de même pour le résidu d'accélération Doppler maximale :

$$\beta_{d,max} = f_0 \frac{(2V\Delta V_{err} + \Delta V_{err}^2)}{hc} \quad (12)$$

### Exemple d'application numérique

En supposant des écarts à l'orbite  $\Delta d$  de 10 m, 100 m, 1 km, 10 km par période d'orbite pour un satellite à une altitude  $h = 500$  km, les erreurs  $\Delta V_{err}$  correspondantes sont proches de 0,011 m/s, 0,11 m/s, 1,1 m/s et 11 m/s (à partir de (10)). Les figures A.2a et A.2b présentent l'évolution du résidu de décalage Doppler  $\Delta f_d$  obtenue avec (11) en fonction de l'élévation pour ces différentes erreurs de vitesse.

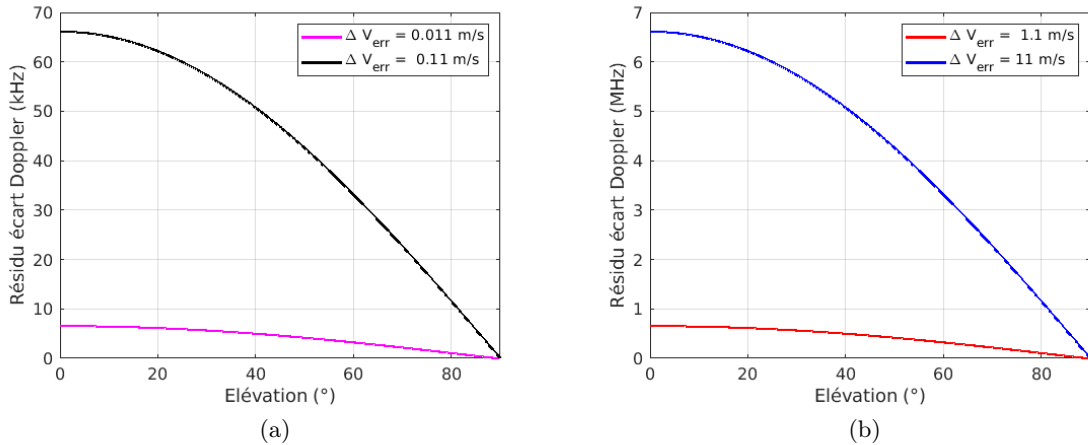


FIGURE A.2 – Évolution du résidu d'écart fréquentiel Doppler  $\Delta f_d$  en fonction de l'élévation à  $\Delta V_{err}$  fixe.

Dans ces travaux, nous avons considéré une élévation de  $20^\circ$ . Le tableau A.2 présente les résultats obtenus pour cette élévation.



TABLE A.1 – Décalage fréquentiel Doppler résiduel  $\Delta f_d$  estimé pour une élévation  $\theta = 20^\circ$  ( $h = 500$  km).

Écart à l'orbite $\Delta d$	10 m	100 m	1 km	10 km
Erreur sur la vitesse $\Delta V_{err}$	0,011 m/s	0,11 m/s	1,1 m/s	11 m/s
Écart Doppler résiduel $\Delta f_d$	6,2 kHz	62 kHz	0,62 MHz	6,2 MHz

De même, à partir de l'expression (12), le tableau A.2 regroupe les résidus maximaux d'accélération Doppler en fonction de l'erreur sur la vitesse du satellite.

TABLE A.2 – Résidu d'accélération Doppler  $\beta'_{max}$  estimé au zénith ( $h = 500$  km).

Écart à l'orbite $\Delta d$	10 m	100 m	1 km	10 km
Erreur sur la vitesse $\Delta V_{err}$	0,011 m/s	0,11 m/s	1,1 m/s	11 m/s
Résidu d'accélération Doppler $\Delta f_d$	0,22 kHz/s	2,2 kHz/s	22 kHz/s	0,22 MHz/s

Pour un satellite situé à une altitude  $h = 500$  km, une erreur sur l'orbite de 1 km, soit une erreur de vitesse d'environ 1 m/s, est considéré comme un cas assez médiocre de prédiction. Le résidu d'écart Doppler maximal est de 662 kHz (pour  $\theta = 0^\circ$ ) et l'erreur maximale sur l'estimation de l'accélération Doppler de 22 kHz/s.

Ainsi, à partir de ce raisonnement simplifié dans un pire cas d'erreur commise sur la connaissance de la trajectoire, nous considérons les ordres de grandeur suivant : **un écart en fréquence résiduel Doppler de 1 MHz et un résidu d'accélération Doppler de 30 kHz/s**. A noter que sans connaissance du système de synchronisation grossier utilisé ni du décalage fréquentiel induit par la dérive des sources laser, nous prenons une marge importante sur la valeur du résidu de porteuse  $\Delta f$  dans notre étude en choisissant  $\Delta f = 100$  MHz.

# Annexe B - Liste des communications

## **Revue à comité de lecture**

L. Paillier, R. Le Bidan, J-M. Conan, G. Artaud, N. Védrenne et Y. Jaouën *Space-ground coherent optical links : ground receiver performance with adaptive optics and digital phase-locked loop*, Journal of Lightwave Technology, vol. 38, no. 20, Octobre 2020.

## **Acte de conférence**

L. Paillier, J-M Conan, R. Le Bidan, G. Artaud, N. Védrenne et Y. Jaouën *Adaptive Optics Assisted Space-Ground Coherent Optical Links : Ground Receiver Performance with Digital Phase-Locked Loop*, IEEE International Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS), Portland, Etats-Unis, 2019.

## **Présentation orale sans acte**

L. Paillier, J-M. Conan, N. Védrenne, R. Le Bidan, G. Artaud et Y. Jaouën *Impact du canal sur les transmissions satellite-sol corrigées par optique adaptative en détection cohérente*, Journées Recherche Industrie de l'Optique Adaptative , Toulouse, France, 2018

# Space-Ground Coherent Optical Links: Ground Receiver Performance With Adaptive Optics and Digital Phase-Locked Loop

Laurie Paillier<sup>1</sup>, Raphaël Le Bidan<sup>2</sup>, *Member, IEEE*, Jean-Marc Conan<sup>3</sup>, Géraldine Artaud, Nicolas Védrenne, and Yves Jaouën<sup>4</sup>

**Abstract**—In the framework of high-data-rate free-space optical low Earth orbit satellite-to-ground communication, we investigate, by means of a refined end-to-end numerical model of the link, the performance of a coherent receiver that combines an adaptive optics system and a specific digital receiver architecture. The design of a fine carrier recovery stage based on a phase-locked loop is presented and its performance is characterized. The end-to-end model includes the impact of atmospheric turbulence, adaptive optics correction, laser phase noise and of the frequency mismatch between the transmit and receiver lasers. The results show that adaptive optics coupled with classical digital phase-locked loop techniques can provide a reliable solution to the problem of carrier frequency and phase tracking in coherent satellite-to-ground optical links, after prior coarse frequency estimation. The phase-locked loop converges after a few hundreds of microseconds and accurately tracks the phase fluctuations. The residual amplitude fluctuations and laser phase noise are shown to be the dominant impairments for the link performance.

**Index Terms**—Adaptive optics, carrier synchronization, coherent receiver, digital phase-locked loop, downlink, LEO.

## I. INTRODUCTION

IN TERRESTRIAL fiber-optic communication networks, coherent optical transmissions are nowadays a key solution to reach high data rates [1]. The coupling of phase modulation and coherent detection indeed facilitates wavelength division multiplexing (WDM) and, compared to direct detection, offers higher sensitivity as well as the possibility of using high-order modulation. Free-space inter-satellite communications links already benefit from the numerous advantages of using optical transmission rather than or in addition to radio-frequency

communications, such as lower power consumption or higher bandwidth [2], particularly with coherent methods [3]. Furthermore, recent analytical [4], [5] and experimental [6], [7] studies have contributed to demonstrate the high potential of coherent receiver for high data rate satellite-to-ground communications. Several uplink, downlink or bilateral communications experiments between a ground station and low Earth orbit (LEO) and geostationary (GEO) satellites based on coherent receiver technology have already been established [8].

Both satellite-to-ground links and inter-satellite transmissions undergo strong Doppler effects due to the relative motion between the emitter and the receiver [9], [10]. This results in a possibly large frequency shift of the incoming signal with respect to the local oscillator (LO) frequency which adds up to the natural frequency drift that exists between the transmit and receive lasers. Another major impediment for coherent detection is the random phase variations caused by laser phase noise. Accurate tracking of the carrier frequency and phase mismatch is thus required for correct demodulation. For inter-satellite links, optical phase-locked loops (OPLL) have been investigated as a natural solution for carrier synchronization [11], [12]. However, in the context of space-to-ground links, the atmospheric channel introduces specific additional signal disturbances. All these impairments need to be accounted for in the receiver design for space-to-ground links.

Signal propagation through atmospheric turbulence randomly impairs, often significantly, the amplitude and phase of the optical wave [13]. As a result the mixing efficiency between the incoming signal and the LO oscillator collapses dramatically, which ultimately reduces the down-converted power. A state-of-the-art solution to mitigate the phase distortions induced by the turbulence consists in using an adaptive optics (AO) system to improve the spatial phase matching between the signals [8]. However the AO correction is not perfect and residual phase aberrations remain. Moreover, the random amplitude variations, called scintillation, also impair the received signal without being compensated for by the AO system. To design an effective carrier recovery strategy, a fine modeling of these turbulent effects is thus crucial. Previous works have studied the performance of ground-space coherent receivers based on statistical models of the turbulence [4], [14]. Their conclusions clearly show the benefits of using coherent modulation schemes in this context.

Manuscript received October 1, 2019; revised January 24, 2020 and May 28, 2020; accepted June 15, 2020. Date of publication June 18, 2020; date of current version October 15, 2020. (*Corresponding author: Laurie Paillier.*)

Laurie Paillier, Jean-Marc Conan, and Nicolas Védrenne are with the ONERA, DOTA, Paris Saclay University, F-92320 Châtillon, France (e-mail: laurie.paillier@onera.fr; jean-marc.conan@onera.fr; nicolas.vedrenne@onera.fr).

Raphaël Le Bidan is with the IMT Atlantique, Lab-STICC, UBL 29238 Brest, France (e-mail: raphael.lebidan@imt-atlantique.fr).

Géraldine Artaud is with CNES, 31400 Toulouse, France (e-mail: geraldine.artaud@cnes.fr).

Yves Jaouën is with LTCI, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, 91120 Palaiseau, France (e-mail: yves.jaouen@telecom-paris.fr).

Color versions of one or more of the figures in this article are available online at <https://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/JLT.2020.3003561

Yet open questions still remain concerning the feasibility of frequency and phase locking in the presence of realistic free-space optical (FSO) channel impairments.

A fully-analog solution combining an OPLL and an optical injection loop is presented in [9] to deal with Doppler frequency shifts up to 10 GHz for 10 Gb/s binary phase-shift keying (BPSK) transmission. However the study does not take into account the random amplitude fluctuations caused by the turbulence. Frequency and phase recovery in the digital domain by digital signal processing (DSP) techniques is another option. In [7] the authors describe a digital coherent receiver based on DSP techniques developed for fiber-optic networks, with application to a 10.45 km FSO horizontal link. Frequency offset compensation is done by performing a Fourier transform of the signal. Carrier phase synchronization relies on the Mth-power phase estimation algorithm. A similar approach to phase recovery is presented in [14]. Neither of these studies, however, specifically address the performance of the carrier synchronization algorithms.

For acquisition of signals with a possibly large initial frequency offset, as may arise in the present context, digital carrier synchronization usually proceeds in two steps [15]. First, a coarse frequency estimation stage reduces the initial frequency error to a small fraction of the symbol clock frequency, before any subsequent synchronization function can successfully begin. Ephemeride predictions may be used for this purpose, with possible assistance from a complementary feedforward frequency estimator, *e.g.* Fourier-transform based, or from a frequency-lock loop (FLL) [16]. A fine carrier recovery stage then follows, in charge of tracking the small residual frequency and phase mismatch with respect to the local oscillator during the pass of the satellite.

The objective of this paper is to provide precise performance evaluation of a coherent LEO-to-ground link, for a specific receiver architecture, by means of an end-to-end simulation model that includes fine modeling of propagation through turbulence, AO correction, laser phase noise and carrier frequency mismatch. A coherent FSO 10-Gb/s differentially-encoded BPSK system is considered. First, the design of the fine carrier recovery stage is presented. It is assumed that the initial frequency mismatch has been reduced to a residual frequency offset of no more than a few hundred of MHz by prior coarse frequency correction. Second, the performance of this architecture is evaluated using our end-to-end model.

The digital receiver architecture under consideration for fine frequency and phase tracking combines a digital phase-locked loop (DPLL) and a digital automatic gain control (AGC). The DPLL was selected as it is a reference carrier synchronization solution for RF satellite communications. One finds them in particular at the heart of the robust carrier tracking techniques used in global positioning satellite systems [17]. Feedforward synchronizers may be preferred if very high data rate and/or fast acquisition time are required. On the other hand DPLL have the ability to track any phase disturbance that may remain after coarse frequency correction, without the need for specific estimators, provided the corresponding phase error is not large.

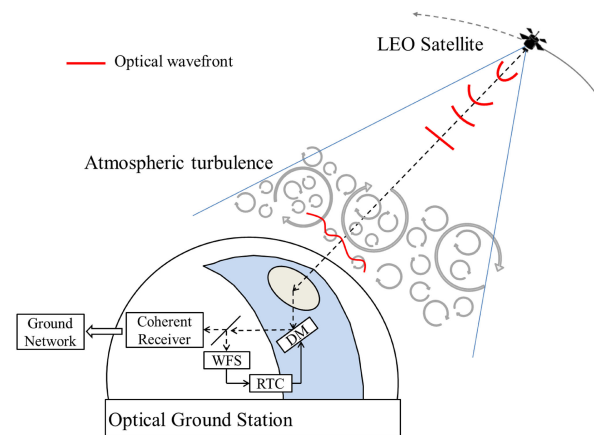


Fig. 1. General principle of a satellite-to-ground optical link with AO correction.

The paper is organized as follows. The architecture and parameters of the LEO satellite downlink and AO under consideration are introduced in Part II, followed by a description of the atmospheric channel in the presence of AO correction. The digital receiver is presented in Part III, with a focus on the architecture and design of the selected DPLL-based fine carrier recovery sub-system. Communication performance in the presence of realistic propagation impairments is investigated in Part IV. Conclusion follows in Part V.

## II. MODELING OF A COHERENT LEO-TO-GROUND LINK

### A. Overall Architecture

We consider a LEO-to-ground link having the overall architecture illustrated in Figs. 1 and 2. The transmitter at the LEO satellite is located several hundreds of km away from the optical ground station (OGS) receiver. Binary data are first differentially encoded, then transmitted with BPSK modulation of the phase of a continuous wave (CW) laser with the help of an electro-optic modulator (EOM) such as a Mach-Zehnder modulator. Compared to higher order modulation, the BPSK modulator is more convenient to integrate with the additional advantage of requiring less on-board power. The optical signal is then amplified by a booster amplifier and emitted in the direction of the OGS. The impact of the booster amplifier on the optical phase [18], [19], [20] will not be discussed in this paper. During free-space propagation through the atmosphere, the optical wave is severely degraded both in amplitude and in phase by the atmospheric turbulence.

On the ground, the incoming signal is mixed with the LO. An AO system is used to maximize the mixing efficiency and thus the down-converted coherent power by improving the spatial matching between the incoming and LO fields. In practice, the AO operates as follows [13]. A wavefront sensor (WFS) returns local information on the incoming wavefront. The WFS data are processed by the real-time computer (RTC) which controls the

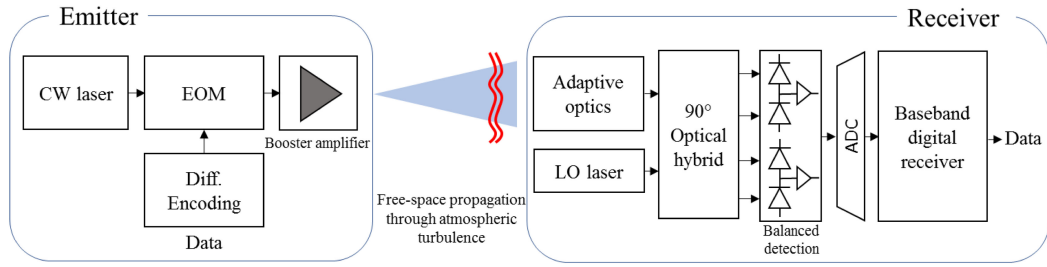


Fig. 2. Overall architecture of a LEO-to-ground communication link with coherent detection.

deformable mirror (DM) and adapts the surface of the latter so as to correct for the wavefront deformation. The resulting optical signal is then coherently detected by an intradyne receiver, sampled by an analog-to-digital converter (ADC), and demodulated by a baseband digital receiver whose architecture is described in Part III.

### B. Channel Description and Modeling

Variations of humidity and temperature in the atmosphere induce spatial and temporal random fluctuations of the refractive index of air. This phenomenon called atmospheric turbulence disturbs the amplitude and phase of the optical incident beam. The structure constant of refractive index fluctuations  $C_n^2(h)$  quantifies the local strength of the turbulence along the line of sight at different altitudes  $h$ , from the ground level to the maximum altitude  $h_{max}$  (here  $h_{max} = 20$  km). The  $C_n^2(h)$  profile used is derived from the Hufnagel-Valley profile [21] taken from the recommendation ITU-RP.1621-1. This model is parametrized by the value of the  $C_n^2$  at the ground level  $C_0$  and the high-altitude root-mean-square (RMS) wind speed parameter  $v_{RMS}$ . A Bufton wind profile [22] is considered here. The profile is defined by the wind speeds at the ground level  $v_G$  and at the tropopause  $v_T$ . The spatial coherence of the optical beam can be characterized by the Fried parameter  $r_0$ . This parameter gives information on the total turbulence strength along the line of sight. The scintillation index  $\sigma_I^2$  quantifies the point variations of power on the receiver pupil. Besides, the simulation also assumes a given outer scale  $L_0$  corresponding to the characteristic size of the larger eddies inducing the energy transfers in the atmosphere. The parameters characterizing the simulated turbulence are given in Table I. In the table, the Fried parameter and the scintillation index are given on the line-of-sight at the wavelength  $\lambda = 1550$  nm.

The turbulent parameters are chosen to simulate a representative channel using data taken from the literature [23]. We consider that the communication with the LEO satellite is established at an elevation of 20 degrees to maximize the duration of the data transmission. Realistic temporal series of the propagated complex field are obtained using the end-to-end propagation code TURANDOT developed by ONERA in cooperation with CNES [24]. In this method, the turbulent volume is sampled in discrete layers (here 35 layers) and a split-step algorithm performs Fresnel propagation between each discrete phase screen. The field entering the atmosphere at the altitude

TABLE I  
LINK CHARACTERISTICS AND TURBULENT PARAMETERS  
FOR A LEO-TO-GROUND SCENARIO

Parameters	Values
Propagation wavelength $\lambda$	1550 nm
$C_0$	$10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
RMS wind speed parameter $v_{RMS}$	$20 \text{ m s}^{-1}$
Wind speed at the ground level $v_G$	$10 \text{ m s}^{-1}$
Wind speed at the tropopause $v_T$	$20 \text{ m s}^{-1}$
Fried parameter $r_0$	0,039 m
Outer scale $L_0$	5 m
Scintillation index $\sigma_I^2$	0.684
Elevation	20 deg
Satellite transverse velocity	$6.5 \text{ km s}^{-1}$
Rx aperture diameter $D_{RX}$	50 cm

$h_{max}$  is approximated by a plane wave considering the very large propagation distance from the satellite.

The complex field received within the telescope pupil plane is then sent to an end-to-end AO simulation. We assume that the correction modes are the Zernike polynomials (here up to mode 91, that is 12 radial orders) [25], [26]. The AO simulation models a closed loop at a given sampling frequency (here 5 kHz) with a 2 frame loop delay. The chosen AO design parameters are inspired from [27] and lead to an average flux penalty of  $-4.5$  dB in the turbulent conditions described above. The WFS noise is neglected since requirements imposed by the data transmission lead to a high flux regime from the WFS point of view.

The electromagnetic field's complex amplitude of the incident beam after propagation through turbulence and correction with AO is characterized by :

$$E_{RX}(\mathbf{r}, t) = A_{TX} \exp(\chi(\mathbf{r}, t) + i\phi_{res}(\mathbf{r}, t)) \quad (1)$$

By definition of the complex amplitude [28], this equation does not include the term  $\exp(i\omega_{RX}t)$  with  $\omega_{RX}$  the wave pulsation. The factor  $A_{TX}$  is a function of the emitted power.  $\chi$  represents the log-amplitude fluctuation induced by scintillation and  $\mathbf{r}$  is the transverse two-dimensional spatial coordinate. The residual phase  $\phi_{res}$  corresponds to the residual phase perturbation due to the atmospheric turbulence  $\phi_{tur}$  after the AO phase correction  $\phi_{AO}$ :

$$\phi_{res}(\mathbf{r}, t) = \phi_{tur}(\mathbf{r}, t) - \phi_{AO}(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

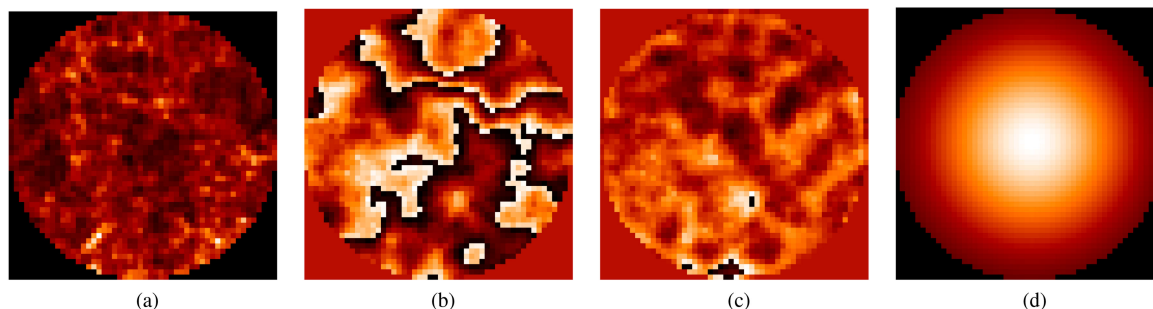


Fig. 3. (a) Pupil amplitude map due to scintillation. (b) Turbulent phase in the pupil. (c) Residual phase after AO correction. (d) Amplitude of a Gaussian mode for  $w_0 = \frac{D}{2.2}$ . The phase maps are illustrated modulo  $2\pi$ .

The complex amplitude of the LO is represented by a Gaussian mode in the aperture plane [29] :

$$E_{LO}(\mathbf{r}) = A_{LO} \exp(-\|\mathbf{r}\|^2/w_0^2) \quad (3)$$

where  $A_{LO}$  is the constant amplitude of the LO and  $w_0$  is the mode radius. The mode radius is set to  $w_0 = \frac{D}{2.2}$  to maximize the efficiency while neglecting the central obscuration influence [30]. The LO power is denoted by  $P_{LO} = \frac{|A_{LO}|^2}{2}$ . Bi-dimensional scintillation and phase maps are illustrated in Fig. 3(a) and (b). Turbulent phase residuals after AO correction is illustrated on Fig. 3(c). Fig. 3(d) shows the Gaussian distribution of the LO mode projected in the aperture plane. The mixing efficiency between the incoming signal and the Gaussian mode of the LO is affected by the residual turbulence effect after the AO compensation. The instantaneous mixing efficiency can be derived from the complex coupling defined for instance in [31]. The complex coupling is an overlap integral expressed in the aperture plane, and reads:

$$\mathcal{C}(t) = \int_P E_{LO}^*(\mathbf{r}, t) E_{RX}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (4)$$

where the pupil transmittance  $P$  is defined by

$$P(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{if } 0 \leq 2\|\mathbf{r}\| \leq D_{RX} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5)$$

One can then define an instantaneous coupling efficiency  $\rho(t)$  [29], [32] and a phase noise  $\phi(t)$  in the form:

$$\rho(t) = |\mathcal{C}(t)|^2 \quad (6)$$

$$\phi(t) = \arg(\mathcal{C}(t)) \quad (7)$$

In the remainder of this section and for the ease of exposition, the modulated phase and the frequency mismatch are purposely omitted in the expression of complex amplitudes.

### C. Impact of the Turbulence on the Complex Coupling

The simulation tool provides correlated time series of both the coupling efficiency and the turbulent induced phase noise in the considered turbulent conditions. The 2-seconds duration time series presented in this paragraph are those that will be used later in the end-to-end system simulation and performance evaluation described in part IV.

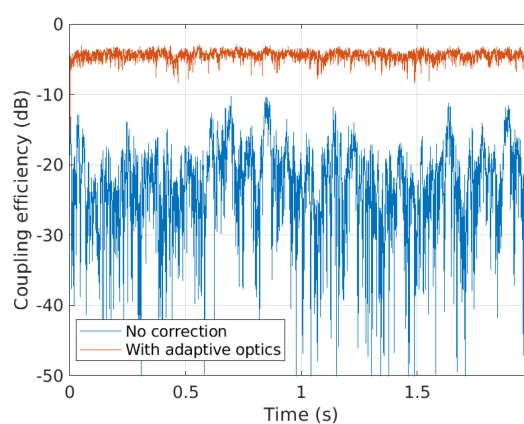


Fig. 4. Downlink 2 s duration time series of coupling efficiency. Comparison between a time series without correction and with an AO correction of 12 radial orders at the frequency of 5 kHz.

Fig. 4 presents the coupling efficiency  $\rho$  between the incident beam coming from the satellite and the local oscillator at the ground station, as defined by Eq. (6), with and without AO compensation, using the parameters described in Section II-B. As noted above, the frequency mismatch and the modulated phase are discarded, leaving only the turbulence induced fluctuations at the coherent detector output. Fig. 4 shows that the average flux penalty due to the turbulence is reduced from  $-23$  dB to  $-4.5$  dB thanks to the AO correction. Besides the cumulative density function and the probability density function (PDF) presented in Fig. 5 provide a quantification of the probability of fading occurrences and also prove that the system is effective at reducing the amplitude of the signal fluctuations.

Fig. 6(a) presents the turbulent phase noise corresponding to the atmospheric contribution to the phase noise  $\phi$  described in Eq. (7). BPSK modulation as well as other phase impairments due for instance to the Doppler effect or to the lasers instabilities are not represented here. Most of the residual phase noise after the AO correction can be attributed to the turbulent piston mode which is not corrected by traditional AO systems [33]. As shown on Fig. 6(b) the coherence time of the fluctuations is 70 ms in this case. This is slower than the phase noise fluctuations of the laser



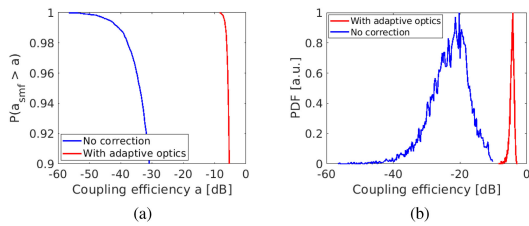


Fig. 5. Statistics of the coupled efficiency. (a) Cumulative probabilities with and without AO correction. (b) Histogram of simulated coupling efficiency with and without AO correction (arbitrary unit).

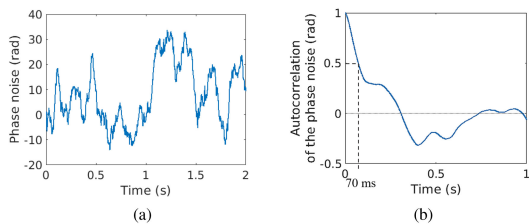


Fig. 6. (a) Downlink 2 s duration time series of phase noise with an AO correction of 12 radial orders. (b) Autocorrelation of the turbulent phase noise.

sources currently in use in terrestrial fiber networks. This is also much slower than the symbol rate of 10 Gbaud. The practical impact of turbulence phase noise on the system performance will be evaluated in Section IV-C.

### III. COHERENT DETECTION AND DIGITAL BASEBAND RECEIVER PROCESSING

The coherent optical detection front-end and digital baseband receiver architecture are introduced in part III-A, followed by a detailed description of the proposed AGC and DPLL subsystems in part III-B and III-C, respectively. A DPLL design example for FSO space-to-ground downlink communication is developed in part III-D, and validated with constant amplitude AWGN signal and laser phase noise in part III-E. Performance in the presence of turbulent amplitude fluctuations and turbulence-induced phase noise will be presented in part IV.

#### A. Coherent Intradynic Detection and Digital Receiver Architecture

As shown in Fig. 2, after AO correction, the optical signal is sent to the coherent receiver and mixed with the LO signal for frequency down-conversion. Balanced detection produces an electrical signal which is sampled and digitized at twice or more the symbol rate  $1/T$ , where  $T$  denotes the symbol duration, and subsequently processed by the baseband digital receiver whose task is to recover the data bits as reliably as possible from the received samples sequence. The baseband digital receiver under consideration has the typical structure shown in Fig. 7. Here the coarse frequency correction stage is shown as part of the digital receiver but may also be analog or hybrid, in the form, for instance, of a feedback loop with the local oscillator.

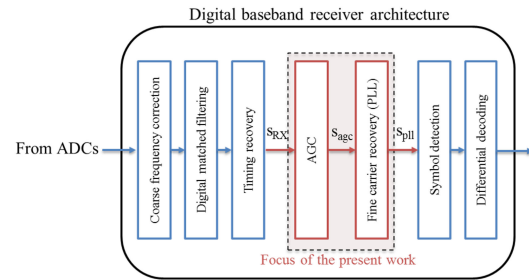


Fig. 7. Baseband digital receiver architecture under consideration.

During the pass of the satellite, the data signal experiences a frequency shift because of the Doppler effect and because of the natural frequency drift of the satellite laser source due to temperature variations for instance. The initial frequency error may be fairly large. The Doppler shift due to the relative speed of a LEO satellite with respect to the ground has been estimated in [9] to cover a total range of approximately 9 GHz (from  $-4.5$  GHz to  $4.5$  GHz). It is the task of the coarse frequency correction to reduce the initial frequency mismatch between the transmit and receiver lasers down to a small fraction of the symbol clock frequency. At such an early stage in the receiver, channel state information is hardly available and symbol timing is unknown. An estimate of the Doppler shift can be obtained from the knowledge of the satellite trajectory, similarly to what is done in inter-satellite communications. The open-loop or closed-loop robust frequency acquisition schemes developed for RF communications may be used to further refine this estimate as well as to correct for the random frequency drift of the lasers, see *e.g.* [15, Sec. 5.3] or [16]. Alternatively, full optical PLL-based Doppler shift recovery could also be considered [9]. Coarse frequency correction will not be further discussed in this study, except for considerations of residual frequency error which is assumed to be well modeled by a constant frequency offset  $\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi}$  of the same order as those encountered in inter-satellite communication [11], [34]. Hereafter a maximum frequency offset of 100 MHz will be considered.

Once coarse frequency correction has ensured that most of the received signal falls within the bandwidth of the baseband receive filters, one can proceed to digital matched-filtering, timing recovery and symbol-rate down-sampling to obtain a sequence of  $T$ -spaced complex-valued samples  $s_{RX}(k) = s_{RX,I}(k) + i s_{RX,Q}(k)$  to be delivered to the decision circuit. Timing recovery will not be investigated in the following. Assuming perfect timing synchronization and ideal end-to-end Nyquist matched-filtering, the signal model for  $s_{RX}(k)$  is

$$s_{RX}(k) \propto \sqrt{\rho(k)} \exp(i(\Delta\omega kT + \varphi_m(k) + \theta(k))) + n(k) \quad (8)$$

where  $\varphi_m(k) \in \{0, \pi\}$  accounts for BPSK modulation and  $\theta(k)$  accounts for any residual phase mismatch, including:

- the turbulent phase noise after AO correction (see Fig. 6),
- the cumulative phase noise contribution from the transmit and receive laser sources,
- the static phase offset between the two lasers.

The cumulative laser phase noise is commonly modeled as a Wiener process and its spectrum approximated by a Lorentzian shape [35]. It mainly depends on the spectral linewidth  $\Delta\nu$  of the transmit and receive lasers, which corresponds to the full width at half maximum of its spectrum. Hereafter the spectral linewidth of each laser is considered to be 100 kHz [36] so that the total spectral linewidth of the phase noise is  $\Delta\nu = 200$  kHz. The time-varying amplitude factor  $\sqrt{\rho(k)}$  can be related to the usual  $\sqrt{P_{RX}P_{LO}}$  term that appears in the coherent detection equations, with  $P_{RX}$  the received power from the satellite. One can note that the term  $\rho(k)$  corresponds to the coupling efficiency defined by Eq. (6) and illustrated in Fig. 4. In the following, the coupling efficiency  $\rho$  as well as the turbulence phase noise are supposed to be approximately constant within a symbol period  $T$ , which, according to Fig. 4 and Fig. 6, is a reasonable assumption for a 10-GBaud link. Finally,  $n(k) = n_I(k) + i n_Q(k)$  is the discrete-time complex additive noise. The LO power is assumed to be larger than the receive signal power so that shot noise dominates. Denoting by  $N_0$  the one-sided power spectral density of shot noise [37] and assuming that time shifts of the receive filter by integer multiples of the symbol period  $T$  form an orthonormal basis,  $n_I(k)$  and  $n_Q(k)$  are well-modeled as two independent, zero-mean white Gaussian random variables with variance  $N_0/2$ .

The role of the subsequent fine carrier recovery stage is to track and compensate for the residual frequency offset  $\Delta\omega$  and phase mismatch  $\theta(k)$  in Eq. (8), in order for the BPSK decision circuit to recover the data bits with minimum probability of error. Motivated by common practice in the field of RF space-to-ground satellite communication, we propose to use a DPLL for that purpose since a properly-designed DPLL has the inherent ability to track any residual phase or frequency error provided it is not too large. In the proposed receiver architecture, the DPLL is preceded by an AGC whose role is to maintain the received signal power at a constant target value. In the next sub-sections the emphasis will be placed on the design of the AGC and DPLL subsystems since both play a key role in addressing the various impairments that affect the received coherent signal.

A BPSK symbol detector and a differential decoder follow, to recover the transmitted bits from the discrete-time samples at the DPLL output. These two operations are standard practice in communication systems and will not be further discussed.

### B. Digital Automatic Gain Control Architecture

The role of the digital AGC is to maintain a constant average received signal power. A closed-loop digital AGC has been used in the present work, with the structure shown in Fig. 8.

First, the instantaneous signal power is computed and compared to the target reference power  $P_{\text{Ref}}$  to form the driving error signal

$$e(k) = P_{\text{Ref}} - |s_{\text{agc}}(k)|^2 \quad (9)$$

A unit average power  $P_{\text{Ref}} = 1$  was chosen as reference. The error signal  $e(k)$  is weighted by a constant factor  $G_0 > 0$  which plays the role of the loop filter here, and then passed through a

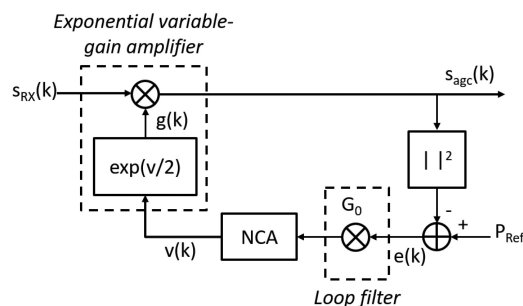


Fig. 8. Block diagram of the digital automatic gain control loop.

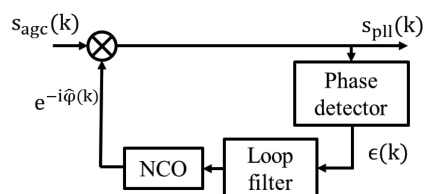


Fig. 9. Block diagram of the digital phase locked loop.

linear numerically controlled amplifier (NCA) implemented as a unit-gain first-order integrator with transfer function  $1/(z-1)$ . The linear NCA is followed by an exponential transform to create a variable-gain amplifier with exponential gain control characteristic  $g(k) = \exp(v(k)/2)$ , where  $v(k)$  is the linear gain control voltage at the output of the NCA. The exponential characteristic ensures that the acquisition time only depends on the loop parameters, and not on the dynamics of the input signal [38]. The gain factor  $g(k)$  is finally applied to the received sample  $s_{RX}(k)$  to regulate the signal level fluctuations. In our experiments, the AGC gain was set to  $G_0 = 0.1$  as a trade-off between stability and convergence speed of the loop.

In the absence of additive noise, the complex signal at the output of the AGC loop can be written as:

$$s_{\text{agc}}(k) = A_{\text{agc}}(k) \exp(i(\varphi_m(k) + \varphi(k))) \quad (10)$$

with  $\varphi(k) = \Delta\omega kT + \theta(k)$  the total phase offset to be recovered by the fine carrier recovery stage.

### C. Digital Phase-Locked Loop Architecture

The purpose of the DPLL is to generate a discrete-time replica signal whose phase and frequency are synchronized with the incoming signal. The DPLL does this by driving to zero the tracking error  $\Delta\varphi = \varphi - \hat{\varphi}$  between the phase  $\varphi$  of the incoming signal from the AGC and the phase estimate  $\hat{\varphi}$  computed by the DPLL. Fig. 9 shows the block diagram of the DPLL. The loop consists of 3 sub-blocks: a phase detector, a loop filter, and a numerically-controlled oscillator (NCO).

The phase detector (PD) sub-block in Fig. 9 aims at estimating the tracking error  $\Delta\varphi(k) = \varphi(k) - \hat{\varphi}(k)$  for the  $k$ th sample. The optimal non-data-aided maximum a posteriori (MAP) PD for closed-loop estimation of an unknown carrier phase offset



affecting a BPSK modulated signal is [39]:

$$\epsilon(k) = s_{\text{pll},Q}(k) \tanh(s_{\text{pll},I}(k)) \quad (11)$$

with

$$s_{\text{pll},I}(k) = A_{\text{agc}} \cos(\varphi_m(k) + \Delta\varphi(k)) \quad (12)$$

$$s_{\text{pll},Q}(k) = A_{\text{agc}} \sin(\varphi_m(k) + \Delta\varphi(k)) \quad (13)$$

in the absence of noise. Ideal AGC is assumed in the above signal model, so that  $A_{\text{agc}}(k) = \sqrt{P_{\text{Ref}}} = A_{\text{agc}} \forall k$ . The impact of non-ideal AGC on the DPLL design is discussed later in part III-D. In the remainder of this paper, we have chosen to work with the low signal-to-noise ratio (SNR) approximation of the optimal MAP PD obtained from  $\tanh(x) \approx x$  and which reads [40]:

$$\epsilon(k) = s_{\text{pll},I}(k) s_{\text{pll},Q}(k) \quad (14)$$

The latter is commonly referred to as *Costas-type* or  $I \times Q$  PD as it mimics the operation of an analog Costas loop. This choice for the PD was motivated by the desire to capitalize on the significant amount of literature and results available for performance analysis of Costas-type PLLs in both the linear and non-linear regimes, as well as to ensure robust operation of the DPLL in the presence of fading. From Eq. (12), (13) and (14), one obtains that the Costas-type PD has a sinusoidal S-curve characteristic with period  $\pi$ , since:

$$\epsilon(k) = \frac{A_{\text{agc}}^2}{2} \sin(2(\varphi_m(k) + \Delta\varphi(k))) \quad (15)$$

$$= \frac{K_d}{2} \sin(2\Delta\varphi(k)) \quad (16)$$

where  $K_d = A_{\text{agc}}^2$  is the phase detector gain. From (16), a linear approximation of the Costas-type PD output valid for small tracking error  $\Delta\varphi(k)$  is

$$\epsilon(k) \approx K_d \Delta\varphi(k) \quad (17)$$

The output of the PD is smoothed by a second-order loop filter having gains  $K_1$  and  $K_2$  and discrete-time transfer function:

$$F(z) = K_1 \left( 1 + \frac{K_2}{z-1} \right) \quad (18)$$

The loop filter output is used to drive the NCO which generates in turn a replica whose phase is close to that of the incoming signal. Here the NCO is implemented as a unit-gain, first-order integrator with transfer function  $1/(z-1)$  followed by a discrete-time complex phase rotator.

Designing the DPLL requires choosing the gain coefficients  $K_d$ ,  $K_1$  and  $K_2$ . Since for the Costas-type PD we have  $K_d = A_{\text{agc}}^2$ , knowledge of the average incoming signal power is thus required in the DPLL design. A unit average power will be assumed in the remainder of this paper, an hypothesis reinforced by the digital AGC front-end, resulting in  $K_d = 1$ . Then only  $K_1$  and  $K_2$  need to be specified. To this end, it is common practice to assume that the DPLL operates in steady-state tracking mode, with a tracking error  $\Delta\varphi$  small enough that the DPLL can be described as a linear system whose transfer function can be calculated. One can then resort to three intermediate variables that have more physical relevance, namely: the damping factor  $\xi$ , the

loop noise-equivalent bandwidth  $B_L$ , and the natural frequency  $\omega_n$ . Those parameters were originally introduced for analog PLLs [41]. By transposing this approach to the digital domain and from the linear approximation (17) of the Costas-type PD, we obtain the following discrete-time equivalent formulas for our three parameters of interest

$$B_L T = \frac{1}{4}(K + K_2) = \frac{K}{4} \left( 1 + \frac{1}{4\xi^2} \right) \quad (19)$$

$$\xi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{K}{K_2}} \quad (20)$$

$$\omega_n T = \sqrt{K K_2} = \frac{K}{2\xi} \quad (21)$$

where  $K = K_d K_1 K_0$  denotes the global loop gain. As noted in [41] the analog formulas are good approximations for the DPLL parameters as long as  $\omega_n$  is small compared to the sampling rate  $1/T$ . It is common practice to assign the value  $\xi = \frac{1}{\sqrt{2}}$  to the damping factor as a good trade-off between stability of the loop and speed of convergence [41]. DPLL design then reduces to selecting an appropriate value for the normalized loop bandwidth  $B_L T$ , or equivalently for the normalized natural frequency  $\omega_n T$  (the two parameters play an equivalent role in the design, albeit with different physical interpretation), to obtain the corresponding loop gain  $K_1$  and  $K_2$ . We shall now briefly sketch one possible way to proceed for the present communication scenario.

#### D. DPLL Design Example

Having set  $\xi = \frac{1}{\sqrt{2}}$ , we are left with two degrees-of-freedom in the DPLL design: choice of the loop equivalent bandwidth  $B_L$ , and choice of the sampling rate  $1/T$ . The later is often primarily governed by hardware considerations. In the following, we make the usual assumption that the DPLL sampling rate is equal to the symbol rate, 10 Gbaud in the present case. Given the sampling rate, the choice of the loop equivalent bandwidth  $B_L$  is driven by several considerations:

- 1) ensuring that the DPLL can lock onto the maximum residual frequency offset expected after coarse frequency correction, with an acquisition time much smaller than the ground station acquisition time, which is in the order of a few seconds;
- 2) limiting the BER penalty due to residual tracking errors at the DPLL output;
- 3) preventing as much as possible cycle slipping and loss of lock during the satellite pass

The design procedure to be described below prioritizes design objective 2), and also objective 3) but to a lesser extent. In the presence of additive white gaussian noise, the tracking error or phase jitter  $\Delta\varphi$  at the DPLL output is a random process whose variance  $\sigma_{\Delta\varphi}^2$  at high enough SNR is given by [39]

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \frac{B_L T}{E_S/N_0} \times \left( 1 + \frac{1}{2E_S/N_0} \right) \quad (22)$$

This expression assumes a locked DPLL operating in steady-state condition so that the linear approximation (17) of the

PD output holds.  $E_s/N_0$  is the electrical SNR, with  $E_s$  the average received energy per symbol and  $N_0$  the one-sided noise power spectral density. One recognizes in the first term of (22) the Cramer-Rao bound (CRB) for closed-loop estimation of an unknown phase offset affecting a constant amplitude sinusoidal signal without phase modulation:

$$\sigma_{CRB}^2 = \frac{B_L T}{E_s/N_0} \quad (23)$$

BPSK modulation induces a penalty on the previous bound, the so-called squaring-loss penalty, which for the Costas-type PD is reflected into the second factor in (22) [39]. Laser phase noise also has an impact on the phase jitter, translating into an additional term in  $\sigma_{\Delta\varphi}^2$  which becomes [42]:

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2 = \frac{B_L T}{E_s/N_0} \times \left(1 + \frac{1}{2E_s/N_0}\right) + \pi\Delta\nu T \left(\frac{1 + \frac{1}{4\xi^2}}{4B_L T}\right) \quad (24)$$

Following the conclusions obtained in Part II, we assume that the turbulence-induced phase noise has negligible contribution in the total phase jitter compared to the other noise sources. From (24) one observes that setting  $B_L$  is the result of a trade-off between improving the tracking capability of the laser phase noise fluctuations and reducing the DPLL sensitivity to additive noise. Phase jitter increases the probability of loss of lock and simultaneously degrades the BER performance by introducing a random phase offset at the decision point. By designing the DPLL so that the total phase jitter does not exceed a certain maximum angle, one may limit these detrimental effects.

Given a statistical model for the distribution  $f(\Delta\varphi)$  of the phase jitter, one possible way to proceed is to first evaluate the average theoretical BER in the presence of random tracking errors at the DPLL output as

$$\bar{P}_b = \mathbb{E}_{\Delta\varphi} [P_b(\Delta\varphi)|\Delta\varphi] = \int_0^{2\pi} P_b(\Delta\varphi) f(\Delta\varphi) d(\Delta\varphi) \quad (25)$$

with  $P_b(\Delta\varphi)$  the analytical BER in the presence of a static phase offset  $\Delta\varphi$ . Note that  $\bar{P}_b$  is a function of the SNR  $E_s/N_0$  and jitter noise variance  $\sigma_{\Delta\varphi,\max}^2$ . Different jitter variances will result in different average BER at a given SNR, or, equivalently, in different SNR values (or different SNR penalties with respect to the performance without phase jitter) at a given BER. One may then 1) decide a target BER and maximum tolerable SNR penalty at this BER from design or system requirements, 2) use Eq. (25) to convert this maximum tolerable SNR penalty at the target BER into a maximum tolerable jitter variance  $\sigma_{\Delta\varphi,\max}^2$  at the DPLL output, and 3) set  $B_L$  accordingly from (24). For the present design example, the target BER after demodulation was set to  $10^{-4}$  to ensure Quasi-Error-Free performance after forward-error correction [43, Table I]. For differentially-encoded BPSK in AWGN, this corresponds to an operating SNR  $E_s/N_0 \approx 8$  dB (see ‘‘AWGN channel’’ curve in Fig. 15). A maximum tolerable SNR penalty due to phase jitter of 0.1 dB was selected, to illustrate the principle, and a Tikhonov distribution was assumed for the phase jitter statistics [44]. Then Eq. (25) gives us a maximum tolerable jitter variance  $\sigma_{\Delta\varphi,\max}^2 = 0.02 \text{ rad}^2$ , or equivalently a maximum standard deviation  $\sigma_{\Delta\varphi,\max} = 8^\circ$ . Considering a

TABLE II  
PHASE-LOCKED LOOP MAIN PARAMETERS

Parameters	Values
$T$	0.1 ns
Damping factor	$\frac{1}{\sqrt{2}}$
Loop bandwidth $B_L$	12 MHz
$K_1$	$3.2 \cdot 10^{-3}$
$K_2$	$1.6 \cdot 10^{-3}$
Sampling rate	10 GHz

accumulated 3-dB laser linewidth  $\Delta\nu = 200$  kHz, we find from (24) that a noise-equivalent bandwidth  $B_L = 12$  MHz is needed, yielding the DPLL configuration in Table II.

Once a value for  $B_L$  has been obtained, we have to make sure that it meets all other requirements, in particular design objective 1). We first note that  $B_L = 12$  MHz corresponds to a natural frequency  $\omega_n = 22.6 \times 10^6$  rad/s. The condition  $\omega_n \ll 1/T$  required for designing the DPLL based on formulas initially derived for analog PLLs is thus fulfilled. A second-order analog PLL with Costas-type PD and perfect integrator in the loop filter is known to have infinite hold-in range and pull-in range (in the absence of Doppler rate), which means that the loop is theoretically able to compensate for any initial frequency offset provided it is given enough time to do so. Caution is required, though, when transposing these notions to the digital domain. Considering a Costas-type PD, a DPLL will no longer be able to accurately track the error and eventually lose lock if the phase jump between two successive samples exceeds  $\pi/2$ . This translates into a maximum frequency offset of 2.5 GHz in the present configuration, which is far beyond the expected residual frequency mismatch. More meaningful is the pull-in time, which is a good measure of the time required by the loop to establish the lock. Adopting the same approach as before and transposing the pull-in time definition for analog loops into the digital domain [41], we obtain the following acquisition time prediction for an initial frequency offset  $\frac{\Delta\omega}{2\pi}$ :

$$T_p = \frac{2\Delta\omega^2}{\xi\omega_n^3} \quad (26)$$

which, in the present case, gives  $T_p \approx 96 \mu\text{s}$  for a frequency offset of 100 MHz. This is much shorter than the ground station acquisition time, in the order of a few seconds. In addition to conditioning the acquisition range and convergence speed of the loop, the normalized loop bandwidth  $B_L T$  also determines to a large extent the sensitivity of the loop to cycle slips caused by noise. For the present design,  $B_L T = 0.0012$  which is small enough to reasonably assume that the probability of cycle slips occurrence during the satellite pass is close to zero. Mathematical analysis of cycle-slipping is notoriously difficult. An estimate of the average mean time  $T_c$  between slips for a DPLL with a period- $p$  sinusoidal S-curve, valid at low SNR, is provided in [45] as

$$T_c = \frac{\pi}{4B_L} \exp\left(\frac{p^2}{\pi^2 \sigma_{\Delta\varphi}^2}\right) \quad (27)$$

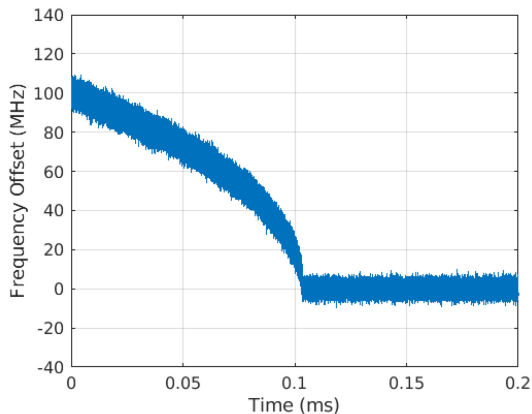


Fig. 10. Frequency offset evolution during lock-in at SNR  $E_s/N_0 = 8$  dB.

which gives  $T_c \approx 3.4 \times 10^{14}$  s for the present design, suggesting comfortable margin.

Several final comments are in order here. First, assuming a DPLL running at a sampling rate of 10 GHz might appear somewhat optimistic in view of current hardware capabilities. Practical implementation may operate at 1 GHz or even slower, by adapting the DPLL design accordingly, albeit with inferior acquisition and tracking capabilities. In particular the loop bandwidth  $B_L$  will have to be increased accordingly and the corresponding impact on the system performance needs to be assessed. Second, the DPLL design method described previously assumes a unitary PD gain  $K_d = 1$ , and thus a constant (short-term) average received power as a consequence of the choice of a Costas-type PD. A digital AGC precedes the DPLL to reinforce this assumption. However, in practice the AGC is not perfect and additive noise remains so that the received power still fluctuates. In the case of strong residual fluctuations, the DPLL performance is hard to predict without resorting to end-to-end simulations similar to the one used in part IV. We note from (19) that fading will reduce the loop bandwidth  $B_L$ , which enhances AWGN robustness but also increases phase noise sensitivity at the same time. Fading will also increase the convergence time  $T_p$ . One of the main reasons for selecting a Costas-type PD was its proven optimality (at low SNR). The latter however assumes constant-amplitude BPSK signals in AWGN. More robust PD may thus exist, with better performance in the presence of random, time-varying amplitude variations. A possible alternative could be the arctan PD  $\epsilon(k) = \arctan(s_{\text{pll},Q}(k)/s_{\text{pll},I}(k))$  which is independent of the signal level. Other approaches such as variable-bandwidth PLLs based on Kalman filters are discussed in [17]. We leave here this question open for further work.

#### E. PLL Characterization Without Turbulence

Fig. 10 shows the acquisition phase of the presented system in the presence of AWGN only, at an SNR of 8 dB. Here, the loop locks onto an initial frequency offset  $\Delta f = 100$  MHz after  $104 \mu\text{s}$ . The DPLL is thus able to acquire the target frequency shift in a reasonable time compared to the ground

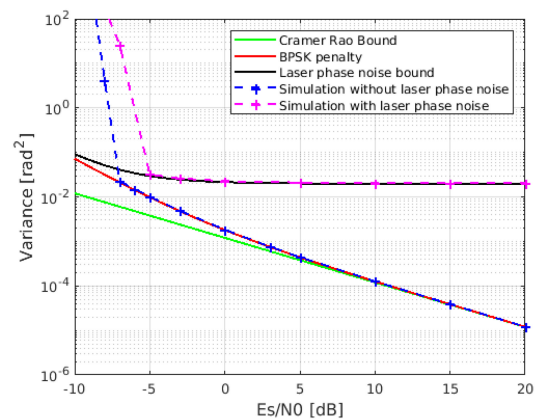


Fig. 11. Variance of the tracking error at the DPLL output as a function of SNR, with and without laser phase noise ( $\Delta\nu = 200$  kHz), and comparison with the theoretical bounds (initial frequency offset  $\Delta f = 100$  MHz).

station acquisition time. Furthermore and as expected, the measured acquisition time is in accordance with the prediction  $T_p \approx 96 \mu\text{s}$  obtained from Eq. (27).

To validate further the behavior of the DPLL, we have plotted in Fig. 11 the tracking error variance  $\sigma_{\Delta\varphi}^2$  as a function of SNR in steady-state performance (transients occurring during the acquisition period have been excluded from the calculation) with and without laser phase noise. In both cases, we first note the existence of a minimum SNR value, here around  $-7$  dB for AWGN only, and  $-5$  dB for AWGN and laser phase noise, under which the DPLL is unable to lock and becomes unstable. Above this critical SNR value, the measured tracking error variance quickly converges towards the theoretical bound given by Eq. (22) and (24). This validates our design. At SNR values lower than the critical SNR, the previous design assumptions and formulas no longer apply since the DPLL operates in a highly non-linear regime and proves to be unable to reach a stable state. However we do not expect the system to operate in such conditions.

#### IV. SYSTEM PERFORMANCE WITH ADAPTIVE OPTICS

Having validated the proposed fine carrier recovery subsystem in the ideal case of a BPSK modulated signal impaired by AWGN and laser phase noise only, we now investigate its robustness in more realistic propagation conditions based on the FSO link model described in Section II, more precisely on the simulated time series obtained after AO correction and presented in Figs. 4 and 6, respectively. First the role of the AGC loop in such an uncertain environment is highlighted. Then we characterize the convergence and tracking performance of the DPLL in the presence of residual amplitude fluctuations, turbulent phase noise and laser phase noise. We finally evaluate the BER performance of the overall transmission system.

##### A. Fluctuations Mitigation With Automatic Gain Control

The main purpose of the digital AGC is to compensate for the slow residual amplitude fluctuations caused by atmospheric

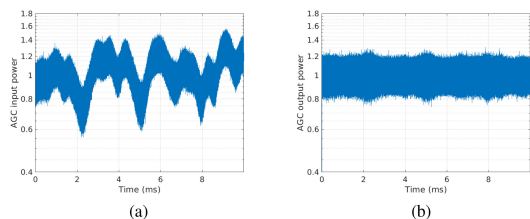


Fig. 12. 10 ms duration time series of the AGC (a) input and (b) output power at an average SNR of 30 dB (value chosen for illustration purpose only).

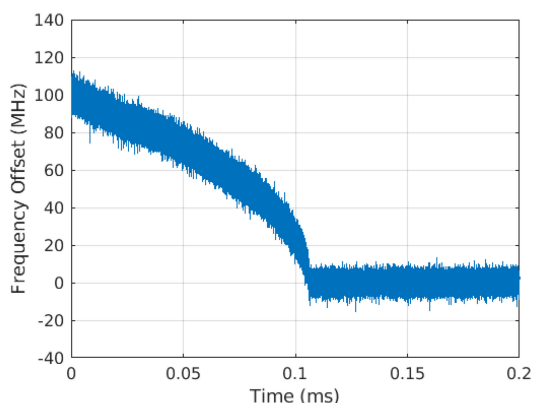


Fig. 13. Frequency error during the lock-in process. Temporal series with a mean SNR of 8 dB.

turbulence that remain after AO correction. A unit target reference power  $P_{Ref} = 1$  is used in the loop so as to match the assumption of unit phase detector  $K_d = 1$  used in the DPLL design (see Section III-C.D), thereby ensuring that the loop will run in nominal operating conditions. Fig. 12 shows the impact of the AGC on the received signal power variations. Note that the multiplicative gain of the AGC loop impacts equally the signal and the noise. In particular, during fades, both the signal and the noise are amplified.

### B. Digital Frequency Shift Compensation

After the AGC loop the signal is sent to the PLL. Fig. 13 presents the acquisition step of the PLL at an average SNR of 8 dB. The initial frequency offset between the incoming signal and the LO was set to 100 MHz again. It is interesting to note that despite the residual amplitude fluctuations, the theoretical prediction still applies since the DPLL requires again  $T_p \approx 106 \mu\text{s}$  only to converge. This confirms that with proper prior AO correction and AGC compensation, the proposed digital PLL can maintain very short lock-in time compared to the ground station acquisition time even in turbulent conditions.

Fig. 14 shows the evolution of the variance of the tracking error at the DPLL output (excluding the acquisition period) with and without laser phase noise, as a function of the average SNR on the overall time series. The results are compared to the theoretical expressions given in Eq. (22) and in Eq. (24)

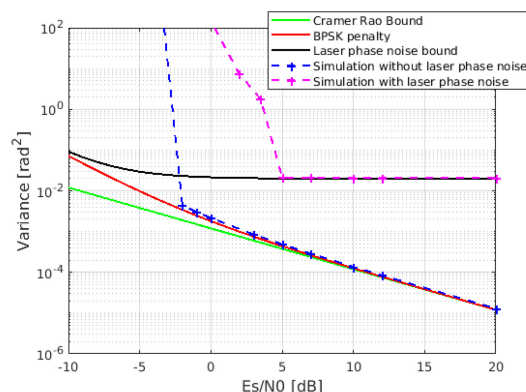


Fig. 14. Tracking error variance at the DPLL output as a function of average SNR for an initial frequency offset  $\Delta f = 100$  MHz and the 2 s-duration time series, with and without laser phase noise ( $\Delta\nu = 200$  kHz).

which were derived for a constant amplitude signal and analog loop. The main impact of fading is to increase the minimal critical SNR value under which the DPLL becomes unstable. By comparing Figs. 11 and 14, the penalty is approximately 5 dB with turbulence only, and is more important, around 10 dB, in the presence of laser phase noise. In all cases, however, the results closely match the corresponding bounds at average SNRs of 8 dB and higher. This proves that the DPLL is able to maintain the lock and accurately track the residual phase fluctuations even in the presence of turbulence.

### C. Impact of Turbulent Phase Noise After Adaptive Optics Correction

The simulation presented in Fig. 14 has been done in the presence of the residual amplitude fluctuations and turbulent phase noise after AO correction. We observe that the tracking error variance measured at the DPLL output is superimposed on the theoretical bound at high SNR which proves that the turbulent phase noise has no impact on the results.

### D. BER Performance

After the DPLL, BPSK symbol detection is performed, followed by differential decoding in order to remove the phase ambiguity which may subsist when the PLL locks onto an incorrect phase due to the rotational symmetry of the PSK constellation. Fig. 15 shows the simulated BER performance of the space-to-ground downlink for the 2 s-duration time series presented in Figs. 4 and 6(a). The frequency offset was set to 100 MHz. The BER is calculated once convergence is obtained. The results are compared with and without laser phase noise, to assess the impact of the latter. For reference purpose we have also included the performance over AWGN without frequency offset, with and without laser phase noise again. Also shown is the performance obtained in the presence of turbulence only, without frequency offset nor laser phase noise. We first note that the BER performance is virtually the same with and without frequency offset. This demonstrates the capability of the selected digital



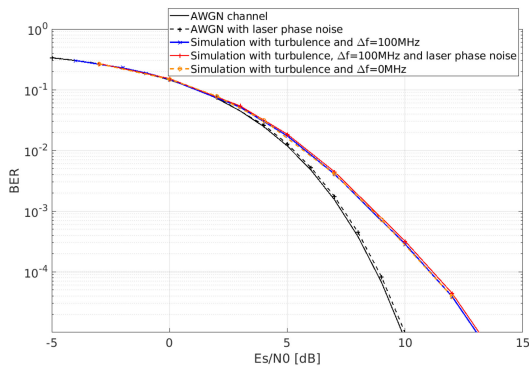


Fig. 15. BER performance as a function of the average SNR.

fine carrier recovery solution to correct for the target frequency offset without BER penalty. By comparing the performance with and without turbulence, all other things being equal, the residual fading caused by atmospheric turbulence result in a 2.3 dB power penalty at a  $\text{BER} = 10^{-4}$ . Finally, an SNR gap of about 0.1 dB is observed between the performance with and without laser phase noise at  $10^{-4}$ , either in AWGN only or in the presence of turbulence, thereby validating the design method suggested in Part III.D.

## V. CONCLUSION

Coherent receivers are gradually emerging as a key enabler for high-data-rate communications not only in fiber-optics networks but also in free-space optical communications. In this paper, we have investigated end-to-end link modeling and digital receiver design for a particular example of receiver architecture, for coherent 10 Gb/s BPSK LEO satellite-to-ground FSO transmission in the presence of realistic atmospheric turbulence, AO correction, laser phase noise and frequency mismatch. At the ground station, AO correction is used to improve the mixing efficiency of the incoming signal with the LO and to achieve an average flux penalty of -4.5 dB. The impact of the propagation and AO correction on the phase noise has also been characterized. The design of a fine carrier recovery stage which combines an AGC with a DPLL is described in order to recover from the frequency offset and track residual phase variations after intradyne detection. The overall system performance has been characterized based on realistic time series of a representative LEO-to-ground link with AO correction obtained from end-to-end simulations in the presence of laser phase noise and frequency offset.

The digital receiver is able to acquire and track a frequency offset of 100 MHz in approximately  $100 \mu\text{s}$ , a reasonable amount of time compared to the few seconds required for establishing the satellite link. This compensation is done without BER penalty with respect to the ideal case of a perfectly synchronized LO. We however show that amplitude fluctuations degrade the BER performance. We also demonstrate that the turbulent phase noise has negligible impact on the carrier synchronization process. The laser phase noise is the predominant source of phase error. Its impact on the BER performance can be contained through careful PLL design or by the use of higher-quality lasers.

For the specific receiver taken here as an example, the total power penalty induced by turbulence and laser phase noise at a  $\text{BER} = 10^{-4}$  is approximately 2.4 dB.

This paper therefore shows that AO coupled with a classical, DPLL-based carrier recovery stage can be a simple, robust solution to the problem of carrier frequency and phase tracking in coherent satellite-to-ground FSO links.

Here a DPLL was chosen as an example but the previous conclusion is expected to extend to other standard algorithms as well, *e.g.* feedforward estimators. In particular, the performance and robustness of the open-loop carrier synchronization algorithms currently in use in fiber-optics networks could be investigated. In addition, one could investigate the requirements on the fading amplitude, and thus on the AO system design, so that the digital receiver operates properly. Different requirements may arise, depending on the selected DSP algorithms. Also, the DPLL was specifically designed for BPSK modulation in this work. The same methodology can however be extended to higher-modulation formats by modifying accordingly the phase detector function within the loop. Finally, this work assumed ideal timing recovery. In practice the latter will also be impaired by the Doppler effect and by the signal fading prompting the need for robust digital symbol synchronization algorithms.

## ACKNOWLEDGMENT

This work was conducted in the framework of a PhD thesis co-funded by ONERA and CNES.

## REFERENCES

- [1] P. J. Winzer, D. T. Neilson, and A. R. Chraplyvy, "Fiber-optic transmission and networking: The previous 20 and the next 20 years," *Opt. Express*, vol. 26, no. 18, pp. 24 190–24 239, 2018.
- [2] H. Kaushal and G. Kaddoum, "Optical communication in space: Challenges and mitigation techniques," *IEEE Commun. Surv. Tut.*, vol. 19, no. 1, pp. 57–96, Jan.-Mar. 2016.
- [3] F. Heine, G. Mühlwinkel, H. Zech, S. Philipp-May, and R. Meyer, "The european data relay system, high speed laser based data links," in *Proc. 7th IEEE Adv. Satellite Multimedia Sys. Conf. 13th Signal Proc. Space Commun. Workshop*, 2014, pp. 284–286.
- [4] A. Belmonte and J. M. Kahn, "Capacity of coherent free-space optical links using atmospheric compensation techniques," *Opt. Express*, vol. 17, no. 4, pp. 2763–2773, 2009.
- [5] A. Belmonte and J. M. Kahn, "Satellite downlink coherent laser communications," in *Proc. Opt. Wireless Commun.*, 2016, pp. 325–343.
- [6] R. Mata-Calvo *et al.*, "Optical technologies for very high throughput satellite communications," in *Proc. Free-Space Laser Commun. XXXI*, 2019, Art. no. 109100W.
- [7] P. Conroy, J. Surof, J. Poliak, and R. Mata-Calvo, "Demonstration of 40 gbaud intradyne transmission through worst-case atmospheric turbulence conditions for geostationary satellite uplink," *Appl. Opt.*, vol. 57, no. 18, pp. 5095–5101, 2018.
- [8] K. Saucke *et al.*, "The tessat transportable adaptive optical ground station," in *Proc. Int. Conf. Space Opt.*, 2016, vol. 9739, Art. no. 973906.
- [9] Y. Shoji, M. J. Fice, Y. Takayama, and A. J. Seeds, "A pilot-carrier coherent leo-to-ground downlink system using an optical injection phase lock loop (OIPLL) technique," *J. Lightw. Technol.*, vol. 30, no. 16, pp. 2696–2706, Aug. 2012.
- [10] W. Rosenkranz and S. Schaefer, "Receiver design for optical inter-satellite links based on digital signal processing," in *Proc. 18th IEEE Int. Conf. Transparent Opt. Netw.*, 2016, pp. 1–4.
- [11] T. Ando, E. Haraguchi, K. Tajima, Y. Hirano, T. Hanada, and S. Yamakawa, "Coherent homodyne receiver with a compensator of doppler shifts for inter orbit optical communication," in *Proc. Free-Space Laser Commun. Technol. XXIII*, 2011, vol. 7923, Art. no. 79230J.

- [12] S. Schaefer, M. Gregory, and W. Rosenkranz, "Numerical investigation of a free-space optical coherent communication system based on optical phase-locked loop techniques for high-speed intersatellite data transmission," in *Proc. 16th VDE-ITG Symp. Photon. Netw.*, 2015, pp. 69–74.
- [13] F. Roddier, *Adaptive Optics in Astronomy*. Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 1999.
- [14] E. A. Valencia, "Atmospheric compensation experiments on free-space optical coherent communication systems," Ph.D. dissertation, Univ. Barcelona, Catalonia, Spain, 2015.
- [15] U. Mengali and A. N. D'Andrea, *Synchronization Techniques for Digital Receivers*. Norwell, MA, USA: Kluwer, 1997.
- [16] D. Divsalar, "Frequency correction," *Autonomous Software-Defined Radio Receivers for Deep Space Applications*, vol. 13, pp. 63–83, 2006.
- [17] J. A. López-Salcedo, J. A. Del Peral-Rosado, and G. Seco-Granados, "Survey on robust carrier tracking techniques," *IEEE Commun. Surv. Tut.*, vol. 16, no. 2, pp. 670–688, Apr./Jun. 2014.
- [18] L. Moller, "Novel aspects of spectral broadening due to fiber amplifier phase noise," *J. Quantum Electron.*, vol. 34, no. 9, pp. 1554–1558, 1998.
- [19] E. Rochat and R. Dandliker, "New investigations on the effect of fiber amplifier phase noise," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 7, no. 1, pp. 49–54, Jan./Feb. 2001.
- [20] I. Ricciardi, S. Mosca, P. Maddaloni, L. Santamaria, M. De Rosa, and P. De Natale, "Phase noise analysis of a 10 Watt Yb-doped fibre amplifier seeded by a 1-Hz-linewidth laser," *Opt. Express*, vol. 21, no. 12, pp. 14 618–14 626, 2013.
- [21] G. C. Valley, "Isoplanatic degradation of tilt correction and short-term imaging systems," *Appl. Opt.*, vol. 19, no. 4, pp. 574–577, Feb. 1980.
- [22] J. L. Bufton, "Comparison of vertical profile turbulence structure with stellar observations," *Appl. Opt.*, vol. 12, no. 8, pp. 1785–1793, 1973.
- [23] T. D. K. Kudielka and E. Fischer, "Numerical prediction and experimental validation of irradiance fluctuations in a pre-compensated optical feeder link," in *Proc. Int. Conf. Space Opt.*, 2019, Art. no. 111805N.
- [24] N. Védrenne *et al.*, "Turbulence effects on bi-directional ground-to-satellite laser communication systems," presented at the in Proc. IEEE Int. Conf. Space Opt. Syst. Appl., 2012.
- [25] R. J. Noll, "Zernike polynomials and atmospheric turbulence," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 66, no. 3, pp. 207–211, Mar. 1976.
- [26] N. A. Roddier, "Atmospheric wavefront simulation using Zernike polynomials," *Opt. Eng.*, vol. 29, no. 10, pp. 1174–1181, 1990.
- [27] N. Védrenne, J.-M. Conan, C. Petit, and V. Michau, "Adaptive optics for high data rate satellite to ground laser link," in *Proc. Free-Space Laser Commun. Atmospheric Propag. XXVIII*, 2016, Art. no. 97390E.
- [28] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. 6th ed. New York, NY, USA: Pergamon, 1980.
- [29] S. Shaklan and F. Roddier, "Coupling starlight into single-mode fiber optics," *Appl. Opt.*, vol. 27, no. 11, pp. 2334–2338, 1988.
- [30] B. J. Klein and J. J. Degnan, "Optical antenna gain. 1: Transmitting antennas," *Appl. Opt.*, vol. 13, no. 9, pp. 2134–2141, 1974.
- [31] K. A. Winick, "Atmospheric turbulence-induced signal fades on optical heterodyne communication links," *Appl. Opt.*, vol. 25, no. 11, pp. 1817–1825, Jun. 1986.
- [32] R. E. Wagner and W. J. Tomlinson, "Coupling efficiency of optics in single-mode fiber components," *Appl. Opt.*, vol. 21, no. 15, pp. 2671–2688, 1982.
- [33] C. Robert, J.-M. Conan, and P. Wolf, "Impact of turbulence on high-precision ground-satellite frequency transfer with two-way coherent optical links," *Phys. Rev. A*, vol. 93, Mar. 2016, Art. no. 033860.
- [34] S. Schaefer, M. Gregory, and W. Rosenkranz, "Coherent receiver design based on digital signal processing in optical high-speed intersatellite links with m-phase-shift keying," *Opt. Eng.*, vol. 55, no. 11, 2016, Art. no. 111614.
- [35] K. Ho, *Phase Modulated Optical Communication System*. Berlin, Germany: Springer, 2005.
- [36] S. Saliba and R. Scholten, "Linewidths below 100 kHz with external cavity diode lasers," *Appl. Opt.*, vol. 48, no. 36, pp. 6961–6966, 2009.
- [37] J. R. Barry and E. A. Lee, "Performance of coherent optical receivers," *Proc. IEEE*, vol. 78, no. 8, pp. 1369–1394, Aug. 1990.
- [38] J. Ohlson, "Exact dynamics of automatic gain control," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 22, no. 1, pp. 72–75, Jan. 1974.
- [39] M. Simon and J. Hamkins, "Carrier synchronization," *Auton. Softw.-Defined Radio Receivers Deep Space Appl.*, vol. 13, pp. 227–270, 2006.
- [40] M. Simon, "On the optimality of the map estimation loop for carrier phase tracking BPSK and QPSK signals," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 27, no. 1, pp. 158–165, Jan. 1979.
- [41] F. M. Gardner, *Phaselock Techniques*. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 2005.
- [42] T. G. Hodgkinson, "Phase-locked-loop analysis for pilot carrier coherent optical receivers," *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 25, pp. 1202–1203, 1985.
- [43] E. Agrell and M. Secondini, "Information-theoretic tools for optical communications engineers," in *Proc. IEEE Photon. Conf.*, 2018, pp. 1–5.
- [44] V. Tikhonov, "The effect of noise on phase-lock oscillation operation," *Automatika i Telemekhanika*, vol. 20, no. 9, pp. 1188–1196, 1959.
- [45] T. Jesupret, M. Moeneclaey, and G. Ascheid, *Digital Demodulator Synchronization - Performance Analysis*. European Space Agency, Final Report ESTEC Contract 8437/89/NL/RE, Jun. 1991.

**Laurie Paillier** received her M. Sc. in Optics Engineering at the Télécom Saint-Etienne Engineering School, Saint-Etienne, France, in 2017. She is currently pursuing her PhD in Optical Telecommunication at ONERA, the French Aerospace Lab, and the Institut Polytechnique de Paris, France, in collaboration with Télécom Paris, IMT-Atlantique and CNES. Her research focuses on space-to-ground optical coherent links using adaptive optics.

**Raphaël Le Bidan** (Member, IEEE) received the Eng. Degree in Telecommunications and the M. Sc. Degree in Electrical Eng. from the Institut National des Sciences Appliquées (INSA), Rennes, France, in June 2000, and the Ph. D. degree in Electrical Eng. from the INSA, Rennes, in November 2003. Since December 2003, he has been working as an Associate Professor at IMT Atlantique (formerly ENST Bretagne), in the Signal & Communications dept. Current research interests focus on forward error correction and digital receiver design for coherent fiber and free-space optical transmission systems.

**Jean-Marc Conan** received the Ph.D. degree from Institut d'Optique Graduate School, France, in 1994. He has been working for more than 20 years in the High Angular Resolution unit of ONERA, the French Aerospace Lab, on modeling of turbulence optical effects, optimal control for adaptive optics, and wide field tomographic adaptive optics. Originally interested in astronomical imaging, he now explores other applications that benefit from this background: impact of turbulence on ground-space optical links for either high capacity telecommunications or high precision frequency transfer.

**Géraldine Artaud** has been working for CNES since 2006. She is working on space to earth high data rate communications in RF and optics. She is involved in the study of future systems using optical data transmissions for space. She is the responsible at CNES of the DOMINO demonstrator.

**Nicolas Védrenne** received the Ph.D degree from Nice-Sophia Antipolis University, France, in 2008. He is the Manager of the High Angular Resolution unit of ONERA, the French Aerospace Lab. His research topics are optical wave propagation and adaptive optics. He was in charge of the development of TURANDOT, the wave optics code dedicated to the simulation of atmospheric turbulence on ground-satellite laser links. He is in charge of the FEEDELIO project for ESA aiming at the experimental demonstration of the pre-compensation by adaptive optics for GEO feeder links.

**Yves Jaouën** received the Ph.D degree in Physics from Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications (ENST), Paris, France in 1993. He joined the Communications and Electronic dept of Telecom Paris in 1982 where he is now a Professor. His present researches include high bit rate coherent optical communication systems, new characterization techniques for advanced photonic devices, high power fiber lasers, fiber optics and remote sensing. He is author or co-author of more 230 papers in journals and communications.



# Références

- Agrawal, G. P. (2012). *Fiber-optic communication systems*, volume 222. John Wiley & Sons.
- Agrell, E. and Secondini, M. (2018). Information-theoretic tools for optical communications engineers. In *2018 IEEE Photonics Conference (IPC)*, pages 1–5. IEEE.
- Ali, I., Al-Dhahir, N., and Hershey, J. E. (1998). Doppler characterization for LEO satellites. *IEEE transactions on communications*, 46(3) :309–313.
- Alonso, A., Reyes, M., and Sodnik, Z. (2004). Performance of satellite-to-ground communications link between artemis and the optical ground station. In *Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems VII*, volume 5572, pages 372–383. International Society for Optics and Photonics.
- Ando, T., Haraguchi, E., Tajima, K., Hirano, Y., Hanada, T., and Yamakawa, S. (2011). Coherent homodyne receiver with a compensator of doppler shifts for inter orbit optical communication. In *Free-Space Laser Communication Technologies XXIII*, volume 7923, page 79230J. International Society for Optics and Photonics.
- Anzuola Valencia, E. (2015). *Atmospheric compensation experiments on free-space optical coherent communication systems*. PhD thesis, Universitat Politècnica de Catalunya.
- Araki, T. (2016). Digital coherent receiver technique for onboard receiver of future optical data relay system. In *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXVIII*, volume 9739, page 973919. International Society for Optics and Photonics.
- Arimoto, Y., Toyoshima, M., Toyoda, M., Takahashi, T., Shikatani, M., and Araki, K. (1995). Preliminary result on laser communication experiment using engineering test satellite-VI (ETS-VI). In *Free-Space Laser Communication Technologies VII*, volume 2381, pages 151–158. International Society for Optics and Photonics.
- Artaud, G., Benammar, B., Jouglet, D., Canuet, L., and Lacan, J. (2019). Impact of molecular absorption on the design of free space optical communications. In *International Conference on Space Optics—ICSO 2018*, volume 11180, page 111801F. International Society for Optics and Photonics.



- Ascheid, G. and Meyr, H. (1982). Cycle slips in phase-locked loops : A tutorial survey. *IEEE transactions on communications*, 30(10) :2228–2241.
- Barry, J., Lee, E., and Messerschmitt, D. (2012). *Digital communication, 3rd edition*. Springer Science & Business Media.
- Barry, J. R. and Lee, E. A. (1990). Performance of coherent optical receivers. *Proceedings of the IEEE*, 78(8) :1369–1394.
- Belmonte, A. and Kahn, J. M. (2008). Performance of synchronous optical receivers using atmospheric compensation techniques. *Optics express*, 16(18) :14151–14162.
- Belmonte, A. and Kahn, J. M. (2009). Capacity of coherent free-space optical links using atmospheric compensation techniques. *Optics express*, 17(4) :2763–2773.
- Belmonte, A. and Kahn, J. M. (2016). Satellite downlink coherent laser communications. In *Optical Wireless Communications*, pages 325–343. Springer.
- Besson, O., Ghogho, M., and Swami, A. (1999). Parameter estimation for random amplitude chirp signals. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 47(12) :3208–3219.
- Blanchard, A. (1976). *Phase-locked loops : application to coherent receiver design*. John Wiley & Sons.
- Born, M., Wolf, E., et al. (1980). Principles of optics.
- Buften, J. L. (1973). Comparison of vertical profile turbulence structure with stellar observations. *Applied optics*, 12(8) :1785–1793.
- Caillault, K. (2017). Etude de la transmission optique à travers les nuages et les aérosols. Technical report.
- Calvo, R. M., Poliak, J., Sufof, J., Reeves, A., Richerzhagen, M., Kelemu, H. F., Barrios, R., Carrizo, C., Wolf, R., Rein, F., et al. (2019). Optical technologies for very high throughput satellite communications. In *Free-Space Laser Communications XXXI*, volume 10910, page 109100W. International Society for Optics and Photonics.
- Canuet, L. (2018). *Fiabilisation des transmissions optiques satellite-sol*. PhD thesis.
- Caplan, D. O. (2007). Laser communication transmitter and receiver design. *Journal of Optical and Fiber Communications Reports*, 4(4-5) :225–362.
- Chen, C.-C. and Gardner, C. S. (1989). Impact of random pointing and tracking errors on the design of coherent and incoherent optical intersatellite communication links. *IEEE transactions on Communications*, 37(3) :252–260.
- Cheng, H., Li, Y., Zhang, F., Wu, J., Lu, J., Zhang, G., Xu, J., and Lin, J. (2013). Pilot-symbols-aided cycle slip mitigation for DP-16QAM optical communication systems. *Optics express*, 21(19) :22166–22172.

- Ciblat, P., Loubaton, P., Serpedin, E., and Giannakis, G. B. (2002). Performance analysis of blind carrier frequency offset estimators for noncircular transmissions through frequency-selective channels. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 50(1) :130–140.
- Conan, J.-M. (1994). *Etude de la correction partielle en optique adaptative*. PhD thesis, Paris 11.
- Conan, J.-M., Rousset, G., and Madec, P.-Y. (1995). Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence. *JOSA A*, 12(7) :1559–1570.
- Conradi, J. (2002). Bandwidth-efficient modulation formats for digital fiber transmission systems. In *Optical Fiber Telecommunications IV-B*, pages 862–901. Elsevier.
- Conroy, P., Surof, J., Poliak, J., and Calvo, R. M. (2018). Demonstration of 40 GBaud intradyne transmission through worst-case atmospheric turbulence conditions for geostationary satellite uplink. *Applied optics*, 57(18) :5095–5101.
- Costas, J. P. (1956). Synchronous communications. *Proceedings of the IRE*, 44(12) :1713–1718.
- Degnan, J. J. and Klein, B. J. (1974). Optical antenna gain. 2 : Receiving antennas. *Applied optics*, 13(10) :2397–2401.
- Demerle, M., Madec, P., and Rousset, G. (1994). Servo-loop analysis for adaptive optics. In *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 423, page 73.
- Dessenne, C. (1998). *Commande modale et prédictive en optique adaptative*. PhD thesis, Paris 7.
- Divsalar, D. (2006). Frequency correction. *Autonomous Software-Defined Radio Receivers for Deep Space Applications*, page 63.
- Edwards, B. L., Robinson, B., Biswas, A., and Hamkins, J. (2015). An overview of NASA’s latest efforts in optical communications. In *2015 IEEE International Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS)*, pages 1–8. IEEE.
- Egan, W. F. (2007). *Phase-lock basics*. John Wiley & Sons.
- Eruo, L., Gardner, F., and Harris, F. (1993). Interpolation in digital modems part-II : Fundamentals and performance. *IEEE Trans. Comm.*, 41(6) :998–1008.
- Fitz, M. P. and Lindsey, W. C. (1992). Decision-directed burst-mode carrier synchronization techniques. *IEEE transactions on communications*, 40(10) :1644–1653.
- Fried, D. L. (1966). Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures. *JOSA*, 56(10) :1372–1379.
- Friis, H. T. (1946). A note on a simple transmission formula. *Proceedings of the IRE*, 34(5) :254–256.

- Fuchs, C., Poulenard, S., Perlot, N., Riedi, J., and Perdigues, J. (2017). Optimization and throughput estimation of optical ground networks for LEO-downlinks, GEO-feeder links and GEO-relays. In *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXIX*, volume 10096, page 1009612. International Society for Optics and Photonics.
- Fusco, T. (2000). *Correction partielle et anisoplanetisme en Optique Adaptative : traitements a posteriori et Optique Adaptative Multiconjuguée*. PhD thesis, Nice.
- Gardner, F. (1986). A BPSK/ QPSK timing-error detector for sampled receivers. *IEEE Transactions on communications*, 34(5) :423–429.
- Gardner, F. M. (2005). *Phaselock techniques*. John Wiley & Sons.
- Gardner, M. F. (1993). Interpolation in digital modems-part I : Fundamentals. *IEEE Trans. Commun.*, 41(3) :501–507.
- Ghogho, M., Nandi, A. K., and Swami, A. (1999). Cramer-Rao bounds and maximum likelihood estimation for random amplitude phase-modulated signals. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 47(11) :2905–2916.
- Ghogho, M. and Swami, A. (1998). Non-efficiency of the non-linear least squares estimator of polynomial phase signals in colored noise. In *Conference Record of Thirty-Second Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers*, volume 2, pages 1447–1451. IEEE.
- Goldfarb, G. and Li, G. (2006). BER estimation of QPSK homodyne detection with carrier phase estimation using digital signal processing. *Optics express*, 14(18) :8043–8053.
- Gregory, M., Troendle, D., Muehlnikel, G., Heine, F., Meyer, R., Lutzer, M., and Czichy, R. (2013). Three years coherent space to ground links : performance results and outlook for the optical ground station equipped with adaptive optics. In *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXV*, volume 8610, page 861004. International Society for Optics and Photonics.
- Heine, F., Mühlhnikel, G., Zech, H., Philipp-May, S., and Meyer, R. (2014). The European Data Relay System, high speed laser based data links. In *2014 7th Advanced Satellite Multimedia Systems Conference and the 13th Signal Processing for Space Communications Workshop (ASMS/SPSC)*, pages 284–286. IEEE.
- Hemmati, H. (2009). *Near-earth laser communications - Chapitre 2*. CRC press.
- Ho, K.-P. (2005). *Phase-modulated optical communication systems*. Springer Science & Business Media.
- Hodgkinson, T. (1985). Phase-locked-loop analysis for pilot carrier coherent optical receivers. *Electronics Letters*, 21(25) :1202–1203.
- Ip, E., Lau, A. P. T., Barros, D. J., and Kahn, J. M. (2008). Coherent detection in optical fiber systems. *Optics express*, 16(2) :753–791.

- Jesupret, T., Moeneclaey, M., and Ascheid, G. (1991). Digital demodulator synchronization. *ESTEC Contract*, (8437/89).
- Jhaidri, M. A. (2017). *Techniques de synchronisation à très faible SNR pour des applications satellites*. PhD thesis.
- Jono, T., Takayama, Y., Shiratama, K., Mase, I., Demellenne, B., Sodnik, Z., Bird, A., Toyoshima, M., Kunimori, H., Giggenbach, D., et al. (2007). Overview of the inter-orbit and the orbit-to-ground laser communication demonstration by OICETS. In *Free-Space Laser Communication Technologies XIX and Atmospheric Propagation of Electromagnetic Waves*, volume 6457, page 645702. International Society for Optics and Photonics.
- Kahn, J. M. (2006). Modulation and detection techniques for optical communication systems. In *Coherent Optical Technologies and Applications*, page CThC1. Optical Society of America.
- Kahn, J. M. and Ho, K.-P. (2004). Spectral efficiency limits and modulation/detection techniques for DWDM systems. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 10(2) :259–272.
- Kalman, E. R. (1955). Phase-plane analysis of automatic control systems with nonlinear gain elements. *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, Part II : Applications and Industry*, 73(6) :383–390.
- Kaplan, E. and Hegarty, C. (2005). *Understanding GPS : principles and applications*. Artech house.
- Kaushal, H. and Kaddoum, G. (2016). Optical communication in space : Challenges and mitigation techniques. *IEEE communications surveys & tutorials*, 19(1) :57–96.
- Kikuchi, K. (2010). Coherent optical communications : Historical perspectives and future directions. In *High Spectral Density Optical Communication Technologies*, pages 11–49. Springer.
- Kikuchi, K. (2015). Fundamentals of coherent optical fiber communications. *Journal of Lightwave Technology*, 34(1) :157–179.
- Klein, B. J. and Degnan, J. J. (1974). Optical antenna gain. 1 : Transmitting antennas. *Applied optics*, 13(9) :2134–2141.
- Kolmogorov, A. N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Cr Acad. Sci. URSS*, 30 :301–305.
- Kudielka, K., Fischer, E., and Dreischer, T. (2019). Numerical prediction and experimental validation of irradiance fluctuations in a pre-compensated optical feeder link. In *International Conference on Space Optics—ICSO 2018*, volume 11180, page 111805N. International Society for Optics and Photonics.
- Leeb, W. R. (1989). Degradation of signal to noise ratio in optical free space data links due to background illumination. *Applied Optics*, 28(16) :3443–3449.

- Leven, A., Kaneda, N., Koc, U.-V., and Chen, Y.-K. (2007). Frequency estimation in intradyne reception. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(6) :366–368.
- Lindsey, W. C. and Simon, M. K. (1991). *Telecommunication systems engineering*. Courier Corporation.
- Ling, F. (2017). *Synchronization in digital communication systems*. Cambridge University Press.
- Lopez-Salcedo, J. A., Del Peral-Rosado, J. A., and Seco-Granados, G. (2013). Survey on robust carrier tracking techniques. *IEEE Communications Surveys & Tutorials*, 16(2) :670–688.
- Ma, J., Ma, L., Yang, Q., and Ran, Q. (2015). Statistical model of the efficiency for spatial light coupling into a single-mode fiber in the presence of atmospheric turbulence. *Applied Optics*, 54(31) :9287–9293.
- Maire, J. (2007). *Modélisation des effets optiques de la turbulence atmosphérique pour les grands télescopes et les observations à Haute Résolution Angulaire*. PhD thesis.
- Martin, J. and Flatté, S. M. (1988). Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-D random media. *Applied Optics*, 27(11) :2111–2126.
- Mazzenga, F. and Corazza, G. E. (1998). Blind least-squares estimation of carrier phase, doppler shift, and doppler rate for m-PSK burst transmission. *IEEE Communications Letters*, 2(3) :73–75.
- McGlamery, B. L. (1976). Computer simulation studies of compensation of turbulence degraded images. In *Image processing*, volume 74, pages 225–233. International Society for Optics and Photonics.
- McKilliam, R. G., é Pollok, A., Cowley, W., Clarkson, I. V. L., and Quinn, B. G. (2014). Carrier phase and amplitude estimation for phase shift keying using pilots and data. *IEEE transactions on signal processing*, 62(15) :3976–3989.
- Mengali, U. and D’Andrea, A. N. (1997). *Synchronization techniques for digital receivers*. Kluwer Academic Publishers.
- Messerschmitt, D. (1979). Frequency detectors for PLL acquisition in timing and carrier recovery. *IEEE Transactions on Communications*, 27(9) :1288–1295.
- Meyr, H., Moeneclaey, M., and Fechtel, S. (1997). *Digital communication receivers : synchronization, channel estimation, and signal processing*. John Wiley & Sons, Inc.
- Middlestead, R. W. (2017). *Digital communications with emphasis on data modems : Theory, analysis, design, simulation, testing, and applications*. John Wiley & Sons.
- Morelli, M. and Mengali, U. (1998). Feedforward frequency estimation for PSK : A tutorial review. *European Transactions on Telecommunications*, 9(2) :103–116.

- Mueller, K. and Muller, M. (1976). Timing recovery in digital synchronous data receivers. *IEEE transactions on communications*, 24(5) :516–531.
- Natali, F. (1984). AFC tracking algorithms. *IEEE Transactions on Communications*, 32(8) :935–947.
- Neichel, B. (2008). *Study of distant galaxies and tomographic adaptive optics for the ELTs*. PhD thesis, Université Paris-Diderot - Paris VII.
- Noll, R. J. (1976). Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *JOSA*, 66(3) :207–211.
- Ohlson, J. (1974). Exact dynamics of automatic gain control. *IEEE Transactions on Communications*, 22(1) :72–75.
- OneWeb (2020). <https://www.oneweb.world/>.
- Paillier, L., Le Bidan, R., Conan, J.-M., Artaud, G., Vedrenne, N., and Jaouen, Y. (2020). Space-ground coherent optical links : Ground receiver performance with adaptive optics and digital phase-locked loop. *Journal of Lightwave Technology*.
- Petit, C., Védrenne, N., Velluet, M.-T., Michau, V., Artaud, G., Samain, E., and Toyoshima, M. (2016). Investigation on adaptive optics performance from propagation channel characterization with the small optical transponder. *Optical Engineering*, 55(11) :111611.
- Poulenard, S., Mège, A., Fuchs, C., Perlot, N., Riedi, J., and Perdignes, J. (2017). Digital optical feeder links system for broadband geostationary satellite. In *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXIX*, volume 10096, page 1009614. International Society for Optics and Photonics.
- Proakis, J. (1968). Probabilities of error for adaptive reception of M-phase signals. *IEEE Transactions on Communication Technology*, 16(1) :71–81.
- Proakis, J. G. and Salehi, M. (2001). *Digital communications*, volume 4. McGraw-hill New York.
- Rife, D. and Boorstyn, R. (1974). Single tone parameter estimation from discrete-time observations. *IEEE Transactions on information theory*, 20(5) :591–598.
- Robert, C., Conan, J.-M., and Wolf, P. (2016). Impact of turbulence on high-precision ground-satellite frequency transfer with two-way coherent optical links. *Physical Review A*, 93(3) :033860.
- Roddier, F. (1981). The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy. *Progress in optics (Vol. 19, pp. 281-376)*.
- Roddier, F. (1999). *Adaptive optics in astronomy*. Cambridge university press.
- Roddier, F., Gilli, J., and Lund, G. (1982). On the origin of speckle boiling and its effects in stellar speckle interferometry. *Journal of Optics*, 13(5) :263.

- Rosenkranz, W. and Schaefer, S. (2016). Receiver design for optical inter-satellite links based on digital signal processing. In *2016 18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, pages 1–4. IEEE.
- Ruilier, C. and Cassaing, F. (2001). Coupling of large telescopes and single-mode waveguides : application to stellar interferometry. *JOSA A*, 18(1) :143–149.
- Saathof, R., den Breeje, R., Klop, W., Kuiper, S., Doelman, N., Pettazzi, F., Vosteen, A., Truyens, N., Crowcombe, W., Human, J., et al. (2017). Optical technologies for terabit/s-throughput feeder link. In *2017 IEEE International Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS)*, pages 123–129. IEEE.
- Saliba, S. D. and Scholten, R. E. (2009). Linewidths below 100 kHz with external cavity diode lasers. *Applied optics*, 48(36) :6961–6966.
- Saucke, K., Seiter, C., Heine, F., Gregory, M., Tröndle, D., Fischer, E., Berkefeld, T., Feriencik, M., Feriencik, M., Richter, I., et al. (2016). The Tesat transportable adaptive optical ground station. In *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXVIII*, volume 9739, page 973906. International Society for Optics and Photonics.
- Savory, S. J. (2010). Digital coherent optical receivers : Algorithms and subsystems. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 16(5) :1164–1179.
- Schaefer, S., Gregory, M., and Rosenkranz, W. (2015). Numerical investigation of a free-space optical coherent communication system based on optical phase-locked loop techniques for high-speed intersatellite data transmission. In *Photonic Networks ; 16. ITG Symposium*, pages 1–6. VDE.
- Schaefer, S., Gregory, M., and Rosenkranz, W. (2016). Coherent receiver design based on digital signal processing in optical high-speed intersatellite links with M-phase-shift keying. *Optical Engineering*, 55(11) :111614.
- Selmi, M., Jaouen, Y., and Ciblat, P. (2009). Accurate digital frequency offset estimator for coherent PolMux QAM transmission systems. In *2009 35th European Conference on Optical Communication*, pages 1–2. IEEE.
- Shaklan, S. and Roddier, F. (1988). Coupling starlight into single-mode fiber optics. *Applied Optics*, 27(11) :2334–2338.
- Shoji, Y., Fice, M. J., Takayama, Y., and Seeds, A. J. (2012). A pilot-carrier coherent LEO-to-ground downlink system using an optical injection phase lock loop (OIPLL) technique. *Journal of lightwave technology*, 30(16) :2696–2706.
- Simon, M. (1979). On the optimality of the MAP estimation loop for carrier phase tracking BPSK and QPSK signals. *IEEE Transactions on Communications*, 27(1) :158–165.
- Simon, M. K. and Hamkins, J. (2006). Carrier synchronization. *Autonomous Software-Defined Radio Receivers for Deep Space Applications*, page 227.

- Takenaka, H., Koyama, Y., Akioka, M., Kolev, D., Iwakiri, N., Kunimori, H., Carrasco-Casado, A., Munemasa, Y., Okamoto, E., and Toyoshima, M. (2016). In-orbit verification of small optical transponder (SOTA) : evaluation of satellite-to-ground laser communication links. In *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXVIII*, volume 9739, page 973903. International Society for Optics and Photonics.
- Tatarski, V. (1961). Wave propagation in a turbulent medium.
- Telesat (2020). <https://www.telesat.com/services/leo/why-leo>.
- Tikhonov, V. (1959). The effect of noise on phase-lock oscillation operation. *Automatika i Telemekhanika*, 20(9) :1188–1196.
- Toyoshima, M. (2005). Trends in satellite communications and the role of optical free-space communications. *Journal of Optical Networking*, 4(6) :300–311.
- Toyoshima, M., Takenaka, H., Shoji, Y., Takayama, Y., Koyama, Y., and Kunimori, H. (2012). Results of Kirari optical communication demonstration experiments with NICT optical ground station (KODEN) aiming for future classical and quantum communications in space. *Acta Astronautica*, 74 :40–49.
- Valencia, E. A. (2015). *Atmospheric compensation experiments on free-space optical coherent communication systems*. PhD thesis, Universitat Politècnica de Catalunya.
- Valley, G. C. (1980). Isoplanatic degradation of tilt correction and short-term imaging systems. *Applied Optics*, 19(4) :574–577.
- Védrenne, N., Conan, J., Velluet, M., Sechaud, M., Toyoshima, M., Takenaka, H., Guérin, A., and Lacoste, F. (2012). Turbulence effects on bi-directional ground-to-satellite laser communication systems. In *Proc. Int. Conf. Sp. Opt. Syst. Appl*, volume 12.
- Védrenne, N., Conan, J.-M., Petit, C., and Michau, V. (2016). Adaptive optics for high data rate satellite to ground laser link. In *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXVIII*, volume 9739, page 97390E. International Society for Optics and Photonics.
- Vertigo (2020). <http://www.space-vertigo.eu/>.
- Viswanath, A., Jain, V. K., and Kar, S. (2015). Analysis of earth-to-satellite free-space optical link performance in the presence of turbulence, beam-wander induced pointing error and weather conditions for different intensity modulation schemes. *IET Communications*, 9(18) :2253–2258.
- Viterbi, A. and Viterbi, A. (1983). Nonlinear estimation of PSK-modulated carrier phase with application to burst digital transmission. *IEEE Transactions on Information theory*, 29(4) :543–551.
- Wagner, R. E. and Tomlinson, W. J. (1982). Coupling efficiency of optics in single-mode fiber components. *Applied optics*, 21(15) :2671–2688.



- Wang, Y., Serpedin, E., and Ciblat, P. (2003a). Optimal blind carrier recovery for MPSK burst transmissions. *IEEE Transactions on Communications*, 51(9) :1571–1581.
- Wang, Y., Serpedin, E., and Ciblat, P. (2003b). Optimal blind nonlinear least-squares carrier phase and frequency offset estimation for general QAM modulations. *IEEE Transactions on Wireless Communications*, 2(5) :1040–1054.
- Ward, P. W., Betz, J. W., Hegarty, C. J., and Kaplan, E. D. (2006). Satellite signal acquisition, tracking, and data demodulation. *Understanding GPS : principles and applications*, pages 153–241.
- Williams, W. D., Collins, M., Boroson, D. M., Lesh, J., Biswas, A., Orr, R., Schuchman, L., and Sands, O. S. (2007). RF and optical communications : A comparison of high data rate returns from deep space in the 2020 timeframe.
- Winick, K. A. (1986). Atmospheric turbulence-induced signal fades on optical heterodyne communication links. *Applied optics*, 25(11) :1817–1825.
- Winzer, P. J. (2003). Optical transmitters, receivers, and noise. *Wiley Encyclopedia of Telecommunications*.
- Winzer, P. J., Neilson, D. T., and Chraplyvy, A. R. (2018). Fiber-optic transmission and networking : the previous 20 and the next 20 years. *Optics express*, 26(18) :24190–24239.
- Wright, M. W., Morris, J. F., Kovalik, J. M., Andrews, K. S., Abrahamson, M. J., and Biswas, A. (2015). Adaptive optics correction into single mode fiber for a low earth orbiting space to ground optical communication link using the OPALS downlink. *Optics Express*, 23(26) :33705–33712.
- Yamashita, S. and Okoshi, T. (1994). Suppression of beat noise from optical amplifiers using coherent receivers. *Journal of lightwave technology*, 12(6) :1029–1035.
- Zhou, X. (2016). Carrier recovery in coherent optical communication systems. *Enabling Technologies for High Spectral-Efficiency Coherent Optical Communication Networks*, chap. 11.



**Titre :** Architecture de récepteur cohérent pour les liens optiques satellite-sol avec optique adaptative

**Mots clés :** Turbulence atmosphérique, détection cohérente, traitement numérique du signal, optique adaptative.

**Résumé :** L'émergence et la multiplication de moyens d'observation du sol de résolution croissante et de réseaux de télécommunication spatiaux à très haut débit pour l'internet globalisé rendent nécessaire d'accroître la capacité de transmission de données entre l'espace et le sol de plusieurs ordres de grandeur. Les liens optiques, avec des débits de plusieurs dizaines de Gbps par canal, constituent une solution à très fort potentiel si les techniques de modulation de phase exploitées dans les réseaux fibrés peuvent y être appliquées.

L'enjeu de cette thèse est d'investiguer le recours à des méthodes de modulation de phase pour des liens optiques satellite-sol en prenant en compte les spécificités propres à l'application : bruits de phase des lasers, effet Doppler, et impact de la propagation à travers la turbulence atmosphérique corrigée par optique adaptative pour maximiser l'efficacité de la détection cohérente.

Dans ce but, une simulation complète d'une transmission cohérente BPSK a été développée incluant les étapes de propagation à travers l'atmosphère, de détection et de démodulation.

En s'appuyant sur cet outil, nous avons proposé deux architectures de récepteur numérique : l'une exploitant une boucle à verrouillage de phase, l'autre reposant sur une synchronisation en boucle ouverte. La méthodologie de conception développée à cette occasion permet de réduire l'impact du bruit de phase des lasers sur la précision de synchronisation, ce terme restant néanmoins prépondérant.

L'étude menée montre que les deux architectures présentent des performances comparables en termes de précision de synchronisation, de seuil de convergence et de taux d'erreur dans différentes conditions de turbulence. Les performances en taux d'erreur obtenues soulignent l'importance de la qualité de la correction par optique adaptative. Une confirmation par modélisation du faible impact du bruit de phase turbulent sur la performance est apportée. Ces travaux laissent envisager la possibilité d'un accroissement très significatif du débit atteignable pour des liens de télémesure cohérents dans le cas de l'emploi de constellations d'ordre supérieur (QPSK et au-delà) associé à une correction par optique adaptative de bonne qualité.

**Title :** Architecture of a coherent receiver for satellite-to-ground links with adaptive optics

**Keywords :** Atmospheric turbulence, coherent detection, digital signal processing, adaptive optics.

**Abstract :** Both the increasing imaging resolution of earth observation satellites and the advent of a space-based globalized internet are currently urging for very high data rate transmissions between space and ground. With the promise to provide tens of Gbps per channel, optical links may become a major breakthrough technology, assuming that the technological assets developed for the fibered networks can be exploited. Especially, phase modulation techniques have demonstrated their tremendous efficiency for fibered networks.

The aim of this thesis was to investigate the feasibility of their transposition to the case of satellite-to-ground optical links, accounting for their specificities: laser phase noise, Doppler effect, and the impact of propagation through the turbulent atmosphere and its correction by adaptive optics to maximize coherent detection efficiency.

To investigate the main limitations of such a BPSK modulated coherent link, I developed a tool performing a detailed simulation of the data

transmission process. It includes the beam propagation through the atmosphere, the atmospheric disturbances correction by adaptive optics, and the synchronization step necessary to recover the modulated phase.

We investigated two architectures of digital receiver: one based on a phase-locked loop, and the other one based on an open loop approach. We formalized a design methodology to reduce the impact of laser phase noise on the accuracy of synchronization. Laser phase noise remains however the main contributor to the residual phase error.

The two architectures achieve comparable performance in terms of residual phase error, convergence threshold and error rate. The impact of atmospheric turbulence and its correction by adaptive optics was investigated for different turbulence conditions. As expected, the importance of the quality of the adaptive optics correction is highlighted. We confirm by modeling the limited impact of turbulent phase noise on the performance. This work opens prospects for a strong increase in the achievable bit rate for coherent telemetry links when using higher-order constellations (QPSK and beyond).