



Apport des photodiodes à avalanche HgCdTe pour la télédétection du CO₂ atmosphérique par lidar DIAL à 2 micromètres

Arnaud Dumas

► To cite this version:

Arnaud Dumas. Apport des photodiodes à avalanche HgCdTe pour la télédétection du CO₂ atmosphérique par lidar DIAL à 2 micromètres. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLX105 . tel-01504398

HAL Id: tel-01504398

<https://pastel.hal.science/tel-01504398>

Submitted on 10 Apr 2017

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.

NNT : 201XSACLX105

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Ecole doctorale n°129
Sciences de l'Environnement d'Île-de-France
Spécialité de doctorat : Physique
par

M. ARNAUD DUMAS

Apport des photodiodes à avalanche HgCdTe pour la
télédétection du CO₂ atmosphérique par lidar DIAL à 2 µm

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 1^{er} décembre 2016.

Composition du Jury :

M. JACQUES PELON	Directeur de recherche CNRS-LATMOS	(Président du jury)
M. DIDIER TIPHÈNE	Astronome Observatoire de Paris	(Rapporteur)
M. PATRICK RAIROUX	Professeur Université de Lyon 1	(Rapporteur)
M. YONG JIN	Directeur de Recherche CNRS-C2N	(Examineur)
M. FRÉDÉRIC FABRE	Ingénieur Airbus Defence and Space	(Examineur)
M. ALAIN BARDOUX	Ingénieur CNES	(Examineur)
M. JOHAN ROTHMAN	Expert Senior CEA-LETI-DOPT-LIR	(Directeur de thèse)
M. FABIEN GIBERT	Chargé de recherche CNRS-LMD	(Encadrant)

Thèse préparée sous la direction de Johan Rothman (CEA-LETI-DOPT-LIR), co-encadrée par Fabien Gibert (CNRS-LMD), financée par le CNES et Airbus D&S et ayant bénéficié d'une convention de travail avec le CEA-LETI pour permettre l'accès régulier au site du CEA à Grenoble. Je remercie chaleureusement tous ceux qui ont oeuvré à la mise en place de ce cadre particulier et bénéfique.



Résumé :

L'infrarouge proche (1.5-2 μm) ou SWIR (*Short Wavelength Infrared*) est une région particulièrement adaptée à la mesure de gaz à effet de serre par lidar à absorption différentielle (DIAL). En effet, (i) cet intervalle spectral contient des raies d'absorption intenses pour les principaux gaz à effet de serre (CO_2 , CH_4 , H_2O , etc.) (ii) le taux d'extinction lors de la propagation du faisceau laser y est faible (iii) c'est une région spectrale dite en sécurité oculaire. Bien qu'abordée avec les moyens existants (détection hétérodyne), la mesure DIAL dans le SWIR a longtemps souffert de l'absence de photo-détecteurs ultra-sensibles. Les développements récents (années 2000) portant sur les photodiodes à avalanche (APD) HgCdTe ont changé la donne. En effet, ces dernières présentent de remarquables qualités d'amplification car elles allient trois propriétés fondamentales : un faible excès de bruit, un très faible courant d'obscurité et des gains importants. De telles propriétés sont essentielles pour les applications reposant sur la détection de très faibles signaux et en particulier le lidar.

Dans cette thèse, nous analysons les performances d'un détecteur monopixel (200 μm) à base d'APD HgCdTe (conçu sur mesure par le CEA-LETI) dans le cadre de mesures expérimentales de la concentration de CO_2 atmosphérique par lidar DIAL. L'émetteur laser est également un prototype, précédemment développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique. Il produit alternativement des impulsions de 10 mJ à deux fréquences contrôlées dans la plage 2050-2054 nm, le tout à une fréquence de répétition de 2 kHz. Grâce à l'association de ces deux technologies de pointe nous avons pu effectuer les premières mesures DIAL utilisant la technologie HgCdTe APD.

Les expériences menées nous ont permis de confirmer le remarquable niveau de performances en sensibilité attendu (75 photons de bruit par temps caractéristique d'une bande passante de 20 MHz) et soulignent le potentiel futur d'un tel capteur pour toutes les applications faible flux dans le SWIR. Concernant les mesures DIAL, nous avons obtenu expérimentalement une précision relative de 10-20 % sur la concentration en CO_2 pour une mesure dans la couche limite avec une résolution de 100 m - 4 s sur une portée de 1.5 km. Par ailleurs, l'analyse fine de la réponse impulsionnelle de la photodiode à avalanche révèle une dégradation notable du *long term settling time* lorsqu'on la polarise. Ce phénomène contraint la plage d'utilisation du capteur, ce que nous discutons en tenant ce comportement du détecteur dans une simulation lidar.

Summary :

The Short Wavelength Infrared (SWIR) region (1.5-2 μm) is well adapted for differential absorption lidar technique (DIAL) for several reasons : (i) it covers absorption bands with suitable intensity for the main greenhouse gases (CO_2 , CH_4 , H_2O , etc.) (ii) the extinction due to particles is low (iii) it belongs to the eye safe domain. However, one main drawback has long been the lack of efficient photodetectors for such frequencies. A major enhancement occurred in the early 2000s when it was understood that HgCdTe avalanche photodiodes (APD) present close to unity excess noise factor on top of high gain and very low dark current. These features make this technology an almost ideal amplifier, especially useful for ultra low flux applications such as lidar.

In this thesis, we analyze the performances of a custom large diameter (200 μm) monapixel HgCdTe-APD based detector (designed at CEA-LETI) in the framework of atmospheric CO_2 measurements with the DIAL technique. The laser emitter, a custom solid-state Ho :YLF laser developed at the Laboratoire de Météorologie Dynamique, is tunable in the 2050-2054 nm range and produces 10 mJ pulses at a repetition rate of 2 kHz. This emitter is associated to a detection chain adapted to the HgCdTe APD based detector to provide the first atmospheric DIAL measurements using the HgCdTe APD technology.

Experiments confirmed the outstanding sensitivity of the detector (75 noise photons per characteristic time given a 20 MHz bandwidth) and highlight the huge potential of this technology for any application relying on low light flux detection in SWIR. With the system previously mentioned, we reach an precision of 10-20 % on CO_2 mixing ratio for a time-space resolution of 100 m and 4 s for measurements in the atmospheric boundary layer. Regarding the detector impulse response, we have shown evidence of a negative influence of reverse bias on the long term settling time of the APD. This phenomenon limits the dynamic range of useful signals and constraints the DIAL system. Thanks to numerical simulation taking into account this behaviour, we derive numerically expected biases on DIAL measurements.

Remerciements :

Il n'y a pas de thèse sans directeur de thèse ... je te remercie du fond du coeur, Johan, pour avoir partagé ton expérience sur la photodiode à avalanche HgCdTe, bien sûr, mais aussi pour les discussions scientifiques et autres que nous avons pu avoir. Je retiens avec amusement le fait d'avoir manipulé théoriquement pendant des années la loi de Poisson pour finalement la mesurer physiquement en thèse. Il reste tant de choses passionnantes à faire sur tes détecteurs, j'espère avoir l'occasion de poursuivre l'aventure dans les années qui viennent.

J'exprime également ma profonde reconnaissance à tous ceux qui ont pris le temps de m'écouter, de m'aider, de me faire partager leur expérience. Je pense notamment à Raymond Armante, Bertrand Barbé, Didier Bruneau, Olivier Bousquet, Michel Capderou, Claire Cénac, François Danis, Alain Destrez, Dimitri Edouart, Pierre Flamant, Yves Goulas, Yves Lassailly, Julien Lenseigne, Abderrahmane Ounis, Jessica Pellegrino et Henri Salvador.

Sur un autre plan, je remercie particulièrement Francesc Tinto pour avoir été un interlocuteur CNES attentif et efficace, Albert Hertzog et Cyril Crevoisier pour leur soutien au sein du laboratoire, et tous les administratifs du laboratoire, auprès de qui je m'excuse d'avoir trop souvent formulé tardivement des demandes de mission. Merci Isabelle, Sylvie, France-Lise, Tara et Grégory.

J'ai une pensée reconnaissante envers tous les personnels du CEA-LETI à Grenoble qui ont gracieusement donné de leur temps pour faire avancer ce projet scientifique. Je pense notamment à Jean-Paul Chamonal, Jean-Paul Zanatta, Léo, Gilles, Eric, Olivier et Lydie.

Cette liste serait fâcheusement incomplète sans la présence des co-bureaux, thésards, collègues avec qui j'ai partagé les hauts et les bas et qui m'ont toujours soutenu : Laurent C., Sébatien B., Olivier B., Olivier C., Jacqueline C., Jérôme P., Camill R., Olivier M., Ségolène, Rihab M., Bruno D., Thomas G., et tous ceux que j'oublie ... Un immense merci à tous !

Enfin, je tiens à remercier chaleureusement chacun des membres du jury et en particulier messieurs Didier Tiphène et Patrick Rairoux pour avoir accepté le rôle de rapporteurs.

Table des matières

1	Introduction générale	1
1.1	La perspective climatique	1
1.2	Applications industrielles	4
1.3	Place du lidar parmi les techniques de télédétection	5
1.4	Potentiel lidar et maturité technologique	7
1.5	La photodiode HgCdTe	10
1.6	Organisation du travail de thèse	11
I	Fondements	13
2	Lidar atmosphérique : fondamentaux	15
2.1	Principes de la mesure	15
2.2	Cibles dans l'atmosphère	17
2.3	Aspects géométriques	19
2.4	Équation lidar	21
2.5	Photodétection quantique	22
3	Signal lidar et fluctuations	25
3.1	Vue d'ensemble	25
3.2	L'atmosphère : source étendue incohérente	26
3.2.1	Cohérence spatiale	26
3.2.2	Théorème de Van Cittert - Zernike	26
3.2.3	Aire de cohérence dans le plan télescope	27
3.2.4	Impact de la turbulence atmosphérique sur l'aire de cohérence	28
3.3	Statistiques de la puissance instantanée	28
3.3.1	Loi de la puissance sur une aire de cohérence	28
3.3.2	Moments d'ordre un et deux de la puissance intégrée sur l'aire du télescope	28
3.3.3	Loi approximative de la puissance intégrée sur l'aire du télescope	30
3.3.4	Détection hétérodyne et tavelures spatiales : un hara-kiri	31
3.4	Statistiques du courant photo généré	32
3.4.1	Processus de Poisson	32
3.4.2	Densité spectrale de puissance du processus de Poisson	32
3.4.3	Variance du courant dans l'hypothèse d'un flux poissonien constant	33
3.4.4	Variance du courant sous éclairage aléatoire	34
3.5	Dimension temporelle	35
3.5.1	Cohérence temporelle et largeur spectrale	35
3.5.2	Intensité intégrée dans le temps sur une aire de cohérence	36
3.5.3	Temps de cohérence versus bande passante de détection	36
3.6	Mesure de puissance en détection directe et hétérodyne	36

3.6.1	Détection directe	36
3.6.2	Détection hétérodyne	37
3.6.3	Comparaison de principe	37
3.7	Conclusion	38
4	La technique DIAL	41
4.1	Contexte	41
4.1.1	Principe	41
4.1.2	DIAL versus IPDA	41
4.1.3	Bref historique	42
4.2	Mesure de l'épaisseur optique locale	42
4.2.1	Cas de la rétrodiffusion particulaire	42
4.2.2	Cas d'un mélange de rétrodiffusion moléculaire et particulaire	43
4.3	Estimation de la concentration en gaz	43
4.3.1	Modèles spectroscopiques	43
4.3.2	Exemple de la raie R30 du CO ₂	45
4.3.3	Dérivation de la concentration	45
4.4	Précision de l'estimation en concentration	45
4.4.1	Erreur statistique	47
4.4.2	Erreurs systématiques	48
5	Présentation de la source laser de COWI	51
5.1	Vue d'ensemble	51
5.2	Revue des sous-systèmes	52
5.2.1	Lasers pilotes	52
5.2.2	Positionnement spectral des lasers pilotes	52
5.2.3	Switch fibré	53
5.2.4	Cavité en anneau	54
5.2.5	Triple rôle du modulateur acousto-optique	54
5.2.6	Asservissements successifs	55
5.2.7	Vue de la cavité	56
5.2.8	Références	56
II	COWI en détection directe	59
6	Chaîne de détection directe	61
6.1	Objectifs scientifiques	61
6.2	Conception optique de la chaîne de détection	61
6.2.1	Montage imageur	61
6.2.2	Contraintes	62
6.2.3	Choix du filtre interférentiel	62
6.2.4	Caractéristiques du filtre commandé	64
6.2.5	Choix des étages de réduction	65
6.2.6	Vérification de la conformité champ de vue/largeur de filtre	65
6.2.7	Micro-lentille inter ou extra cryostat	66
6.2.8	Choix des optiques	67
6.2.9	Réalisation	67
6.3	Caractérisation d'ensemble	69
6.3.1	Transmission	69
6.3.2	Mesure de fond de ciel	69

7	Performances d'un récepteur macro APD HgCdTe et RTIA	73
7.1	Introduction	73
7.2	La macro APD HgCdTe du CEA-Grenoble	74
7.2.1	Le matériau HgCdTe	74
7.2.2	Photodiode à structure planaire	75
7.2.3	Matrice de diodes unipixel : macro-diode	76
7.3	Caractérisation expérimentale de la macro-diode	76
7.3.1	Estimation du courant d'obscurité et du gain	76
7.3.2	Gain et excès de bruit	77
7.3.3	Homogénéité spatiale	78
7.3.4	Seuil de destruction	79
7.4	Montage à préamplificateur transimpédance	80
7.5	Étude du récepteur complet	82
7.5.1	Présentation générale	82
7.5.2	Sensibilité en fonction de la polarisation	83
7.5.3	Étude de la linéarité	84
7.6	Conclusion	84
8	Le problème du <i>long term settling time</i>	87
8.1	Introduction	87
8.2	Montages à source de lumière commandée	88
8.2.1	Montages à diodes électroluminescentes	88
8.2.2	Comparaison des réponses impulsionnelles pour différents ampli- ficateurs transimpédances	89
8.3	Mesure du temps de convergence du TIA	90
8.3.1	Montage à diodes Schottky	90
8.3.2	Source de courant électronique	91
8.3.3	Surestimation du temps de convergence du TIA	92
8.4	Temps de convergence de l'APD HgCdTe	93
8.4.1	Montage à interrupteur optique	94
8.4.2	Influence de la polarisation inverse	94
8.4.3	Influence de la largeur du créneau	96
8.5	Cas des impulsions brèves	98
8.6	Conclusion	98
9	Lidar DIAL COWI en détection directe RTIA	101
9.1	Introduction	101
9.2	Conditions expérimentales	101
9.3	Puissance rétrodiffusée	103
9.3.1	Premières mesures, oscillation parasite basse fréquence	103
9.3.2	Fond de ciel, coefficient de rétrodiffusion	104
9.3.3	Bilan des différents bruits	105
9.3.4	Estimation du rapport signal à bruit (SNR)	107
9.3.5	Estimation du coefficient de rétrodiffusion particulaire dans la couche limite	109
9.3.6	Série temporelle de $\beta \cdot T^2(r)$	110
9.4	Signaux DIAL	111
9.4.1	Mesure en flanc de raie	111
9.4.2	Mesure en centre de raie	114
9.4.3	Comparaison avec la détection hétérodyne	118
9.4.4	État de l'art DIAL CO ₂	120
9.5	Conclusion	120

10 Module APD SFD	123
10.1 Introduction	123
10.2 Source Follower per Detector (SFD) Read Out Integrated Circuit (ROIC)	124
10.2.1 Principe	124
10.2.2 Signal	124
10.2.3 Analyse du bruit	125
10.2.4 Spécificité du CL96	125
10.2.5 Non linéarité	125
10.3 Étude de la linéarité du circuit de lecture SFD	126
10.3.1 Procédure expérimentale	126
10.3.2 Analyse des résultats	126
10.4 Étude de la macrodiode APD HgCdTe avec SFD hybridé	127
10.4.1 Mesure de la capacité	127
10.4.2 Calcul du NEP	128
10.5 Simulation des performances lidar	129
10.5.1 Cas du 20/01/2016	129
10.5.2 Discussion	129
10.6 Conclusion	129
11 Conclusion générale et perspectives	131

Acronymes

APD Avalanche PhotoDiode. 8

CEA-LETI Centre à l'Energie Atomique, Laboratoire d'Electronique et Techniques de l'Information. 9

CH₄ Méthane. 1

CNES Centre National d'Etudes Spatiales. 5

CNR Carrier to Noise Ratio. 37

CO₂ Dioxyde de carbone. 1

COWI Lidar pour la mesure du CO₂ et du vent (Wind). 11

CRDS Cavity Ring-Down Spectroscopy. 6

DIAL Differential Absorption Lidar. 1

GIEC Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat. 1

LMD Laboratoire de Météorologie Dynamique. 5

N₂O Protoxyde d'azote. 1

NEP Noise Equivalent Power. 8

PMT PhotoMultiplier Tube. 8

RTIA Resistor TransImpedance Amplifier. 12

SFD Source Follower Detector. 12

SWIR Short Wavelength Infrared. 1

Chapitre 1

Introduction générale

L'objet de ce travail est d'évaluer expérimentalement les apports d'une évolution technologique majeure en photo détection infrarouge (les photodiodes à avalanche HgCdTe) pour la télédétection de gaz par lidar à absorption différentielle (DIAL) à $2\text{ }\mu\text{m}$. Dans cette étude seul le dioxyde de carbone (CO_2) atmosphérique est abordé : il s'agit avant tout d'effectuer une démonstration du potentiel d'un instrument utilisant ce nouveau composant et l'essentiel du travail porte sur la technique et la qualité de mesure. Néanmoins, les performances présentées s'appliquent à tous les gaz présentant des bandes d'absorption dans le SWIR (*Short Wavelength Infrared*), à condition de disposer d'un émetteur laser adapté.

Les développements récents d'instruments dédiés à la télédétection de gaz, dont le lidar fait partie, répondent à une prise de conscience de l'impact de gaz issus de l'activité anthropique sur l'environnement (destruction de la couche d'ozone, effet de serre, pluies acides, etc.) et la santé (pollution de l'air). À ce titre, ce travail présente les performances d'un outil supplémentaire dans la surveillance de la composition gazeuse de l'atmosphère.

Dans cette introduction on présente d'abord la perspective scientifique d'ensemble dans laquelle s'inscrit ce travail, à savoir l'observation du CO_2 atmosphérique pour la compréhension et la prévision climatique. On mentionne dans un deuxième temps les perspectives sociétales associées : surveillance de sites polluants, qualité de l'air. On aborde ensuite un point de vue plus technique en positionnant l'approche lidar par rapport aux autres techniques de télédétection de gaz à effet de serre. Enfin, on explique en quoi ce détecteur se distingue de l'existant. On montrera ainsi en quoi sa valeur ajoutée s'exprime pleinement pour une application de télédétection comme le lidar DIAL.

1.1 De l'observation des gaz à effets de serre pour l'étude et la prévision climatique

Le consensus scientifique autour du rôle des gaz à effet de serre (CO_2 , CH_4 , N_2O) dans le réchauffement climatique alimente un large spectre d'initiatives instrumentales dédiées à l'observation de ces gaz. En ce qui concerne les composés carbonés, l'objectif commun à toutes ces approches est la meilleure compréhension du cycle du carbone atmosphérique : l'atmosphère est vue comme un réservoir dont on souhaite caractériser les entrées et les sorties, quantités usuellement référencées sous les termes de sources et de puits (voir figure 1.1). Ils couvrent aussi bien les contributions naturelles (feux, éruptions, photosynthèse, respiration, etc.) qu'anthropiques (combustion d'énergie fossile, déforestation, etc.). Par ailleurs, on souhaite également étudier les phénomènes de transport au sein de ce réservoir : par exemple les échanges verticaux entre les différentes strates (couche limite, troposphère, stratosphère). Le lecteur trouvera un état de l'art des connaissances sur le cycle du carbone dans le 5ème rapport du GIEC (Groupe d'Experts

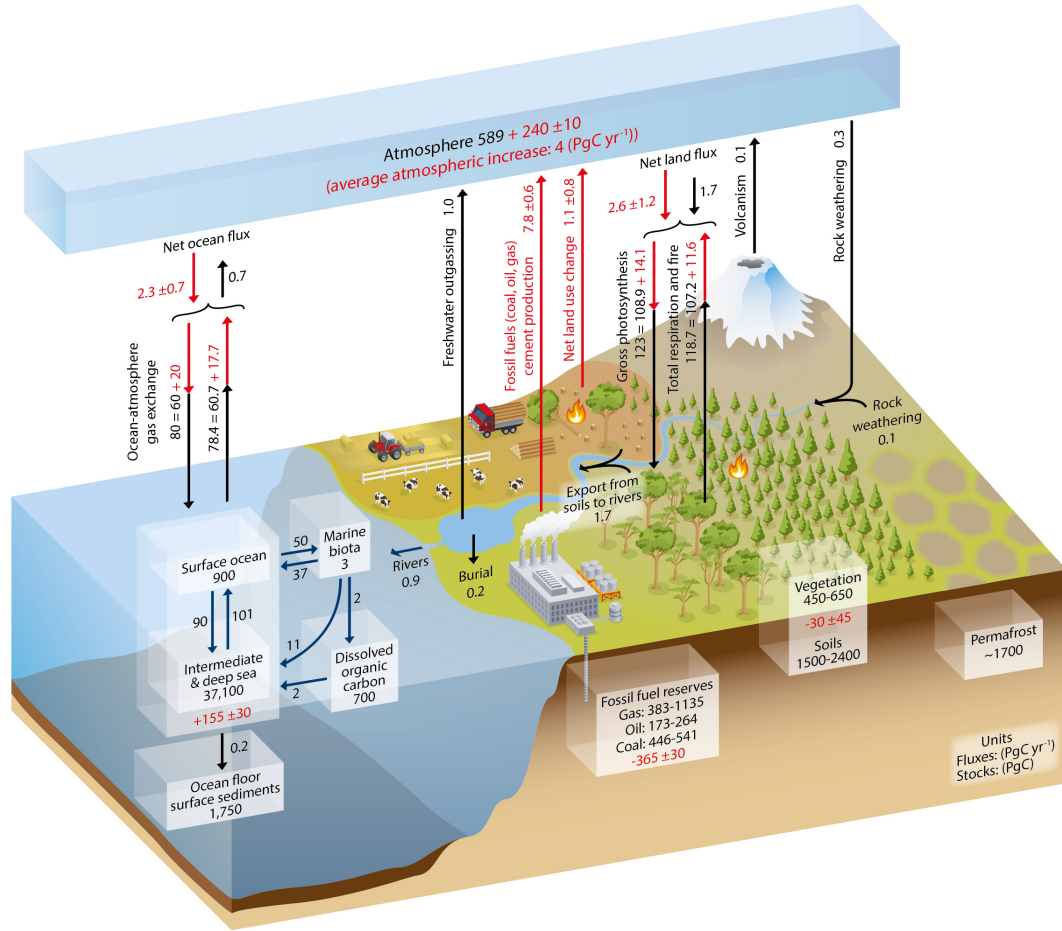


FIGURE 1.1 Extraite de ([27], WGI, The Physical Science Basis, page 471). Représentation simplifiée des réserves et flux de carbone (exprimés respectivement en masse et en masse par année) entre différents réservoirs du système Terre. L'unité est le péta gramme (10¹⁵ g). La couleur noire est associée aux réserves et échanges estimés avant l'ère industrielle (1750). La couleur rouge est associée aux réserves et flux associés aux activités anthropiques cumulées depuis le début de l'ère industrielle (1750).

Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat) [27] (Working group I : The Physical Science Basis).

L'observation au service de la modélisation

Cette démarche d'observation du cycle du carbone s'inscrit dans la problématique plus large de la compréhension et de la prévision climatique par la modélisation. Dans un modèle de climat ¹, le système Terre est divisé en cellules élémentaires appelées mailles ². Les interactions entre les mailles sont régies par des processus mécaniques, thermiques, chimiques, etc. On appelle sous-modèle l'implémentation de lois physiques simplifiées pour un processus particulier. Par exemple un modèle de climat comprend toujours un sous-modèle mécanique de circulation générale atmosphérique.

1. Le lecteur est invité à lire le texte d'Hervé Le Treut sur la définition d'un modèle de climat : <http://www.climat-en-questions.fr/reponse/fonctionnement-climat/modele-climat-par-herve-treut>
 2. dont la taille décroît continuellement grâce aux progrès des machines de calcul.

Un sous-modèle de premier ordre dans un modèle climatique est celui décrivant le forçage radiatif, c'est-à-dire la différence entre l'énergie radiative reçue et l'énergie radiative émise par le système Terre. Or le forçage radiatif dépend fortement de la concentration en gaz à effet de serre³. L'estimation de l'évolution des concentrations en gaz à effet de serre, qui repose sur l'identification des puits et des sources du cycle du carbone atmosphérique, revêt donc une importance toute particulière.

Des enjeux géopolitiques

Longtemps porté sur la preuve de l'existence du réchauffement climatique et l'observation des évolutions associées des différents écosystèmes, le travail du GIEC s'est orienté depuis le début des années 2000 vers l'évaluation du risque sociétal du changement climatique. La définition du risque associe des critères régionaux, tels que la probabilité d'occurrence d'événements extrêmes, avec des critères socio-économiques, comme par exemple la capacité d'un pays à surmonter une perturbation économique liée à un phénomène climatique⁴. Ainsi le rapport du deuxième groupe de travail s'intitule désormais *Impacts, Adaptation, Vulnerability*.

La prévision climatique est une science extrêmement jeune et gourmande en énergie (calculateurs). Hervé le Treut mentionne les chiffres de 10 ans de travail et 100 personnes pour mettre en oeuvre un modèle climatique numérique. Par ailleurs, il faut noter que certaines variables météorologiques sont plus difficiles à prédire que d'autres. C'est par exemple le cas de la pluviométrie par rapport à la température. Cela a trait à une grosse difficulté d'ores et déjà identifiée, ie le passage de l'échelle globale à l'échelle régionale, du modèle climatique global aux tendances climatiques régionales. Néanmoins, à mesure que les modèles se perfectionnent et que les bases de données s'étalent dans le temps, les prévisions à moyen terme devraient prendre de plus en plus de place dans les décisions ayant trait à l'environnement et l'aménagement des territoires.

Le cas du dioxyde de carbone atmosphérique

Extrêmement médiatisé, le CO₂ n'est pas l'unique mais tout de même le principal contributeur anthropique actuel à l'effet de serre. Le CO₂ possède un temps de vie long dans l'atmosphère (environ 100 ans) et est remarquablement mélangé dans l'atmosphère. On peut suivre son évolution récente dans le temps grâce à des observatoires placés en altitude, ce qui évite d'être trop sensible aux variations de surface. L'exemple le plus connu et toujours d'actualité est l'observatoire d'Hawaï, placé au sommet du Mauna Loa. La figure 1.2 présente la série temporelle récente de l'évolution du CO₂ atmosphérique. L'observation sur des échelles de temps plus longues s'effectue notamment par l'analyse de carottes glaciaires ou de sédiments.

À l'heure actuelle, on estime que la moitié du CO₂ émis à travers la combustion d'énergie fossile se retrouve stocké dans l'atmosphère. Parmi les puits de CO₂ atmosphérique, l'océan et la surface continentale se répartissent à parts comparables l'absorption du carbone atmosphérique. Il faut néanmoins savoir que le puits continental est obtenu par différence avec les autres termes, de sorte que l'incertitude associée est maximale.

3. Ce nonobstant, les concentrations en gaz à effet de serre ne sont pas les seuls déterminants du forçage radiatif. Les nuages et les aérosols jouent également un rôle central. En particulier l'une des grandes questions autour du réchauffement climatique est la modification éventuelle des distributions nuageuses régionales.

4. Certains auteurs comme Jean Marc Jancovici interprètent par exemple l'épisode du printemps arabe comme des troubles sociaux originellement initiés par une période de sécheresse ayant entraîné une augmentation du prix des denrées alimentaires insupportable dans certains pays. Voir aussi [39] pour le cas du conflit syrien.

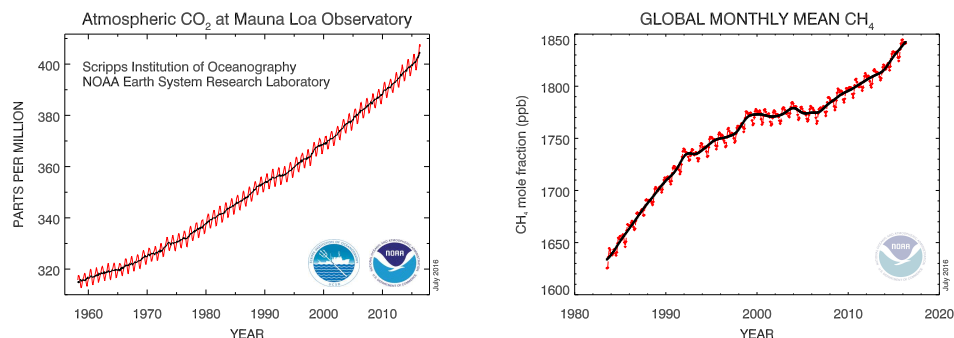


FIGURE 1.2 Évolution récente du CO_2 et du CH_4 atmosphériques au sommet du Mauna Loa, observatoire d'Hawaï.

La quantification du volume de ce puits est l'une des motivations majeures de toutes les missions spatiales dédiées à la mesure des composés carbonés atmosphériques.⁵

Par ailleurs, même si l'évolution récente de la concentration en CO_2 dans l'atmosphère est régulière, le niveau de saturation des puits reste une question ouverte. L'exemple de l'évolution récente du méthane atmosphérique (plateau vers 2000 puis reprise de la croissance vers 2007) illustre les difficultés à prévoir l'évolution des concentrations dans l'atmosphère. Les incertitudes associées sont donc très importantes.

1.2 Applications industrielles

Au delà de la compréhension de l'évolution climatique, les outils de surveillance des gaz à effet de serre sont nécessaires pour encadrer une industrie naissante et soucieuse de la réduction des émissions. Un exemple d'activité émergente est la récupération et le stockage de carbone⁶ dans des réservoirs naturels. Un projet pionnier en France a ainsi été mis en place sur le site de Lacq, dans les Pyrénées Atlantiques depuis 2007 [45]. Il implique notamment les entreprises Total, Airliquide et des acteurs publics nationaux tels que le Bureau des Recherche Géologiques et Minières (BRGM), Institut Français du Pétrole Énergies Nouvelles (IFPEN) et l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Environnement (ADEME). Un ancien réservoir de gaz naturel situé à environ 4000 mètres de profondeur⁷ est utilisé pour stocker du CO_2 capté dans une sidérurgie. Même si ce dernier est injecté à des pressions significativement inférieures à la pression du réservoir initial (30-70 bars contre 480), la surveillance de fuites éventuelles nécessite la mise en place d'outils adaptés.

Qualité de l'air

Par ailleurs, certains gaz d'origine anthropique n'ont certes pas d'influence sur l'effet de serre mais constituent néanmoins une menace environnementale et sanitaire. Les outils de télédétection et notamment les lidars à absorption différentielle répondent à un

5. La mesure des concentrations en composés carbonés n'est pas l'unique approche pour l'estimation des échanges biosphère atmosphère. Une approche indirecte est la mesure l'activité de photosynthèse de la biosphère par mesure de la fluorescence. Ce concept fait l'objet de la mission FLEX (FLUorescence Explorer) de l'ESA.

6. CCS en anglais pour *Carbon Capture and Storage*

7. découvert accidentellement en 1951 lors d'une prospection pétrolière et exploité depuis pour son gaz

besoin de détection et de quantification de panaches polluants. Un exemple d'instrument opérationnel est le lidar opérant dans l'ultraviolet (UV) de l'Institut National de l'Environnement Industriel et des Risques (INERIS). Les gaz mesurables sont l'ozone (O_3), le dioxyde de soufre (SO_2), le protoxyde d'azote (NO_2), le Benzène, le Toluène, le Xylène et plus généralement tous les gaz possédant des raies d'absorption dans l'intervalle spectral 250-300 nm.

De nombreux gaz polluants possèdent des raies d'absorption dans l'infrarouge proche et moyen (1.5-5 μm). La mise au point de détecteurs performants dans cette plage spectrale offre donc de nouvelles perspectives du point de vue de la surveillance de la qualité de l'air.

1.3 Place du lidar parmi les techniques de télédétection

Mesures ponctuelles et télédétection

Parmi les différents instruments d'observation, on distingue les instruments *in-situ* qui fournissent des mesures locales, et des instruments de télédétection (spectromètres solaires, sondeurs infrarouges, lidar). Les instruments *in-situ* peuvent être opérés au sol, sous ballon (radio-sondages ou nacelles plus conséquentes) ou à bord d'avion et fournissent des mesures d'une excellente précision.

Un exemple de développement récent (2010) d'instrument embarqué sous ballon qui mérite d'être mentionné est l'AirCore [38]. Afin d'obtenir un profil vertical des concentrations en gaz, un tube de grande longueur (de l'ordre de 100 m) est utilisé pour échantillonner une colonne d'air atmosphérique. C'est la compression du gaz dans le tube lors de la descente du ballon qui permet de d'échantillonner la colonne atmosphérique⁸. L'analyse se fait ensuite au sol après récupération du ballon avec un analyseur de gaz. Un tel instrument a été développé au LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique) par François Danis et Olivier Membrive. Des résultats de grande qualité ont été obtenus lors de la campagne CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) StratoScience en août 2014 à Timmins (Ontario, Canada) [49]. La figure 1.3 présente un profil de CO_2 et un profil de CH_4 obtenu avec un tel instrument.

Malheureusement, le réseau d'instruments *in-situ* routiniers est limité sur les continents, et pratiquement absent sur la surface des océans. Les vols avion et ballon permettent d'atteindre l'échelle régionale et même globale (ballons stratosphériques) mais sont épisodiques.

Les instruments de télédétection peuvent quant à eux être opérés à partir du sol, d'un avion mais également de l'espace. Dans ce dernier cas on accède à une observation globale de l'atmosphère terrestre, ce qui est un point essentiel pour les études climatiques. La difficulté réside toutefois dans la capacité à faire une mesure à distance exacte. En effet d'un côté les systèmes d'observation doivent être extrêmement sensibles (challenges technologiques) et d'autre part la mesure repose sur la connaissance de paramètres complémentaires (température, pression, humidité) qui doivent également être mesurés ou estimés avec précision.

Principe de la mesure par télédétection

Tous les systèmes de télédétection reposent sur l'analyse spectrale de rayonnements électromagnétiques naturels (rayonnement de corps noir du Soleil, rayonnement de corps noir de la Terre) ou artificiels (lidar). On parle respectivement de systèmes passifs et

8. Grâce à un phénomène de diffusion de Taylor, l'air se comprime pratiquement sans mélange dans le tube lors du remplissage du tube.

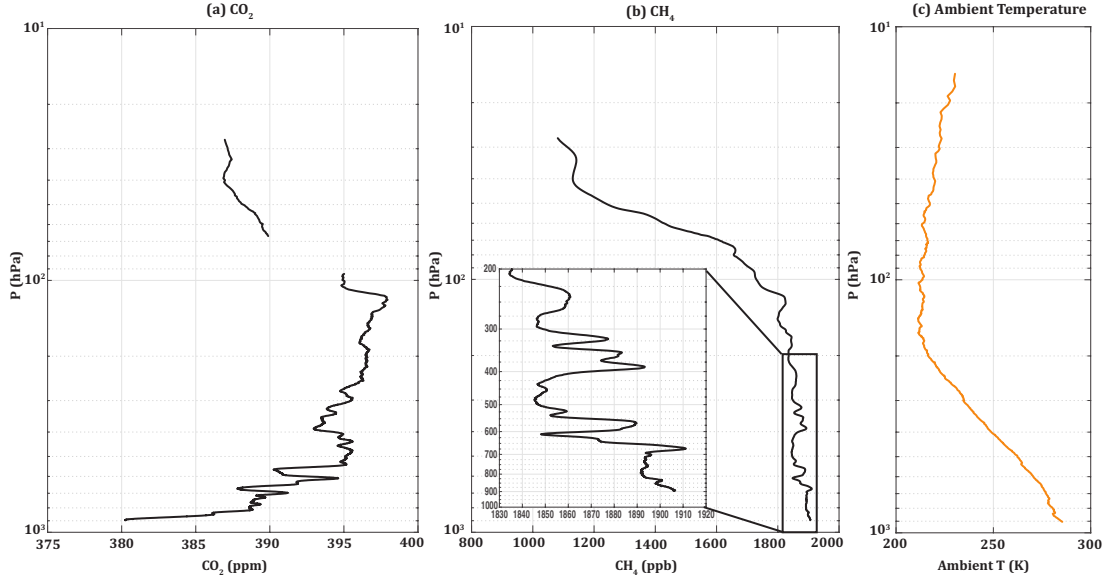


FIGURE 1.3 Extrait de [49]. Profils obtenus avec un instrument AirCore haute résolution lors d'un vol au Canada en août 2014. L'analyse de gaz se fait par CRDS (Cavity Ring-Down Spectroscopy) (instrument PICARRO étalonné). La précision de la mesure tient avant tout au volume de la cellule de l'analyseur de gaz. En effet, celle-ci intègre une portion d'autant plus importante de la colonne atmosphérique que la pression était faible. Des phénomènes additionnels type amorçage s'ajoutent au début de la descente et lors de l'analyse.

actifs. L'épaisseur optique due à une espèce gazeuse se mesure par comparaison entre la puissance lumineuse reçue à une fréquence non absorbée par le gaz et la puissance lumineuse reçue à une fréquence absorbante. Sur les instruments multicanaux, on peut obtenir les épaisseurs optiques dues à différents composants simultanément. Un point fondamental à prendre en compte est la dépendance de l'absorption aux conditions de température et de pression. Comme ces grandeurs varient avec l'altitude, la force de l'absorption varie également avec l'altitude : on parle de fonction de poids. Pour un instrument à résolution spectrale moyenne, la mesure est effectuée sur la raie entière. La fonction de poids est alors constante. En revanche, pour un instrument à haute résolution spectrale, la fonction de poids varie en fonction de l'altitude. Elle agit comme un filtre passe-bande. Le choix d'un canal (ou d'une fréquence) détermine ainsi l'altitude moyenne à laquelle on sonde l'atmosphère. Avec plusieurs canaux on accède à des estimations à différentes altitudes. Cela dit, bien qu'exploitant la même physique, ces instruments possèdent des atouts et des faiblesses que nous passons rapidement en revue dans les paragraphes suivants.

Actif versus passif : avantages et inconvénients

Pour les systèmes utilisant le rayonnement solaire (visible et infrarouge proche), deux inconvénients majeurs sont à prendre en compte : d'une part il n'est disponible que pour la moitié éclairée de la surface terrestre, d'autre part il est largement altéré par les aérosols naturels. Ils possèdent néanmoins l'avantage d'opérer dans une région où les fonctions de poids permettent de sonder la couche limite atmosphérique, point important dans la perspective de l'observation des échanges entre la surface et l'atmosphère.

Les systèmes utilisant l'infrarouge thermique (autour de $10\ \mu m$) sont eux moins sensibles aux aérosols de petite taille et permettent d'effectuer des mesures de jour et de nuit. Les fonctions de poids disponibles ne permettent toutefois pas d'accéder à des mesures dans la couche limite atmosphérique (0-2 km d'altitude).

Le lidar présente l'avantage de reposer sur une source de lumière difficile à mettre en oeuvre mais contrôlée. Dans des conditions d'opérations optimales, le caractère auto-calibrée de la méthode permet d'atteindre une bonne estimation de la concentration absolue en gaz. En revanche, la technologie contraint considérablement la surface observable : sur des systèmes passifs, un système de balayage permet de mesurer sur une bande large⁹ sous la trace du satellite (typiquement 50 kms) ; dans le cadre du lidar, la puissance disponible pour la source ne permet pas de s'autoriser un tel balayage et la largeur de la bande est extrêmement étroite (typiquement 100m).

Un aperçu des missions spatiales de télédétection de gaz à effets de serre

Conçus et utilisés pour les études thermodynamiques (mesure des émissivités de surface, profils de température et d'humidité) avec notamment en ligne de mire l'amélioration de la prévision météo, les sondeurs à infrarouge thermiques tels que AIRS (Atmospheric Infrared Sounder, lancé le 4 mai 2002), IASI (Interféromètre Atmosphérique pour le Sondage de l'Infrarouge, lancé en 2006) ont été utilisés par la suite pour la mesure de gaz tels que le CO_2 ou le CH_4 . Ils permettent de restituer les évolutions saisonnières dans la troposphère.

Spécifiquement dédiées à la mesure des gaz à effets de serre, les missions GOSAT (Green House Gases Observing Satellite, lancé le 23 janvier 2009) et OCO-2 (Orbiting Carbon Observatory, lancé le 2 juillet 2014) utilisent le SWIR.

Enfin concernant les instruments actifs, la mission MERLIN (Methane Remote Sensing Lidar Mission, lancement prévu vers 2022) est dédiée à l'étude du méthane. En cas de succès, ce sera le premier lidar DIAL spatial.

1.4 Potentiel lidar et maturité technologique

Les prémices

Formée à l'utilisation du radar, la communauté scientifique d'après guerre a anticipé de manière remarquable le potentiel des lasers pour les applications de télédétection. Les radars optiques ou lidars sont en effet rapidement devenus incontournables dans un grand nombre de domaines : la télémétrie, le sondage de l'atmosphère, la bathymétrie, l'imagerie active et très récemment les véhicules autonomes. L'immense avantage du lidar est son côté actif : contrairement aux instruments passifs tels que les caméras, l'instrument comprend à la fois la source de lumière et le récepteur. Il n'est donc par exemple pas sensible aux zones d'ombre. En revanche il possède les défauts de ses avantages : les développements technologiques nécessaires pour disposer d'une source laser fiable d'une part, et de détecteurs ultra sensibles d'autre part, sont considérables et à des degrés de maturité très différents en fonction des longueurs d'onde visées. Ainsi, si l'immense majorité des applications atmosphériques pour le lidar ont été imaginées dans les années 60 et 70, la mise en oeuvre de ces idées s'est effectuée au fil des avancées de la technologie disponible. Comme exemple marquant on peut citer le cas de la mission ADM-AEOLUS, décidée dans les années 90 et dont le lancement ne cesse d'être repoussé (2017 aux

9. C'est d'ailleurs une des raisons importantes pour lesquelles l'exploitation des mesures est difficile aux pôles : on y voit une surface présentant une forte disparité thermodynamique : une partie étant au soleil, l'autre à l'ombre, etc.

dernières nouvelles). Le retard d'une dizaine d'année par rapport au programme original est dû aux difficultés rencontrées pour mettre au point un laser UV fonctionnant de manière fiable en milieu spatial¹⁰.

La conquête du SWIR

Les signaux lidar sont par définition des signaux à forte dynamique et nécessitent des détecteurs extrêmement sensibles voire des compteurs de photons. Les développements menés dans l'UV (mesure de l'ozone notamment), le visible et l'infrarouge très proches (800-900 nm) ont pu s'appuyer sur les tubes photomultiplicateurs. Ce type de photodétecteur présente un gain important (typiquement 1×10^6) et un très faible courant d'obscurité¹¹. Il s'agit donc d'un capteur extrêmement sensible. Malheureusement cette technologie est de moins en moins efficace lorsque la longueur d'onde grandit et devient impossible à mettre en oeuvre au delà de 1.6 μm . Passé ce seuil, les détecteurs disponibles jusque récemment étaient des photodiodes simples. Dans ce cas, l'électronique d'amplification limite la sensibilité globale. Pour améliorer cette dernière, il faut disposer d'un photodétecteur à gain performant, de manière à réduire l'influence du bruit d'entrée de l'électronique d'amplification.

Nous présentons dans le tableau 1.1 une comparaison des différentes technologies de photodétecteurs SWIR utilisées ou à l'étude pour les applications lidar. On présente tout d'abord les performances typiques d'un PMT (PhotoMultiplier Tube) dans le visible à titre d'indication. Le NEP (Noise Equivalent Power) obtenu est dû à l'électronique transimpédance associée¹². Ensuite on mentionne les performances obtenues avec une APD (Avalanche PhotoDiode) silicium dans l'infrarouge très proche, à 935 nm, pour un système DIAL dédié à la mesure de la vapeur d'eau [77, 78, 18]. Le NEP de $15 \text{ fA Hz}^{-0.5}$ est accessible grâce à la réduction du bruit électronique par un gain de l'ordre de 100 dans l'avalanche. La limite supérieure de ce type d'APD se situe autour de 1100 nm.

Viennent ensuite les dispositifs dédiés à l'application DIAL CO_2 . Il faut ici noter deux points importants :

- Les bandes d'absorption du CO_2 pertinentes pour la méthode DIAL dans le SWIR se situent essentiellement à 1.6 μm et 2 μm [2]. Historiquement, les premières tentatives en détection directe ont été faites à 1.6 μm avec la technologie disponible [68, 1] (PMT) [3] (APD InGaAs). Les approches à 2 μm ont été dans le même temps abordées avec une détection hétérodyne utilisant des PIN InGaAs [42, 25, 43, 26]. Cependant la détection hétérodyne possède des limitations intrinsèques¹³ (faible domaine de mesure vertical puisque qu'elle repose sur la rétrodiffusion particulière, bruit de *speckle*, voir chapitre 3). Aussi les développements courants portent sur la détection directe à 2 μm [58, 73, 14] et sont portés par deux avancées technologiques : d'un côté les phototransistors (HPT) AlGaAsSb/InGaAsSb [72, 56, 57], de l'autre les photodiodes à avalanche (APD) HgCdTe aussi notées MCT APD [5, 66]. Initialement très prometteurs avec un NEP annoncé de $46 \text{ fW Hz}^{-0.5}$ [72], les HPT se sont finalement révélés moins performants [59]. Le niveau de sensibilité global étant encore dégradé par l'électronique d'amplification [58] pour être de l'ordre de $2 \text{ pW Hz}^{-0.5}$. Les APD MCT

10. Un problème notable est la dégradation des coatings des éléments optiques qui est accélérée lorsque les parasites dégazés ne sont pas consommés par combustion. Ainsi une cavité pressurisée azote ne présente pas la même durabilité qu'une cavité pressurisée à l'air sec.

11. mais il présente l'inconvénient d'utiliser des hautes tensions.

12. En effet le calcul montre que le NEP dû au courant d'obscurité seul est de l'ordre de $1 \text{ aA Hz}^{-0.5}$.

13. Elle possède également des avantages. Le premier est la mesure du vent radial par effet Doppler, quantité de grande valeur pour les études géophysiques. Un autre intérêt est une sensibilité moindre à un défaut de pureté spectrale.

	Type	Fabricant	NEP (fW Hz ^{-0.5})	G	$\mathcal{R}$ (A W ⁻¹)	D (mm)	T (K)	Réf
532 nm	PMT	Hamamatsu [R7400 U20]	0.25*	5×10^5	39×10^3	8	293	[78]
935 nm	APD Si	Perkin Elmer [C30955E TC]	15*	100	70	1.5	291	[78]
1572 nm	PMT	Hamamatsu [H10330 75]	Comptage 25 ke/s (DCR)	1×10^6	25×10^3	1.6	293	[68]
1543 nm	APD InGaAs		130	5	5	0.2	293	[59]
1543 nm	HPT	AstroPower	1820*	256	159	0.2	293	[58]
2053 nm	HPT	AstroPower	1990*	482	400	0.2	293	[58]
2053 nm	PIN InGaAs	Hamamatsu [G8423 03]	700	1	1.1	0.3	293	[60]
2051 nm	APD HgCdTe	CEA LETI	80*	23	30	0.2	195	[14]
2051 nm	APD HgCdTe	DRS	0.4*	620	925	0.2	77	[73]

TABLE 1.1 Tableau comparatif des différentes solutions technologiques pour la photodétection dans le SWIR pour une application lidar. Les performances typiques d'un tube photomultiplicateur à 532 nm sont ajoutées à titre de comparaison. On prêter attention au fait que les performances indiquées par le symbole * correspondent au photodétecteur associé à son électronique d'amplification. Ainsi les valeurs de gain correspondent uniquement au gain du photodétecteur. Pour certains systèmes le NEP global n'est pas disponible.

quant à elles constituent effectivement une rupture technologique en termes de sensibilité avec des NEP mesurés de l'ordre de quelques fW Hz^{-0.5} [73, 14]. La section suivante développe les spécificités de cette technologie.

- Les études DIAL CO₂ sont avant tout motivées par la perspective d'une mission spatiale. Des études de référence telles que FACTS (Future of Atmospheric CO₂ Testing from Space, 2005), A-SCOPE (Advanced Space Carbon and Climate Observation of Planet Earth, 2008), ainsi que le projet américain ASCENDS (Active Sensing of CO₂ Emissions over Nights, Days, and Seasons Mission [1]) ont situé l'ordre de grandeur de sensibilité requise à 50 fW Hz^{-0.5} pour une mesure intégrée, c'est-à-dire reposant sur la mesure de l'écho de surface. Pour une mesure DIAL résolue dans l'atmosphère la contrainte est très supérieure car la rétrodiffusion par les particules est significativement plus faible. Par ailleurs la contrainte sur la bande passante est également différente : elle est forte pour une mesure résolue, faible pour une mesure intégrée. De ce point de vue les HPT AlGaAsSb/InGaAsSb dont la bande passante est inférieure au MHz semblent plus indiqués pour les mesures intégrées. Autrement une déconvolution est nécessaire [58].

Nous avons effectué un tour d'horizon des techniques de photodétection SWIR actuelles. Les développements laser sont tout aussi riches et le lecteur est renvoyé à l'intro-

duction de [54] pour une vue d'ensemble de ces avancées.

1.5 Un capteur remarquable : la photodiode à avalanche HgCdTe

L'alliage HgCdTe

Connu depuis les années 60, l'alliage HgCdTe est particulièrement adapté pour la détection infrarouge, domaine pour lequel il correspond au “haut de gamme”. En effet, à condition de le refroidir suffisamment il permet d'atteindre de hautes performances en termes de sensibilité sur toute l'étendue du spectre infrarouge. Néanmoins, c'est un matériau difficile à produire (substrat CdZnTe extrêmement fragile) et dont la maîtrise de la stabilité dans le temps (le mercure étant très volatile) a nécessité des efforts considérables. Même si on peut aujourd'hui parler d'une technologie mature, de nombreuses pistes d'amélioration sont étudiées, notamment pour essayer de travailler à température ambiante.

La photodiode HgCdTe

La photodiode à avalanche HgCdTe est également connue depuis longtemps mais ce n'est qu'au début des années 2000 que les remarquables propriétés de l'avalanche ont été d'abord observées puis correctement interprétées. En effet, il est notoire de pouvoir utiliser les photodiodes avec une polarisation inverse telle qu'on observe une multiplication des porteurs par avalanche¹⁴. Dans le cas général, le gain en courant obtenu par avalanche s'accompagne d'une dégradation significative du rapport signal à bruit, i.e. de l'information : on parle d'excès de bruit. Ce qui est remarquable dans HgCdTe c'est que cette multiplication de porteurs se fait sans excès de bruit. Pour les applications reposant sur la photodétection d'un très faible flux de lumière, il est crucial d'amplifier le signal sans le dégrader et on sait que dans une chaîne d'amplification, c'est la qualité du premier étage qui détermine la qualité de la chaîne.

Dans cette perspective, la photodiode HgCdTe se trouve particulièrement utile pour les applications type lidar¹⁵, comptage de photons, les télécommunications optiques, l'imagerie en biologie (on envoie très peu de lumière pour ne pas perturber les échantillons), imagerie en optique adaptative. C'est pour ce dernier exemple qu'a été commercialisée la première caméra utilisant la technologie APD-HgCdTe [21] : il s'agit de la caméra C-RED de First Light Imaging (figure 1.4). Pour cette application, l'échantillonnage doit être significativement plus rapide que la fréquence supérieure du gros des turbulences atmosphériques (typiquement plusieurs centaines de Hz).

Des capteurs monopixel de “grande” taille pour les applications lidar

Au cours des dernières années, plusieurs initiatives parallèles ont été menées pour produire un composant relativement large ($200\ \mu\text{m}$) utilisant la technologie APD-HgCdTe pour l'instrumentation lidar et en particulier la perspective de la mesure de CO_2 atmosphérique. D'un côté l'américain DRS Technologies a fabriqué pour le compte de la NASA-GSFC un détecteur refroidi à 77K avec un *noise equivalent power* (NEP) de $0.4\text{ fW Hz}^{-0.5}$ [73]. D'un autre côté, le CEA-LETI a fabriqué en collaboration avec le

14. Ce mode peut être contrôlé — on parle de mode linéaire — ou incontrôlé — on parle de mode Geiger. Ce dernier mode est notamment utilisé dans les dispositifs à comptage de photons.

15. Elle est même considérée comme un remplaçant potentiel des PMT au vu du bénéfice qu'elle présente en termes d'efficacité quantique

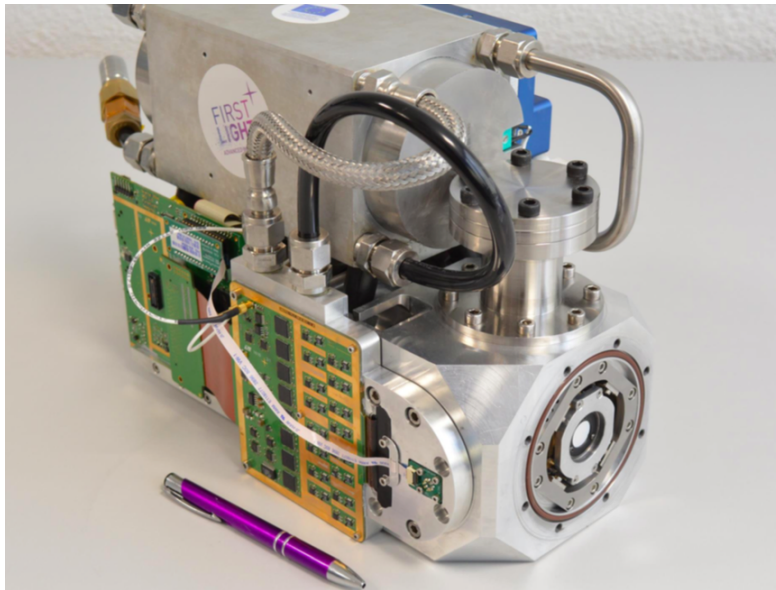


FIGURE 1.4 Vue hors boîtier de la caméra C-RED (3500 images par seconde) utilisant l'imageur Saphira de Selex. C-RED est conçue pour l'analyse de franges en optique adaptative dans le proche infrarouge. La température de fonctionnement est de 80 K. Une connection à une circulation d'eau est nécessaire.

LMD un détecteur refroidi par effet thermoélectrique à 190 K et atteignant un NEP de $80 \text{ fW}/\sqrt{\text{Hz}}$ [19, 14]. Enfin un capteur similaire a été développé par SELEX pour le compte de l'ESA. Les trois approches reposent sur l'utilisation d'un réseau de diodes mises en parallèle afin d'augmenter la surface sensible du mono-pixel. Nous expliquons en détail dans le chapitre 7 les limitations actuelles du détecteur du CEA-LETI et les améliorations potentielles. Pendant cette thèse c'est ce dernier détecteur qui est utilisé en association avec la source laser développée au LMD [23].

1.6 Organisation du travail de thèse

Ce travail est divisé, outre l'introduction, en neuf chapitres répartis dans deux parties et une conclusion. La deuxième partie correspond au travail de thèse proprement dit.

- PREMIÈRE PARTIE.

- (2) **Lidar atmosphérique : fondamentaux.**
- (3) **Signal lidar et fluctuations.**
- (4) **La technique DIAL.**
- (5) **La source laser du LMD**

- DEUXIÈME PARTIE.

- (6) **Développement d'une chaîne de détection directe.**
- (7) **Performances d'un récepteur macro-APD HgCdTe et RTIA.**
- (8) **Le problème du *long term settling time*.**
- (9) **Lidar DIAL COWI en détection directe.**

(10) **Étude d'un module *Source Follower Detector* pour l'application DIAL.**

Nous commençons par définir les principaux concepts du lidar atmosphérique dans le chapitre (2), le but étant d'aboutir à l'écriture de l'équation lidar. Dans le chapitre (3) nous détaillons l'ensemble des phénomènes physiques qui régissent la statistique du signal obtenu. Cela nous permet de faire une comparaison de principe des efficacités des détections directes et hétérodynes. Vient ensuite la description de la méthode DIAL (4) où l'on explicite le calcul de l'erreur statistique sur l'épaisseur optique locale en fonction du rapport signal sur bruit. On mentionne également les principales sources d'erreurs systématiques sur la mesure. Enfin pour conclure cette première partie nous présentons l'émetteur laser utilisé pour la suite des expériences.

Dans la deuxième partie, nous présentons tout d'abord dans le chapitre (6) la chaîne de détection développée pour le détecteur du LETI. On montre notamment comment la petite taille du détecteur contraint la chaîne de détection. Dans le chapitre (7) nous passons en revue les éléments du récepteur : photodiode, amplificateur transimpédance, boîtier. Nous présentons les différentes caractérisations des composants et de l'ensemble. Le chapitre (8) fait état de la compréhension développée pendant la thèse sur le problème du *long term settling time* : il s'agit d'étudier, en réponse impulsionnelle, le temps de retour au niveau pré-impulsion. Et ce avec une très grande exigence. Nous montrons que de ce point de vue l'APD HgCdTe présente un phénomène de rémanence qui dépend du gain appliqué. Dans le chapitre (9) nous rendons compte des mesures DIAL effectuées avec la source laser du LMD et le détecteur du LETI. On étudie sur de courtes séries temporelles l'erreur sur l'épaisseur optique locale obtenue en fonction du rapport signal à bruit. Nous comparons ces résultats avec ceux obtenus en détection hétérodyne précédemment [24]. Enfin le dernier chapitre (10) constitue une ouverture portant sur la perspective d'une application DIAL avec un SFD (*Source Follower Detector*) utilisant une macro-diode HgCdTe. Le circuit de lecture avait été développé précédemment pour le comptage de photons et était utilisé avec une diode unique. Pour l'application lidar une surface sensible plus importante est souhaitée. Cela s'accompagne d'une diminution de la sensibilité mais le module reste extrêmement performant. Nous l'avons caractérisé pendant cette thèse avec la même macro-diode que le module RTIA (Resistor TransImpedance Amplifier). On obtient un NEP de $20 \text{ fW Hz}^{-0.5}$ pour une polarisation de 10 V et une température de fonctionnement de 77 K. En utilisant les signaux réels obtenus avec le module RTIA nous montrons que l'utilisation d'un tel détecteur permettrait une amélioration de la précision de la mesure à longue distance, plage qui convient le plus au fonctionnement du SFD puisque la dynamique est réduite.

Première partie

Fondements

Chapitre 2

Lidar atmosphérique : fondamentaux

L'objet de ce chapitre est d'introduire le lecteur aux notions fondamentales de l'application lidar. Les principes physiques du lidar atmosphérique sont passés en revue de manière succincte. Le lecteur curieux d'approfondir les notions présentées ici est renvoyé aux ouvrages de référence suivants : [46, 76, 71].

2.1 Principes de la mesure

Définition L'acronyme lidar réfère à *light detection and ranging*. À l'instar du radar (*radio detection and ranging*) et du sodar (*sonic detection and ranging*) le lidar est un instrument de mesure utilisant un laser modulé en amplitude ou en phase et son interaction avec des cibles (qui renvoient une partie de l'onde vers l'émetteur par diffusion élastique et/ou inélastique) pour effectuer une mesure à distance. Pour les lidar utilisant une source impulsionnelle, c'est le temps qui s'écoule entre l'émission de l'onde et la réception de l'écho qui permet de déterminer la position de la cible par rapport à l'émetteur. On parle généralement de temps de vol. Un schéma de principe est présenté en figure 2.1.

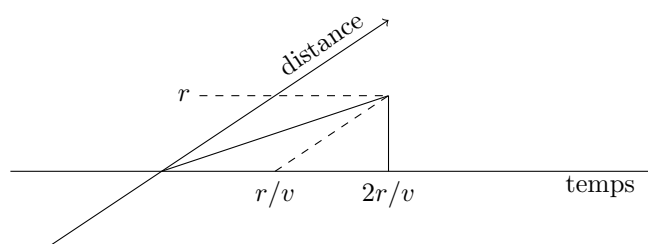


FIGURE 2.1 Illustration du principe de la mesure par temps de vol : une onde émise à l'instant initial se propageant à vitesse constante v met un temps r/v à atteindre une cible située à la distance r et son écho atteint l'émetteur au temps $2r/v$.

Composants essentiels Un lidar comprend deux éléments essentiels :

- ☞ un émetteur : une source laser génère une impulsion d'onde progressive. Les propriétés de l'impulsion (fréquence, durée, puissance, etc.) dépendent de l'application visée. Cette impulsion est envoyée dans l'atmosphère avec la forme et la direction souhaitées au moyen d'éléments optiques (miroirs, afocal, etc.).

- ☞ une chaîne de réception : celle-ci comprend d'abord des optiques de collection (téléscope, lentille), puis un photodétecteur associé à une électronique d'amplification et un convertisseur analogique numérique.

Rayonnement parasite Un photodétecteur est généralement sensible sur une partie étendue du spectre électromagnétique. La chaîne de détection collecte donc également des photons parasites. La possibilité d'effectuer des mesures malgré ce rayonnement parasite tient au fait que la source est de faible largeur spectrale. En effet dans ces conditions, le signal rétrodiffusé est plus intense que le rayonnement parasite (appelé fond radiométrique) sur cette portion réduite du spectre. En ce qui concerne les composantes spectrales du fond radiométrique qui n'interceptent pas le spectre de la source, différentes techniques de filtrage (en fonction du type de détection) permettent de les éliminer¹.

Résolution spatiale Dans l'atmosphère tous les éléments en suspension (molécules, particules, poussières, pollens, etc.) constituent des cibles potentielles d'interaction avec l'impulsion laser. La rétrodiffusion intervient donc à tout instant et on note $\beta(r)$ le coefficient de rétrodiffusion à la distance r (exprimé en $\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$). Il traduit la fraction en puissance de l'onde rétrodiffusée par rapport à l'onde incidente au plan cible situé à la distance r .

Le fait d'avoir une largeur temporelle d'impulsion non nulle induit une ambiguïté sur la provenance de la lumière collectée à l'instant t par le photodétecteur. Pour illustrer ce phénomène, prenons une impulsion rectangulaire de durée τ représentée par une fonction $\varphi(r, t)$ et supposons qu'à l'instant initial le front montant de l'impulsion se situe à la distance $r = 0$ (voir figure 2.2, ligne 1).

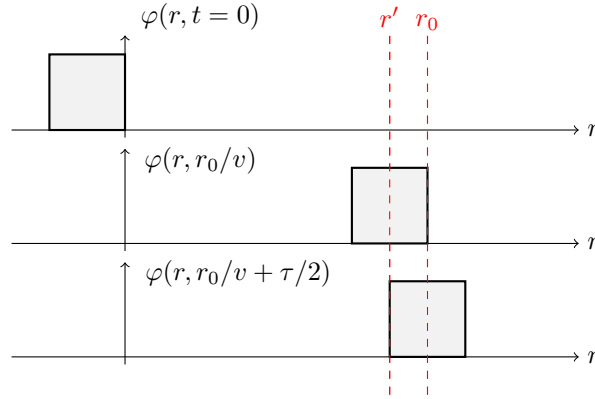


FIGURE 2.2 Propagation d'une impulsion carrée à la vitesse constante v .

Considérons à présent la rétrodiffusion du front montant à la distance r_0 (voir figure 2.2, ligne 2). Elle intervient au temps $t = r_0/v$ de sorte que l'onde rétrodiffusée atteint le point $r = 0$ (émetteur) au temps $t = 2r_0/v$.

Considérons maintenant la rétrodiffusion du front descendant à une distance $r' < r_0$ et à un temps t' (voir figure 2.2, ligne 3). Pour que la rétrodiffusion du front descendant en r' atteigne le point $r = 0$ au temps $t = 2r_0/v$, c'est-à-dire en même temps que l'onde considérée précédemment, on doit avoir :

$$\tau + 2r'/v = t \quad \text{et} \quad t' = \tau + r'/v \quad (2.1)$$

1. En détection directe, on utilise généralement un filtrage spectral à base de filtres interférentiels passe bande. En détection hétérodyne, le filtrage s'effectue dans l'espace des fréquences : on ne retient que la puissance spectrale du battement recherché.

On obtient ainsi $r' = r_0 - \tau v/2$. La largeur de la couche diffusante est donc $\tau v/2$: contribuent au signal $S(t)$ observé au niveau de l'émetteur à l'instant t des diffusions provenant des $r \in [(t - \tau)v/2; tv/2]$:

$$S(t) = \int_{(t-\tau)v/2}^{tv/2} \beta(\xi) \varphi(\xi, \theta) d\xi \quad (2.2)$$

avec $\theta = t - \xi/v$.

Bande passante du récepteur Le signal $S(t)$ est transformé en tension par le récepteur (photodétecteur suivi de l'électronique de lecture) pour être numérisé. Dans l'hypothèse d'un système dont la réponse est linéaire et invariante en temps, on peut décrire le comportement de la chaîne de détection par une fonction de transfert H . La tension obtenue $U(t)$ est alors la convolution entre $S(t)$ et $H(t)$. La bande passante de la chaîne de détection est alors définie comme la fréquence à -3dB de $\hat{H}(\omega)$, où $\hat{\cdot}$ représente l'opérateur transformée de Fourier.

Ainsi la tension numérisée $U(t)$ correspond au profil de rétrodiffusion filtré d'abord par la forme de l'impulsion laser et ensuite par la réponse du récepteur. Dans les applications atmosphériques, les bandes passantes mises en jeu sont typiquement de l'ordre de 10 MHz, soit 100 ns, aussi bien au niveau impulsion laser que récepteur. Cela correspond à une résolution de 15 m.

2.2 Cibles dans l'atmosphère

La propagation de l'impulsion laser dans l'atmosphère est très complexe quand on y regarde de près. C'est une problématique en soi [71]. De nombreux phénomènes interviennent : diffusion élastique, diffusion inélastique, turbulence d'indice, etc. La mesure lidar par absorption différentielle repose sur la diffusion élastique du faisceau laser émis. Les cibles diffusantes sont les molécules, les particules, les poussières, les gouttelettes d'eau, les cristaux de glace, les pollens, etc.

Diffusion moléculaire Un premier phénomène physique à l'oeuvre est le couplage électrique entre l'impulsion laser vue comme une onde électromagnétique et des charges électriques comme par exemple les électrons des molécules. En effet selon la théorie électromagnétique classique, les électrons accélérés par un champ électrique rayonnent à leur tour, diffusant ainsi l'onde incidente. Un modèle sphérique comprenant un atome et un électron est celui de Rayleigh ([46], page 38). Bien que très simpliste, il permet de donner l'ordre de grandeur de la diffusion moléculaire. On retiendra en particulier que l'intensité de la diffusion moléculaire varie proportionnellement à $1/\lambda^4$ où λ est la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser incidente. Elle est importante dans l'UV, faible dans l'IR.

Diffusion par les aérosols Ces derniers peuvent avoir des tailles très variables. Cela va de la dizaine de nanomètre au millimètre. Pour les aérosols de taille inférieure à la longueur d'onde du rayonnement incident, la diffusion est similaire à la diffusion moléculaire [40], ([46], page 48). Mie fut le premier à introduire en 1908 une théorie de la diffusion par des sphères diélectriques. Elle permet de calculer le coefficient de rétrodiffusion en fonction de la taille de l'aérosol pour un couple longueur d'onde - indice du diélectrique (voir par exemple [46] page 52). Par abus de langage on désigne parfois la diffusion particulière par le terme diffusion de Mie.

Effet Doppler L'effet Doppler affecte la distribution spectrale de l'onde rétrodiffusée (voir figure 2.3). D'un côté les aérosols, de part leur masse relativement importante, possèdent à peu près tous le même vecteur vitesse dans le volume diffuseur sondé. Le décalage en fréquence sur l'onde rétrodiffusée translate le spectre de l'onde incidente d'une constante $-2v_r/\lambda$ où v_r désigne la composante radiale (selon la ligne de visée du laser) de la cible.

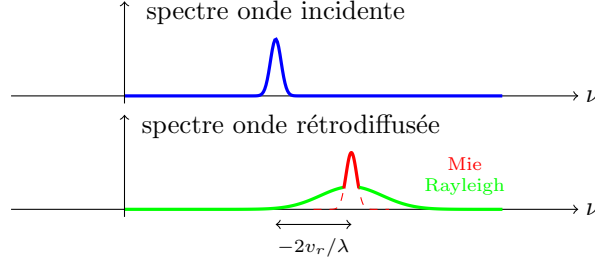


FIGURE 2.3 Influence de l'effet Doppler sur le spectre de l'onde rétrodiffusée.

Pour la diffusion Rayleigh en revanche, les cibles possèdent une distribution large de vitesse à cause de l'agitation thermique. Le spectre rétrodiffusé est élargi dans des proportions importantes.

Dépolarisation En général les sources lasers pulsées produisent une onde polarisée linéairement. La théorie de Mie prévoit qu'une particule sphérique, homogène du point de vue de l'indice de réfraction, rétrodiffuse une onde également polarisée linéairement, dans le même plan que l'onde incidente. Un phénomène de dépolarisation dans l'onde rétrodiffusée apparaît pour des particules non sphériques et/ou non homogène. Une des applications les plus importantes des lidars mesurant le ratio de dépolarisation est la mesure de la phase thermodynamique dans les nuages. En particulier la détection des nuages de glace ([76], chapitre 2).

Absorption Le phénomène physique qui nous concerne le plus dans cette étude est l'absorption de l'onde incidente par l'espèce chimique que l'on souhaite détecter. Dans notre cas, il s'agit du dioxyde de carbone atmosphérique. Le phénomène d'absorption par une molécule peut être décrit par un modèle classique ([46], page 31) ou quantique ([46], chapitre 3). La vision quantique stipule qu'un photon à la fréquence ν possède une certaine probabilité d'être absorbé si le système quantique que constitue la molécule possède deux états séparés d'une énergie $E = h\nu$. On pourrait donc s'attendre à ce que la bande d'absorption (c'est à dire la plage de fréquences ν absorbées) soit très étroite. Différents phénomènes induisent cependant un élargissement de cette bande.

- ☞ le niveau d'élargissement incompressible est **l'élargissement naturel** de la raie d'absorption. C'est la raie que l'on observerait pour une molécule isolée. L'origine physique de cet élargissement est le temps de vie associé à chaque niveau d'énergie. En prenant un modèle d'onde évanescence (au temps de vie du niveau d'énergie considéré), on se rend compte qu'une extension dans le temps de la transition entre deux niveaux s'associe à un élargissement spectral de la lumière émise ([46], page 95). La décroissance exponentielle de la population d'un niveau induit un profil Lorentzien de l'onde irradiée. Profil dont la largeur est de l'ordre de l'inverse du temps de vie du niveau supérieur.
- ☞ les collisions avec les atomes ou molécules environnants induisent également un élargissement. Selon le même modèle que celui de l'élargissement naturel, **l'élar-**

gisement par collisions induit un profil Lorentzien dont la largeur est de l'ordre de l'inverse du temps inter-collisions.

☞ **l'élargissement Doppler** a pour origine la distribution de vitesse des éléments absorbants dans le volume considéré. Dans l'hypothèse d'une distribution de Maxwell de la composante radiale de la vitesse des éléments absorbants, l'élargissement induit par l'effet Doppler suit un profil Gaussien ([46], page 98).

Le calcul de l'absorption dans un volume se fait à partir de la **loi de Beer-Lambert** qui stipule que la décroissance en puissance de l'onde est proportionnelle à la concentration en absorbants et à la longueur du volume absorbant. On écrit

$$P(r + \delta r) = P(r) \cdot \exp \left(- \sum_i n_i \sigma_i \delta r \right) \quad (2.3)$$

avec n_i la concentration en espèce absorbante i et σ_i la section efficace d'absorption associée.

2.3 Aspects géométriques

Irradiance Une onde électromagnétique transporte de l'énergie. La puissance instantanée traversant une surface $\vec{dS}$ est $\vec{\Pi} \cdot \vec{dS}$ où $\vec{\Pi}$ est le vecteur de Poynting. On définit l'irradiance I (W m^{-2}) par la relation :

$$I = \|\vec{\Pi}\|$$

Radiance La densité de puissance rayonnée par une source fait appel au concept de radiance J ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$). Pour un élément de surface rayonnant $\vec{dS}$, la puissance d^2P rayonnée dans l'angle solide $d\Omega$ selon une direction $\vec{u}$:

$$d^2P = J d\Omega \vec{dS} \cdot \vec{u}$$

Section efficace de diffusion Pour un élément diffusant unique on écrit

$$\frac{d}{d\Omega} P(\vec{u}) = I_{inc} \cdot \frac{d\sigma(\vec{u})}{d\Omega}$$

avec I_{inc} l'irradiance incidente. On appelle σ la section efficace de diffusion, elle permet relier l'irradiance incidente et la radiance. C'est un indicateur de l'efficacité de diffusion (de la distribution de la diffusion plus exactement). Elle s'exprime avec la dimension d'une surface, d'où son nom.

On considère à présent une densité d'éléments diffusant et on s'intéresse à la rétrodiffusion. On introduit le coefficient de rétrodiffusion volumique :

$$\beta := n \cdot \frac{d\sigma(\vec{u}_\pi)}{d\Omega}$$

avec n la concentration en diffusants. Il s'exprime en $\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

Un télescope d'aire A est vue dans le plan cible situé à la distance r - dans l'approximation paraxiale - par les cibles rétrodiffusantes selon l'angle solide A/r^2 . Toujours dans l'approximation paraxiale, en sommant les contributions des différents éléments diffuseurs dans le plan cible transformé en volume en introduisant une épaisseur δr , on obtient que la puissance rétrodiffusée dans la "couche" cible qui sera collectée par le télescope est égale à :

$$P_{\text{retro}} = \beta(r) \cdot \delta r \cdot \frac{A}{r^2} \cdot P_{\text{inc}}$$

Dans l'expression précédente, on glisse subtilement sur le fait que la puissance rétro-diffusée P_{retro} est la somme de rétrodiffusions dans la couche intervenant à des temps différents de manière à se recombinaient parfaitement (cf le paragraphe sur la résolution spatiale). Notons qu'on ne fait pas d'hypothèse sur la distribution spatiale de l'irradiance de l'onde incidente. Enfin dans l'équation lidar à venir, on fera l'hypothèse que $\beta(r)$ est constant sur $c\tau/2$ et on passera ce dernier terme dans la constante.

Recouvrement Le champ de vue du système de collection de la lumière étant fini, on doit considérer l'intersection géométrique du cône du champ de vue du télescope avec le cône de divergence du faisceau laser (figure 2.4).

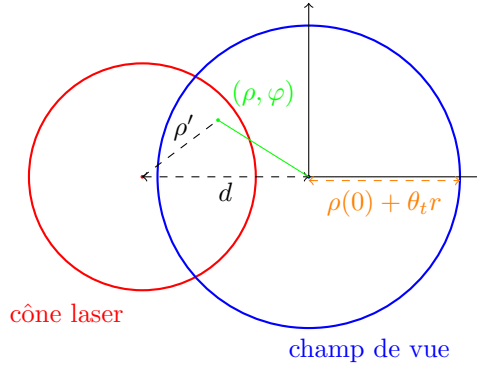


FIGURE 2.4 Intersection du cône de diffraction du laser et du champ de vue du télescope. Vue de coupe.

Prenons l'exemple du faisceau gaussien. Nous voulons calculer la puissance du faisceau qui est collectée par le champ de vue du télescope à la distance r . L'irradiance au plan cible s'écrit :

$$I(r, \rho') = P(r) \cdot \frac{1}{\pi W(r)^2} \cdot \exp\left(-\frac{\rho'^2}{W(r)^2}\right)$$

avec

$$W(r)^2 = W(0)^2 + \theta_t^2 r^2$$

où θ_t est le demi-angle au sommet du cône du laser et $W(0)$ le waist du laser.

On appelle **facteur géométrique** $G(r)$ la fraction de la puissance incidente qui rentre, au niveau du plan cible, dans le champ de vue du télescope. Pour le calcul, on intègre sur la section de cône du champ de vue du télescope la distribution normalisée d'irradiance au plan cible.

$$G(r) := \int_{\rho=0}^{\rho=\rho(0)+\theta_t r} \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \frac{1}{\pi W(r)^2} \cdot \exp\left(-\frac{\rho'^2}{W(r)^2}\right) \rho d\rho d\varphi$$

avec $\rho(0)$ le rayon de télescope et θ_t le demi-angle au sommet du cône de champ de vue du télescope. Le théorème d'Al Kashi, qui stipule que $\rho'^2 = \rho^2 + d^2 - 2\rho d \cos(\varphi)$ permet de passer du repère lié au laser à celui lié au télescope. On a supposé dans l'écriture ci-dessus que les axes des deux cônes étaient parallèles et distants de d . Un exemple numérique pour $G(r)$ est présenté en figure 2.5.

Le facteur géométrique impose dans la plupart des systèmes une limite sur la distance minimale de mesure.

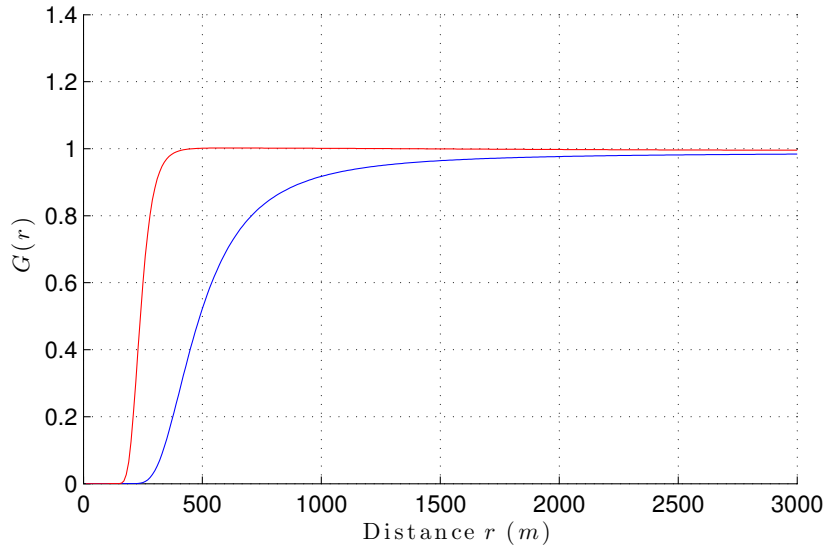


FIGURE 2.5 Simulation du facteur géométrique $G(r)$ pour une configuration bi-statique. Pour $\rho(0) = 10$ cm, $d = 20$ cm, $W(0) = 700$ μ m, $\theta_l = 0.1$ mrad, $\theta_t = 0.4$ mrad (rouge), 0.2 mrad (bleu)

2.4 Équation lidar

En considérant l'impulsion laser comme étant infiniment brève, mais en notant sa distribution spectrale normalisée $h(\nu, 0)$, en ne considérant que les termes de diffusion élastique, en considérant une rétrodiffusion simple, on peut écrire l'équation lidar sous la forme :

$$\begin{aligned}
 P(r) = & K \cdot \frac{E}{\tau} \cdot \frac{A}{r^2} \cdot G(r) T^2(r) \beta_M(r) \frac{c\tau}{2} \cdot \int_0^\infty h(\nu, 0) \tau^2(\nu, r) d\nu \\
 & + K \cdot \frac{E}{\tau} \cdot \frac{A}{r^2} \cdot G(r) T^2(r) \beta_R(r) \frac{c\tau}{2} \cdot \int_0^\infty \left(\int_0^\infty h(\nu', 0) \tau(\nu', r) b(\nu - \nu', r) d\nu' \right) \tau(\nu, r) d\nu
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Dans cette équation le premier terme correspond à la rétrodiffusion particulière (β_M), le second à la rétrodiffusion moléculaire ou Rayleigh (β_R). Un grand nombre de facteurs sont communs aux deux membres de la somme : l'énergie transmise par impulsion (E), la distance au carré r^2 , l'aire de collection A , le facteur d'efficacité K (qui comprend l'efficacité optique et quantique), le facteur géométrique $G(r)$, le facteur de transmission rendant compte de l'extinction

$$T(r) = \exp \left(- \int_0^r \gamma(r') dr' \right)$$

qui apparaît au carré car il intervient aussi bien sur le chemin aller que sur le chemin retour. L'extinction correspond à la partie diffusée qui n'est pas collectée par le récepteur. Le coefficient d'extinction $\gamma(r)$ correspond à l'énergie perdue lors de la propagation par diffusion dans des directions autres que la visée laser.

Enfin le terme d'absorption

$$\tau(\nu, r) = \exp \left(- \int_0^r \alpha(\nu, r') dr' \right)$$

contribue de manière différente en fonction de la largeur de la distribution spectrale de l'impulsion laser émise. Lorsque la largeur à mi hauteur de $h(\nu, 0)$ est très faible devant la largeur à mi hauteur de $\alpha(\nu, r)$, on peut faire l'approximation

$$\alpha(\nu, r) \approx \alpha(\bar{\nu}, r)$$

avec $\bar{\nu}$ la fréquence centrale de l'impulsion laser. Au contraire, après rétrodiffusion Rayleigh, la largeur à mi-hauteur de $h(\nu, 0)$ n'est plus négligeable. De ce fait on doit tenir compte de la densité $b(\nu - \nu')$ des diffuseurs moléculaires induisant un décalage en fréquence $\nu - \nu'$ pour calculer l'absorption à la fréquence ν sur le trajet retour.

Non pris en compte dans l'écriture ci-dessus, l'effet Doppler dû à la vitesse moyenne des cibles (Mie ou Rayleigh) introduit également une différence d'absorption entre le trajet aller et le trajet retour.

2.5 Photodétection quantique

La puissance lumineuse collectée par la chaîne de réception est mesurée grâce à un photodétecteur. Il existe deux grandes classes de photodétecteurs : les photodétecteurs thermiques (bolomètres) et les photodétecteurs quantiques qui reposent sur l'effet photoélectrique. Dans le cadre du lidar, on utilise les photodétecteurs quantiques qui satisfont au besoin en bande passante de l'instrument.

Responsivité Un photodétecteur quantique est sensible au flux ϕ de photons incident sur sa surface sensible et non pas à la puissance lumineuse : à puissance lumineuse constante on n'observe pas le même courant pour deux sources de lumière de longueurs d'onde différentes.

Chaque photon est soumis à une probabilité η d'être converti en électron. On appelle η l'efficacité quantique du photodétecteur. Sa valeur varie de quelques pourcents (tubes photomultiplicateurs vers 800 nm par exemple) à 90 % (photodiodes HgCdTe à 2 μm par exemple) en fonction des technologies employées.

On note $\mathcal{R} := q/(h\nu)$ le facteur de conversion photon-électron, exprimé en A W^{-1} , souvent appelé responsivité. De là un détecteur parfait convertit un flux de photons ϕ en un courant

$$I = \phi\eta\mathcal{R}$$

Effet photoélectrique externe, tubes photomultiplicateurs On parle d'effet photoélectrique externe lorsque l'énergie apportée par le photon à l'électron lui permet de franchir la barrière de potentiel de la surface du matériau. L'électron se retrouve alors libre dans l'espace vide. Il peut être récupéré si l'on impose dans le vide ambiant un champ électrique : c'est le principe du phototube ([69], page 647). Une variante du phototube est le tube photomultiplicateur : on utilise l'énergie cinétique acquise par l'électron sous l'influence du champ électrique pour provoquer des émissions secondaires au niveau de dynodes. Ce procédé permet d'amplifier le courant électrique produit. Les tubes photomultiplicateurs sont de remarquables amplificateurs : ils permettent d'atteindre des gains très élevés (jusque 10^6) avec un faible excès de bruit (c'est-à-dire une faible dégradation du signal à travers le processus d'amplification). Ils nécessitent toutefois l'utilisation de hautes tensions. D'un point de vue spectral, les tubes photomultiplicateurs sont très efficaces dans l'UV et dans le visible. Dans l'infrarouge l'énergie des photons n'est en général pas suffisante pour l'effet photoélectrique externe. La limite technologique actuelle se situe autour de 1.6 μm .

Effet photoélectrique interne, photodiodes On parle d'effet photoélectrique interne dans un matériau semi-conducteur lorsqu'un électron passe de la couche de valence à la couche de conduction suite à l'absorption d'un photon. Au premier ordre, une photodiode semiconductrice est une jonction $p-n$ dans laquelle les porteurs de charge sont créés par effet photoélectrique interne puis séparés par le champ électrique présent dans la zone de charge d'espace. L'absorption d'un photon donne ainsi lieu à la création d'un courant aux bornes de la jonction.

Le choix du matériau semiconducteur détermine la plage spectrale de fonctionnement de la photodiode. Les photodiodes Si (silicium) sont par exemple très performantes dans le visible et équipent la plupart des caméras des *smartphones* actuels. Pour l'infrarouge différents alliages existent : InSb, InGaAs, HgCdTe, etc. L'emploi de telle ou telle technologie répond à des critères de coût, de température de fonctionnement, de sensibilité, etc.

Un mode particulier de fonctionnement d'une photodiode est le mode avalanche : sous l'effet d'une forte polarisation inverse, les porteurs de charges photogénérés peuvent se multiplier dans la zone de charge d'espace. Le phénomène physique à l'oeuvre est appelé ionisation par impact. L'avalanche produite fait office de gain et possède des propriétés différentes en fonction des matériaux semiconducteurs. Ce phénomène sera décrit plus en détail dans le chapitre 7.

Détection directe La détection directe est le schéma de détection le plus évident : une chaîne d'optique collecte l'onde rétrodiffusée et la dirige sur la surface photosensible du photodétecteur. Le flux de photons correspondant est converti en courant par le photodétecteur. Une chaîne électronique d'amplification et de numérisation transforme ensuite le courant en tension. Au final la tension obtenue est - dans l'idéal - proportionnelle au flux de photons incident, soit encore à $P(r)$. En notant G le gain transimpédance (V/A) global, la tension U mesuré à l'instant $t := 2r/v$ satisfait

$$U(t) = P(r) \cdot \eta R \cdot G$$

Détection hétérodyne Le principe de la détection hétérodyne est le suivant. Pour détecter un faible signal lumineux à une fréquence ν , on le superpose avec un signal lumineux dont on maîtrise la source (oscillateur local) et dont la fréquence est $\nu + \delta\nu$. Ce mélange peut se faire en espace libre (voir figure 2.6) ou grâce à des coupleurs fibrés.

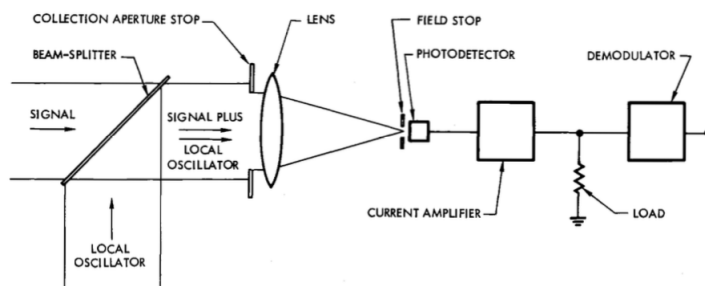


FIGURE 2.6 Schéma de principe d'un détecteur hétérodyne effectuant un mélange en espace libre et utilisant une lentille de focalisation. Extrait de [20]

Le photodétecteur étant sensible au carré du champ électrique, le signal en tension en sortie s'écrit sous la forme :

$$U(t) = U_{OL}(t) + U_{signal}(t) + 2\sqrt{\gamma \cdot U_{OL}(t) \cdot U_{signal}(t)} \cos(2\pi\delta\nu t + \phi) \quad (2.5)$$

Les deux premiers termes du membre de droite correspondent à la détection directe du signal rétrodiffusé et de l'oscillateur local. Le troisième terme correspond au mélange des deux ondes et donne lieu à un battement dont l'amplitude est obtenue par démodulation

$$2\sqrt{\gamma \cdot U_{OL}(t) \cdot U_{\text{signal}}(t)}$$

On voit dans cette expression que l'oscillateur local agit comme un amplificateur. Le facteur γ rend compte de l'efficacité du mélange : on parle de rendement hétérodyne. Ce rendement dépend fortement de la géométrie (le modèle de superposition de deux ondes planes sur la surface du détecteur est largement idéalisé : il faut prendre en compte la courbure des fronts d'onde ainsi que leur déformation par les optiques et leurs imperfections) et de la déformation du front d'onde du signal lors de la traversée de l'atmosphère : on parle de cohérence.

La détection hétérodyne pour les applications lidar a été largement étudiée ([10, 61, 7]). Une comparaison sur les performances des détections directe et hétérodyne est donnée à la fin du chapitre suivant, après introduction des notions de cohérence et de tavelures.

Chapitre 3

Signal lidar et fluctuations

Dans ce chapitre on introduit une dimension aléatoire au signal lidar. Il s'agit de rendre compte des phénomènes physiques - optique et électronique - qui confèrent au signal un caractère fluctuant. On commence par présenter une vue d'ensemble des phénomènes physiques en question dans une première section. On détaille ensuite les aspects statistiques progressivement. Le formalisme adopté pour ce qui relève de l'optique statistique est celui de J. Goodman ([28], chapitres 1&2).

3.1 Vue d'ensemble

La figure 3.1 présente une synthèse qui servira de fil conducteur dans ce chapitre. En premier lieu (A) j'ai représenté les diffuseurs moléculaires et particuliers. Ils se comportent comme une source incohérente et étendue. Chaque onde rétrodiffusée est quasi-monochromatique. L'onde électromagnétique rétrodiffusée est somme de toutes ces ondes.

L'éclairement du photodétecteur possède un caractère aléatoire à cause du caractère volumique et indépendant de la rétrodiffusion. On peut calculer la cohérence de l'onde rétrodiffusée grâce au théorème de Van Cittert - Zernike tout en sachant qu'elle est affectée par la traversée de l'atmosphère (B). Les échelles de variabilité spatiale et temporelle de l'éclairement (C) dépendent de la cohérence de l'onde dans le plan de collection.

Sur chaque aire de cohérence de la surface photosensible, les porteurs de charge générés lors de l'absorption des photons forment un processus de Poisson (D). Ce résultat provient fondamentalement du fait qu'un flux photonique possède une statistique de Poisson. L'absorption de photons et la génération de paires électron-trou associée conservent le caractère Poissonien. De plus comme l'éclairement est lui-même aléatoire (sur une aire de cohérence), on parle de processus de Poisson doublement aléatoire.

La conversion courant-tension (E) fait intervenir des composants électroniques (résistances, transistors, etc.) qui ajoutent des fluctuations au signal, de façon indépendante. Ces dernières sont représentées sous forme de puissance spectrale de bruit, que ce soit en tension ou en courant.

Enfin la conversion d'un signal analogique en signal numérique (F) nécessite plusieurs transformations du signal. D'abord avec des composants analogiques en amont de l'ADC proprement dit, dont le but est d'adapter l'amplitude du signal à la plage de numérisation (ADC drivers, transformateurs, etc.). Ils apportent leur propre bruit. Ensuite l'opération de numérisation est également par principe une déformation du signal car la résolution s'arrête au bit de poids faible.

Dans ce chapitre, on quantifie les processus (A-E) mis en jeu. Cela nous permet au final d'établir le rapport signal à bruit sur la mesure de la puissance rétrodiffusée, à la fois en détection directe et en détection hétérodyne. Nous pourrions donc d'ores et déjà

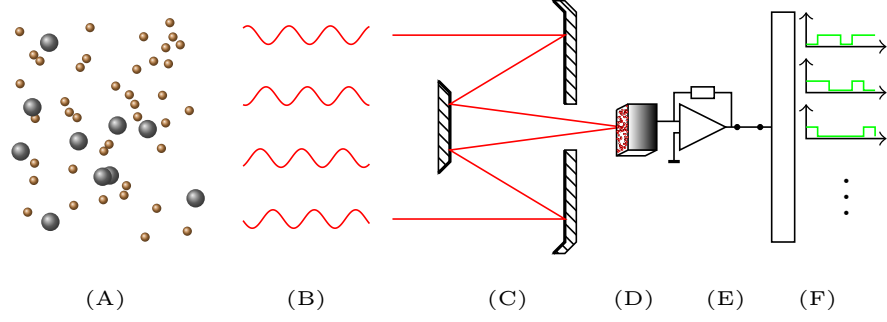


FIGURE 3.1 Schéma de synthèse de la physique de la détection directe. (A) Source incohérente étendue. (B) Impact de la turbulence sur la cohérence de l'onde rétrodiffusée. (C) Figure de speckle sur le détecteur. (D) Caractère poissonien de la photo-détection. (E) Bruit électronique et excès de bruit dû à la propagation dans des câbles (F) Bruit de numérisation.

établir une comparaison de principe sur la performance des deux types de détection.

3.2 L'atmosphère : source étendue incohérente

3.2.1 Cohérence spatiale

Soit $\mathbf{u}(P, t)$ le signal analytique représentant une composante du champ électromagnétique et vue comme réalisation d'un processus aléatoire stationnaire complexe. L'intensité mutuelle entre les points P_1 et P_2 s'exprime par

$$\mathbf{J}(P_1, P_2) := \langle \mathbf{u}(P_1, t) \mathbf{u}^*(P_2, t) \rangle \quad (3.1)$$

où par définition

$$\langle f \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt \quad (3.2)$$

D'après l'inégalité de Cauchy-Schwarz, en notant $I_1(t) := \langle \mathbf{u}(P_1, t) \mathbf{u}^*(P_1, t) \rangle$,

$$\mathbf{J}(P_1, P_2) \leq \sqrt{I_1(t) I_2(t)} \quad (3.3)$$

On définit donc le facteur de cohérence spatiale comme l'intensité mutuelle normalisée :

$$\mu(P_1, P_2) := \frac{\mathbf{J}(P_1, P_2)}{\sqrt{I_1 I_2}} \quad (3.4)$$

C'est un coefficient entre 0 et 1 qui traduit la corrélation entre les variations du champ en P_1 et celle du champ en P_2 .

Dans le cas de l'atmosphère rétrodiffusante, en raison du caractère indépendant de chaque rétrodiffusion, on a

$$\mathbf{J}(P_1, P_2) = I(P_1) \delta(|P_1 - P_2|) \quad (3.5)$$

3.2.2 Théorème de Van Cittert - Zernike

Dans des conditions paraxiales, dans le cas quasi-monochromatique, le calcul de la propagation de l'intensité mutuelle ([28], page 191-208) grâce à l'intégral de Fresnel donne

$$\mathbf{J}(Q_1, Q_2) = \iiint \mathbf{J}(P_1, P_2) \exp(-2j\pi(r_2 - r_1)/\bar{\lambda}) \cdot \bar{\lambda}^{-2} z^{-2} dS_1 dS_2 \quad (3.6)$$

avec P_1 et P_2 des points du plan source et Q_1, Q_2 des points du plan cible. De plus on a supposé que les plans source et cible étaient parallèles et distants de z . Enfin $r_1 = P_1Q_1$ et $r_2 = P_2Q_2$.

Dans le cas atmosphérique, compte tenu de l'équation 3.5, on obtient

$$\mathbf{J}(Q_1, Q_2) = \frac{1}{\bar{\lambda}^2 z^2} \cdot \iint I(P_1) \exp\left(-j \frac{2\pi}{\bar{\lambda}}(r_2 - r_1)\right) dS_1 \quad (3.7)$$

En écrivant

$$r_1 = \sqrt{z^2 + (x_1 - \xi)^2 + (y_1 - \eta)^2} \approx z + \frac{(x_1 - \xi)^2 + (y_1 - \eta)^2}{2z} \quad (3.8)$$

$$r_2 = \sqrt{z^2 + (x_2 - \xi)^2 + (y_2 - \eta)^2} \approx z + \frac{(x_2 - \xi)^2 + (y_2 - \eta)^2}{2z} \quad (3.9)$$

on obtient finalement

$$\mathbf{J}(x_1, y_1, x_2, y_2) = \frac{e^{-j\psi}}{\bar{\lambda}^2 z^2} \iint I(\xi, \eta) \exp\left(j \frac{2\pi}{\bar{\lambda} z} ((x_1 - x_2)\xi + (y_1 - y_2)\eta)\right) d\xi d\eta \quad (3.10)$$

Ceci constitue le théorème de Zernike : sous des hypothèses de quasi-monochromaticité, de géométrie paraxiale et de source incohérente spatialement, l'intensité mutuelle au plan cible est la transformée de Fourier de l'éclairement dans le plan source.

3.2.3 Aire de cohérence dans le plan télescope

On définit l'aire de cohérence à partir du facteur de cohérence spatiale selon

$$A_c := \iint |\mu(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \quad (3.11)$$

avec $\Delta x = x_1 - x_2$ et $\Delta y = y_1 - y_2$.

Calculons A_c pour une aire source A_s éclairée uniformément I_s et située à une distance z du plan cible :

$$\begin{aligned} A_c &= \frac{1}{B} \int_6 I(\xi, \eta) I(\xi', \eta') e^{j \frac{2\pi}{\bar{\lambda} z} (\Delta x(\xi - \xi') + \Delta y(\eta - \eta'))} d\xi d\xi' d\eta d\eta' d\Delta x d\Delta y \\ &= \frac{1}{B} \int_4 I(\xi, \eta) I(\xi', \eta') \left(\int_2 e^{j \frac{2\pi}{\bar{\lambda} z} (\Delta x(\xi - \xi') + \Delta y(\eta - \eta'))} d\Delta x d\Delta y \right) d\xi d\xi' d\eta d\eta' \\ &= \bar{\lambda}^2 z^2 \frac{1}{B} \int_2 I^2(\xi, \eta) d\xi d\eta \\ &= \bar{\lambda}^2 z^2 \cdot \frac{I_s^2 A_s}{A_s^2 I_s^2} \\ &= \frac{\bar{\lambda}^2 z^2}{A_s} \end{aligned}$$

avec

$$B = \left(\iint I(\xi, \eta) d\xi d\eta \right)^2 = A_s^2 I_s^2 \quad (3.12)$$

Nous venons ainsi de montrer que dans le modèle d'une atmosphère considérée comme source incohérente éclairée uniformément, l'aire caractéristique (sur laquelle l'éclairement peut être considéré constant) au niveau du télescope est

$$A_c = \frac{\bar{\lambda}^2}{\pi \theta_l^2} \quad (3.13)$$

3.2.4 Impact de la turbulence atmosphérique sur l'aire de cohérence

La turbulence atmosphérique peut affecter de manière considérable la cohérence spatiale de l'onde rétrodiffusée. De très nombreuses études ont porté sur le sujet [20, 10, 71]. On retiendra ici que la turbulence ne peut que diminuer l'aire de cohérence de l'onde rétrodiffusée, l'expression dérivée en équation 3.13 est donc un majorant de l'aire de cohérence réelle.

3.3 Statistiques de la puissance instantanée

3.3.1 Loi de la puissance sur une aire de cohérence

Dans la section précédente nous avons montré qu'à cause du caractère quasi monochromatique de la lumière considéré, l'éclairement du télescope n'était pas homogène spatialement. Considérons d'abord une aire A_c pour laquelle on suppose que l'éclairement est homogène. Soit P un point de A_c . L'intensité lumineuse instantanée au point P du détecteur à l'instant t est la somme de nombreux contributeurs indépendants quasi-monochromatiques (on parle de lumière pseudo-thermique) :

$$I(P, t) := |\mathbf{u}(P, t)|^2 = \left| \sum_i a_i \exp(j\phi_i(t)) \right|^2$$

Les moments statistiques de la quantité $\mathbf{A} := \sum_i a_i \exp(j\phi_i(t))$, appelée *random phasor* par Goodman sont calculés dans ([28], section 2.9). En particulier, avec $A = |\mathbf{A}|$, on a

$$p_A(A) = \frac{A}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{A^2}{2\sigma^2}\right)$$

Avec σ^2 la variance de $\text{Re}(\mathbf{A})$ qui est par ailleurs aussi celle de $\text{Im}(\mathbf{A})$. De là, puisque $I = A^2$, on a

$$p_I(I) = p_A(A = \sqrt{I}) \left| \frac{dA}{dI} \right| = \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right)$$

On peut montrer avec une intégration par partie que $\bar{I} = 2\sigma^2$.

On notera au passage que

$$\text{Var}(I) = \bar{I}^2 \tag{3.14}$$

3.3.2 Moments d'ordre un et deux de la puissance intégrée sur l'aire du télescope

L'intensité totale récupérée par le détecteur W est égale à l'intégrale de l'éclairement sur la surface du télescope :

$$W := \iint I(x, y) dx dy \tag{3.15}$$

De là le moment d'ordre un de W est $\overline{\iint I(x, y) dx dy} = \iint \overline{I(x, y)} dx dy = A_{tel} \bar{I}$. Pour le moment d'ordre deux, on a (on suppose une aire carrée pour simplifier les calculs)

$$\text{Var}(W) = \overline{\left(\iint_{-\sqrt{A_{tel}}/2}^{+\sqrt{A_{tel}}/2} I(x, y) dx dy \right)^2} - \overline{W}^2 \quad (3.16)$$

$$= \iiint \overline{I(x, y) I(x', y')} dx dx' dy dy' - \overline{W}^2 \quad (3.17)$$

$$= \iiint \overline{\mathbf{u}(x, y) \mathbf{u}^*(x, y) \mathbf{u}(x', y') \mathbf{u}^*(x', y')} dx dx' dy dy' - \overline{W}^2 \quad (3.18)$$

Pour simplifier cette dernière expression, on utilise le fait que pour une lumière pseudo-thermique, on puisse écrire :

$$\overline{|\mathbf{u}_1|^2 |\mathbf{u}_2|^2} = \overline{|\mathbf{u}_1|^2} \cdot \overline{|\mathbf{u}_2|^2} + (\overline{|\mathbf{u}_1^* \mathbf{u}_2|})^2 \quad (3.19)$$

Il s'agit d'un corollaire du théorème des moments pour un processus gaussien complexe ([28], page 41). De là, on a

$$\text{Var}(W) = \iiint \overline{I^2} \cdot (1 + |\mu(x, y, x', y')|^2) dx dx' dy dy' - \overline{W}^2 \quad (3.20)$$

$$= \overline{I^2} \iiint |\mu(x, y, x', y')|^2 dx dx' dy dy' \quad (3.21)$$

$$= \overline{W}^2 \left(\frac{1}{A_{tel}} \iint_{-\infty}^{\infty} \Lambda\left(\frac{\Delta x}{\sqrt{A_{tel}}}\right) \Lambda\left(\frac{\Delta y}{\sqrt{A_{tel}}}\right) |\mu(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \right) \quad (3.22)$$

avec

$$\Lambda(u) := \begin{cases} 1 - |u| & |u| \leq 1 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

L'équation 3.22 s'obtient à partir de l'équation 3.21 en utilisant le caractère stationnaire de $I(x, y)$. La facteur de cohérence spatial ne dépend alors que de la différence d'abscisse Δx et de la différence d'ordonnée Δy . Pour se convaincre du calcul, le lecteur est amené à considérer la figure 3.2.

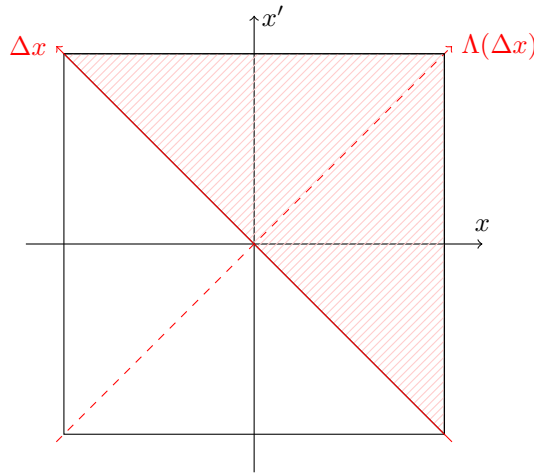


FIGURE 3.2 Illustration du changement de variable

Examinons l'expression 3.22. Lorsque la plage de valeurs de $\Delta x, \Delta y$ pour lesquelles $|\mu(\Delta x, \Delta y)|^2$ est significatif est très petite devant $\sqrt{A_{tel}}$, alors $\Lambda(\Delta x/\sqrt{A_{tel}}) \approx 1$, de

même pour y et

$$\text{Var}(W) = \overline{W}^2 \cdot \frac{A_c}{A_{tel}} \quad (3.23)$$

Au contraire lorsque la plage de valeurs de $\Delta x, \Delta y$ pour lesquelles $|\mu(\Delta x, \Delta y)|^2$ est significatif est très grande devant $\sqrt{A_{tel}}$, alors $|\mu(\Delta x, \Delta y)|^2 \approx 1$ et

$$\text{Var}(W) = \overline{W}^2 \cdot \frac{1}{A_{tel}} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} \Lambda\left(\frac{\Delta x}{\sqrt{A_{tel}}}\right) \Lambda\left(\frac{\Delta y}{\sqrt{A_{tel}}}\right) \Delta x d\Delta y \quad (3.24)$$

$$= \overline{W}^2 \quad (3.25)$$

Discussion : nombre de tavelures

On vient de montrer que :

- Lorsque l'aire de cohérence est très supérieur à l'aire de collection, on retombe sur les moments statistiques d'une loi exponentielle négative conformément au premier paragraphe de cette section. L'hypothèse physique de lumière pseudo-thermique est à chaque fois utilisée. Dans le premier calcul elle apparaît dans le modèle de *random phasor*. Dans le second elle apparaît lorsque l'on invoque le théorème des moments d'un processus gaussien complexe.
- Au contraire lorsque l'aire de cohérence est inférieure à l'aire de collection, la variance de l'intensité collectée est réduite d'un facteur

$$\mathcal{M} := \frac{A_{tel}}{A_c} = \left(\frac{1}{A_{tel}} \iint_{-\infty}^{\infty} \Lambda\left(\frac{\Delta x}{\sqrt{A_{tel}}}\right) \Lambda\left(\frac{\Delta y}{\sqrt{A_{tel}}}\right) |\mu(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \right)^{-1} \quad (3.26)$$

Ce résultat peut être vue sous la perspective du théorème centrale limite. $\mathcal{M}$ s'interprète alors comme le nombre de contributeurs indépendants. En l'occurrence le nombre d'aires de cohérence, aussi appelées tavelures ou *speckle cells*.

3.3.3 Loi approximative de la puissance intégrée sur l'aire du télescope

Une manière simple de trouver une loi approximative pour W consiste à écrire ¹

$$W = A_c \sum_{i=1}^{\mathcal{M}} I_i \quad (3.27)$$

Dans l'expression précédente, les I_i sont des variables aléatoires indépendantes qui suivent toutes - dans l'hypothèse d'une lumière pseudo-thermique polarisée - une loi exponentielle négative. Or on sait que la loi d'une variable aléatoire somme de deux variables aléatoires indépendantes est la convolution des lois des deux variables composant la somme. De manière générale, la loi d'une somme de variables aléatoires est la convolution des lois des variable de la somme. Il est alors pratique de passer par la fonction caractéristique pour calculer la loi de W ([28], pages 232-237). On obtient

$$p_W(W) \approx \begin{cases} \left(\frac{\mathcal{M}}{W}\right)^{\mathcal{M}} \frac{W^{\mathcal{M}-1} \exp\left(-\mathcal{M} \frac{W}{W}\right)}{\Gamma(\mathcal{M})} & W \geq 0 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.28)$$

Ces développements analytiques ont été confirmés expérimentalement. On présente à titre d'illustration les résultats de [11] en figure 3.3. Même si une cible dure est utilisée, si

1. On fait ici un petit raccourci. En effet, $\mathcal{M}$ n'est pas entier a priori. Pour être tout à fait rigoureux il faudrait utiliser une variable m et mener le même calcul pour obtenir 3.28. On montre alors que les moments obtenus coïncident avec ceux dérivés dans le paragraphe précédent lorsque $m = \mathcal{M}$.

la diffusion par la cible est spatialement incohérente les résultats présentés précédemment sont valables.

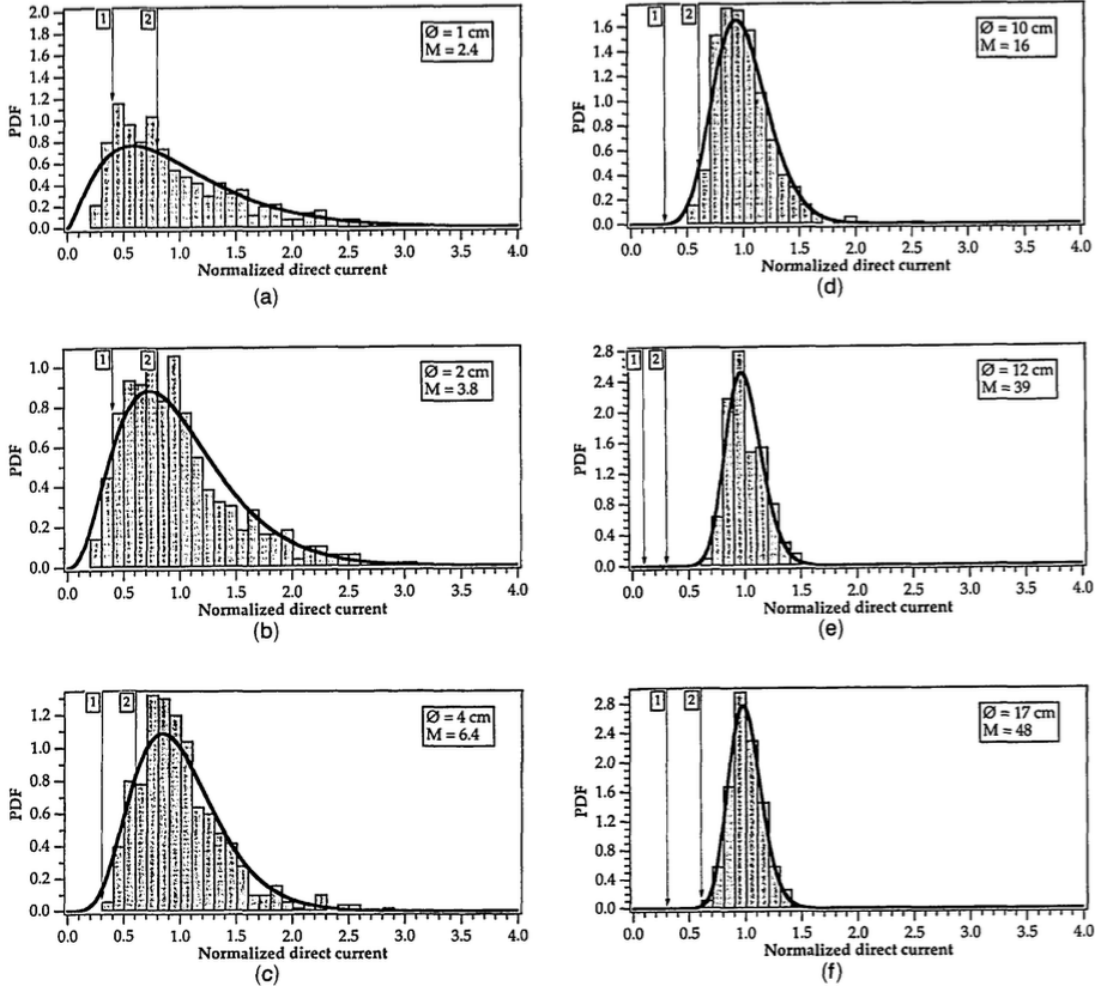


FIGURE 3.3 Histogrammes du courant normalisé obtenu en détection directe (idem puissance rétrodiffusée à un facteur près) par une cible dure. L'aire du télescope est graduellement obstruée pour faire varier le nombre de tavelures. Les courbes noires en trait épais correspondent à la régression sur l'ensemble des fonctions définies par 3.28 selon le paramètre $\mathcal{M}$. Extraite de [11]

3.3.4 Détection hétérodyne et tavelures spatiales : un hara-kiri

À la différence de la détection directe qui repose sur la détection de la valeur moyenne d'un courant, la détection hétérodyne repose sur la détection d'une variation de courant. Si l'on superpose un oscillateur local dont on suppose que la phase est constante sur la surface du télescope avec une onde rétrodiffusée présentant une aire de cohérence très inférieure à l'aire du télescope, les contributions locales en variation de courant seront aléatoirement déphasées. On obtient une somme de termes pouvant être aussi bien positifs que négatifs !

$$\delta W = A_c \sum_k \delta I_k \quad (3.29)$$

L'analyse statistique rigoureuse de la détection hétérodyne en fonction de la cohérence spatiale a été développée en détail dans [10]. On se contente ici d'une approche intuitive.

Puisque les δI_k suivent la même loi et possède la même probabilité d'être positif ou négatif, tout se passe comme si les termes de la somme s'annulaient deux à deux. Au final δW correspond au maximum au $A_c \delta I$ d'une seule tavelure. Dans la pratique cette vision se confirme car on retombe sur une loi exponentielle négative pour δW^2 [10, 11].

Ainsi pour une détection hétérodyne en présence de tavelures, non seulement l'aire effective de collection est celle d'une tavelure, mais la variance n'est pas réduite car on ne dispose que d'un échantillon. Le rapport signal à bruit s'en trouve donc particulièrement dégradé.

3.4 Statistiques du courant photo généré

Jusqu'à présent notre analyse s'est limitée au calcul des lois de probabilités de l'éclairement de la surface du télescope. On suppose que cet éclairement est reproduit sur la surface du détecteur modulo le grandissement. On s'intéresse à présent à la loi du courant photo généré. Il nous faut pour cela faire des hypothèses sur la relation entre éclairement et photo courant. On utilise ici le modèle du processus de poisson pour l'ensemble de la physique impliquée dans la génération d'un photo courant : création d'une paire électron-trou, séparation et transport des porteurs de charge vers les extrémités de la jonction.

3.4.1 Processus de Poisson

Le processus de Poisson décrit les évènements rares. Plus précisément, c'est un modèle qui, étant donné un flux $\lambda(t)$ d'évènements, décrit la probabilité $p(K, T = [t_1; t_2], \lambda)$ d'en compter K pendant l'intervalle de temps T :

$$p(K, T = [t_1; t_2], \lambda) = \frac{\left(\int_{t_1}^{t_2} \lambda(t) dt\right)^K}{K!} \cdot \exp\left(-\int_{t_1}^{t_2} \lambda(t) dt\right) \quad (3.30)$$

Par ailleurs les variables K_1 et K_2 correspondant à deux intervalles T_1 et T_2 d'intersection nulle sont indépendantes.

Deux approches sont proposées dans ([28], page 82-85) pour arriver à ce modèle à partir d'hypothèses physiques. La seconde consiste en particulier à voir les évènements comme des diracs posés sur la droite temporelle avec une probabilité uniforme. Ce modèle décrit convenablement la photo détection en raison du caractère aléatoire de la conversion photon - paire électron/trou dans un semiconducteur.

Parmi les propriétés de la variable aléatoire K on retiendra que :

$$\overline{K} = \int_{t_1}^{t_2} \lambda(t) dt \quad (3.31)$$

$$\text{Var}(K) = \overline{K} \quad (3.32)$$

3.4.2 Densité spectrale de puissance du processus de Poisson

Densité spectrale de puissance. On définit la densité spectrale de puissance d'un processus aléatoire U par

$$\mathcal{G}_U(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \overline{|\mathcal{U}_T(\nu)|^2} \quad (3.33)$$

Cette définition, qui peut paraître compliquée au premier abord, est fondée sur les considérations d'intégrabilité. En effet, une réalisation $u(t)$ du processus aléatoire U

n'est pas a priori intégrable. Donc sa transformée de Fourier n'est a priori pas définie. On considère à présent l'ensemble des $u(t)$ de puissance moyenne finie. On pose alors

$$u_T(t) = \begin{cases} u(t) & -T/2 \leq t \leq T/2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.34)$$

Alors $u_T(t)$ est intégrable et on note $\mathcal{U}_T$ sa transformée de Fourier. De plus la limite telle que définie dans l'équation 3.33 existe.

Exemple. Prenons en particulier le cas où U est un processus dont les réalisations sont définies par $u(t) = w$ avec w une réalisation de W , variable aléatoire de moyenne nulle et de variance $\overline{W^2}$.

En utilisant la formule 3.33, on arrive à

$$\mathcal{G}_U(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\overline{w^2}}{T} \cdot \left| \frac{\sin(\pi\nu T)}{\pi\nu} \right|^2 \quad (3.35)$$

La limite de l'équation ci-dessus n'existe pas au sens des fonctions mais au sens des distributions, on a finalement :

$$\mathcal{G}_U(\nu) = \overline{w^2} \cdot \delta_\nu \quad (3.36)$$

Ce résultat s'interprète de la manière suivante : pour les fréquences non nulles la puissance spectrale de U est nulle. En effet les réalisations de U sont des fonctions constantes. Le côté aléatoire est concentré au point $\nu = 0$.

Puissance spectrale du processus de Poisson. Le calcul de la puissance spectrale d'un processus de Poisson de paramètre λ n'est pas trivial. Le lecteur est renvoyé à ([28], pages 84-92). On retiendra que

$$\mathcal{G}(\nu) = \lambda \quad (3.37)$$

3.4.3 Variance du courant dans l'hypothèse d'un flux poissonien constant

Pour calculer la variance du courant, il nous faut utiliser un résultat fondamental de la théorie du bruit : le théorème de Wiener-Khinchin.

Théorème de Wiener-Khinchin Le théorème de Wiener Khinchin stipule que pour un processus stationnaire, la fonction d'autocorrélation et la puissance spectrale de ce processus constitue une paire de Fourier, c'est-à-dire que l'on passe de l'une à l'autre par transformation de Fourier.

Ce résultat est le pendant de l'analyse en harmoniques d'un signal périodique. Seulement pour un processus aléatoire stationnaire, on ne peut pas faire une analyse de Fourier classique car le côté aléatoire ôte au signal tout caractère périodique. L'analyse de Fourier n'a de sens que localement, ce qui conduit à la fonction d'autocorrélation. Ainsi, la puissance spectrale rend compte de l'analyse en harmoniques de la régularité locale moyenne des réalisations du processus aléatoire.

Un corollaire fort utile de ce théorème est le résultat suivant. Pour un processus aléatoire stationnaire centré U , on a

$$\text{Var}(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{G}(\nu) d\nu \quad (3.38)$$

Cette formule découle directement de l'écriture du théorème mentionné en remarquant que :

$$\text{Var}(u) = \Gamma(\tau = 0) \quad (3.39)$$

Application à la dérivation classique du shot noise. Écrivons le courant comme une somme de Diracs dont la distribution sur l'axe des temps obéit à une statistique de Poisson de paramètre λ .

$$i(t) = q \sum_k \delta(t - t_k) \quad (3.40)$$

On sait que la puissance spectrale de $t \mapsto \delta(t - t_k)$ est λ . Parmi les propriétés de la puissance spectrale figure le fait que $\mathcal{G}_{\alpha U} = \alpha^2 \mathcal{G}_U$. L'application du théorème de Wiener-Khinchin permet alors d'écrire :

$$\text{Var}(i) = \int_{-B}^B q^2 \lambda d\nu = 2q\bar{i}B \quad (3.41)$$

Remarque importante : dans l'équation précédente on a été obligé d'introduire une certaine largeur spectrale B . Autrement la variance de i serait infinie. On peut faire le raisonnement approximatif suivant. Considérer une bande spectrale B revient à intégrer des charges pendant $\Delta t = 1/2B$. En notant N le nombre de charges intégrées, puisque $\text{Var}(N) = N$, en écrivant $i \approx qN/\Delta t$, il vient $\text{Var}(i) = 2q\bar{i}B$.

3.4.4 Variance du courant sous éclairage aléatoire

Le but de ce paragraphe est de prendre en compte la statistique de l'éclairage de la surface du détecteur. Il est intuitif de penser que le côté aléatoire de l'éclairage va augmenter la variance du courant photo généré.

Du point de vue du modèle du processus de Poisson, supposer que l'éclairage est aléatoire revient à voir λ comme une réalisation d'un processus aléatoire Λ .

On peut alors montrer ([28], page 92) que

$$\mathcal{G}_U(\nu) = \bar{\lambda} + \mathcal{G}_\Lambda(\nu) \quad (3.42)$$

En particulier pour un modèle où λ est constant, on obtient :

$$\mathcal{G}_U(\nu) = \bar{\lambda} + \bar{\lambda}^2 \delta(\nu) \quad (3.43)$$

En notant W l'éclairage auquel on a soustrait sa moyenne, on a $\lambda = \frac{\eta}{h\nu} W$, on obtient donc

$$\mathcal{G}_U(\nu) = \frac{\eta}{h\nu} \bar{W} + \left(\frac{\eta}{h\nu} \right)^2 \bar{W}^2 \delta(\nu) \quad (3.44)$$

En multipliant finalement par q^2 pour obtenir la puissance spectrale du courant,

$$\mathcal{G}_I(\nu) = q\bar{i} + \left(\frac{q\eta}{h\nu} \right)^2 \bar{W}^2 \delta(\nu) \quad (3.45)$$

Finalement, en se remémorant que $\bar{W}^2 = \bar{W}^2/\mathcal{M}$, on obtient le résultat suivant

$$\text{Var}(i) = 2q\bar{i}B + \frac{\bar{i}^2}{\mathcal{M}} = \bar{i} \cdot \left(2qB + \frac{\bar{i}}{\mathcal{M}} \right) \quad (3.46)$$

Le résultat que nous venons d'obtenir possède une interprétation physique essentielle : on peut voir les variations de courant comme la somme des variations type shot noise et des variations caractéristiques d'un éclairage aléatoire. La limite du shot noise n'est atteinte que pour : soit un courant moyen faible, soit un nombre de tavelures très important.

Illustration numérique. Pour un courant moyen de 1 nA et $B = 10 \text{ MHz}$, il faut $\mathcal{M} \geq 1000$ pour que le shot noise soit le bruit dominant.

3.5 Dimension temporelle

Dans toutes les sections précédentes de ce chapitre, on a envisagé une mesure ponctuelle, instantanée du courant et on a déterminé la variance de cette quantité physique en fonction d'hypothèses sur la rétrodiffusion (atmosphère comme source étendue incohérente) et la géométrie (pour déterminer $\mathcal{M}$). L'unique réserve à ce côté instantané étant le temps d'intégration électronique ($1/2B$). On a alors implicitement supposé l'éclairement constant pendant ce temps là.

La question naturelle qui se pose est : d'un point de vue de la statistique de l'éclairement, quelle durée temporelle sépare deux échantillons indépendants. Autrement dit combien de temps faut-il attendre pour obtenir une mesure indépendante de la précédente. La réponse à cette question repose sur la cohérence temporelle de l'onde rétrodiffusée.

3.5.1 Cohérence temporelle et largeur spectrale

On parle de cohérence temporelle entre $\mathbf{u}(t)$ et $\mathbf{u}(t + \tau)$ lorsque l'on peut former une figure d'interférences en superposant ces deux ondes. Une vision expérimentale de cette notion est d'imaginer la séparation en deux parties d'une onde. Chaque partie suit alors un chemin indépendant de sorte que la différence de chemin soit égale en temps à τ . Et on superpose ensuite ces deux ondes sur un écran². L'intensité des interférences observées (ce qu'on appelle usuellement la visibilité des franges, ou le contraste) est quantifiée par la notion de cohérence. Si on n'observe pas d'interférences, cela signifie que $\mathbf{u}(t)$ et $\mathbf{u}(t + \tau)$ sont incohérentes.

Facteur de cohérence temporelle Soit $\mathbf{u}(t)$ la représentation analytique du champ électromagnétique vue comme la réalisation d'un processus aléatoire complexe stationnaire. On introduit le facteur de cohérence temporelle $\gamma(\tau)$ selon :

$$\gamma(\tau) := \frac{\overline{\mathbf{u}(t)\mathbf{u}(t + \tau)}}{\overline{\mathbf{u}(t)\mathbf{u}(t)}} \quad (3.47)$$

Une façon équivalente de se représenter la notion de cohérence temporelle est d'envisager la puissance spectrale de $\mathbf{u}$.

Puissance spectrale de l'onde La puissance spectrale normalisée de $\mathbf{u}$ est reliée au facteur de cohérence temporel selon ([28], page 159)

$$\gamma(\tau) = \int_0^\infty \hat{\mathcal{G}}(\nu) e^{-j2\pi\nu\tau} d\nu \quad (3.48)$$

Étant donnée la largeur spectrale de la source lumineuse, on peut donc remonter au facteur de cohérence temporel. Par exemple pour une source possédant un spectre Gaussien :

$$\mathcal{G}(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\Delta\nu} \exp\left(-\left(2\sqrt{\ln 2}\frac{\nu - \bar{\nu}}{\Delta\nu}\right)^2\right) \quad (3.49)$$

$$\gamma(\tau) = \exp\left(-\left(\frac{\pi\Delta\nu\tau}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right) \cdot \exp(-j2\pi\bar{\nu}\tau) \quad (3.50)$$

2. C'est le principe de l'interféromètre de Michelson

3.5.2 Intensité intégrée dans le temps sur une aire de cohérence

On envisage ici l'intégration temporelle de l'intensité d'une onde totalement cohérente spatialement :

$$W = \int_{-T/2}^{T/2} I(t) dt \quad (3.51)$$

En produisant un raisonnement identique à celui mené pour la cohérence spatiale³, on arrive à :

$$\text{Var}(W) = \frac{\overline{W}^2}{\mathcal{M}_t} \quad (3.52)$$

avec

$$\mathcal{M}_t^{-1} = \frac{1}{T} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \Lambda\left(\frac{\tau}{T}\right) |\gamma(\tau)|^2 d\tau \quad (3.53)$$

La version intuitive de ce résultat étant qu'on dispose de T/τ_c échantillons indépendants, avec

$$\tau_c := \int_{-\infty}^{+\infty} |\gamma(\tau)|^2 d\tau \quad (3.54)$$

Différence entre la diffusion moléculaire et la diffusion particulaire. Les expressions obtenues ci-dessus montrent que l'élargissement spectral lors de la rétrodiffusion va affecter la cohérence temporelle de l'onde rétrodiffusée. Pour la rétrodiffusion particulaire, en considérant l'élargissement spectral comme négligeable, on obtient que le temps de cohérence est à peu près la largeur d'impulsion. Au contraire pour la diffusion moléculaire le temps de cohérence est considérablement raccourci. Le lecteur peut se référer à ([9], Annexe D) pour un exemple numérique.

3.5.3 Temps de cohérence versus bande passante de détection

On a vu dans la section précédente que la variance du courant intégré sur $\Delta t = 1/2B$ était réduite d'un facteur $\mathcal{M}$ à cause des tavelures spatiales. Au vu des paragraphes précédents de cette section, il faut ajouter un facteur de réduction $\mathcal{M}_t$ correspondant au nombre tavelures temporelles pendant Δt . Ce nombre peut tout à fait être égal à l'unité.

On gardera à l'esprit que l'on a fait l'hypothèse d'un processus stationnaire pendant Δt .

Cette réduction en $\mathcal{M} \times \mathcal{M}_t$ repose toutefois sur l'hypothèse que l'on peut décrire de manière indépendant la partie spatiale de la partie temporelle, soit encore que

$$\frac{\overline{\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{x}, t + \Delta t)}}{\overline{\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)^2}} = \gamma(\tau) \cdot \mu(\Delta \mathbf{x}) \quad (3.55)$$

3.6 Mesure de puissance en détection directe et hétérodyne

3.6.1 Détection directe

En détection directe, le courant issu de la photo-détection est converti en tension U par une électronique de lecture. Cette électronique apporte un bruit supplémentaire indépendant. Étant donné une bande passante B pour l'électronique de lecture, on exprime la variance en courant à l'entrée de l'électronique de lecture selon :

3. détaillé dans [28], pages 228 237

$$\text{Var}(I) = 2qIB + \frac{I^2}{\mathcal{M} \cdot \mathcal{M}_t} + \sigma_{\text{elec}}^2 \quad (3.56)$$

avec $\mathcal{M}_t$ le nombre de tavelures temporelles pendance $1/2B$.

Il s'ensuit que l'erreur relative sur le courant s'exprime selon

$$\frac{\sigma(I)}{I} = \frac{\sqrt{2qIB + \frac{I^2}{\mathcal{M} \cdot \mathcal{M}_t} + \sigma_{\text{elec}}^2}}{I} \quad (3.57)$$

3.6.2 Détection hétérodyne

En détection hétérodyne, un réglage optimal est obtenu quand le bruit dominant est le shot noise de l'oscillateur local. Dans ce cas, le rapport de la puissance moyenne du signal sur la puissance de bruit, quantité appelée CNR (Carrier to Noise Ratio), est indépendant du bruit de lecture électronique. Par ailleurs, le CNR est proportionnel à la puissance rétrodiffusée. On a [67, 7] :

$$\frac{\sigma(P)}{P} = 1 + \frac{1}{\text{CNR}} \quad (3.58)$$

Ce résultat se comprend asymptotiquement de la façon suivante. Lorsque la puissance rétrodiffusée est très importante, c'est-à-dire à fort CNR, c'est la statistique (exponentielle négative) de la puissance rétrodiffusée qui impose un rapport signal à bruit de 1 (propre de la statistique exponentielle négative).

Au contraire lorsque la puissance rétrodiffusée est très faible, c'est-à-dire à faible CNR, l'amplitude du battement est noyée dans le bruit de l'oscillateur local.

Dans le cas où la puissance moyenne est calculée sur un intervalle de temps T comprenant $\mathcal{M}_t$ échantillons indépendants, on obtient l'expression :

$$\frac{\sigma(P)}{P} = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{M}_t}} \cdot \left(1 + \frac{1}{\text{CNR}}\right) \quad (3.59)$$

3.6.3 Comparaison de principe

La figure 3.4 illustre les formules introduites dans les deux derniers paragraphes. On y représente l'erreur relative sur la mesure de puissance rétrodiffusée en fonction du niveau de puissance. On a tracé en bleu la limite du shot noise : c'est la borne inférieure incompressible qui résulte du caractère aléatoire de la photodétection. On distingue plusieurs régimes.

Pour les signaux forts, le caractère exponentiel négative de la puissance rétrodiffusée impose un palier pour les deux détections. Ce palier est nettement plus avantageux pour la détection directe car elle bénéficie d'une réduction de l'erreur relative grâce aux tavelures spatiales. Ce n'est pas le cas de la détection hétérodyne qui n'exploite qu'une seule tavelure à la fois. La croissance de l'erreur relative en fonction de $\mathcal{M}_t$ vient du fait que le CNR est inversement proportionnel à $\mathcal{M}_t$ [67, 7].

En ce qui concerne le deuxième cas asymptotique, lorsque le signal est très faible, on est en détection directe limité par le bruit électronique. En détection hétérodyne, cela correspond à la plage où le shot noise de l'oscillateur local induit des variations plus grandes que celles de la puissance rétrodiffusée.

Enfin la plage intermédiaire correspond au fonctionnement type shot noise. L'écart à la limite absolue (courbe bleue) est due à l'efficacité quantique pour la détection directe. En détection hétérodyne, le lieu des points optimaux est tracé en mauve. On se rend compte qu'il n'y a qu'un seul $\mathcal{M}_t$ idéal étant donné une distance de mesure. L'écart par rapport à la limite absolue tient d'une part au rendement quantique du détecteur mais

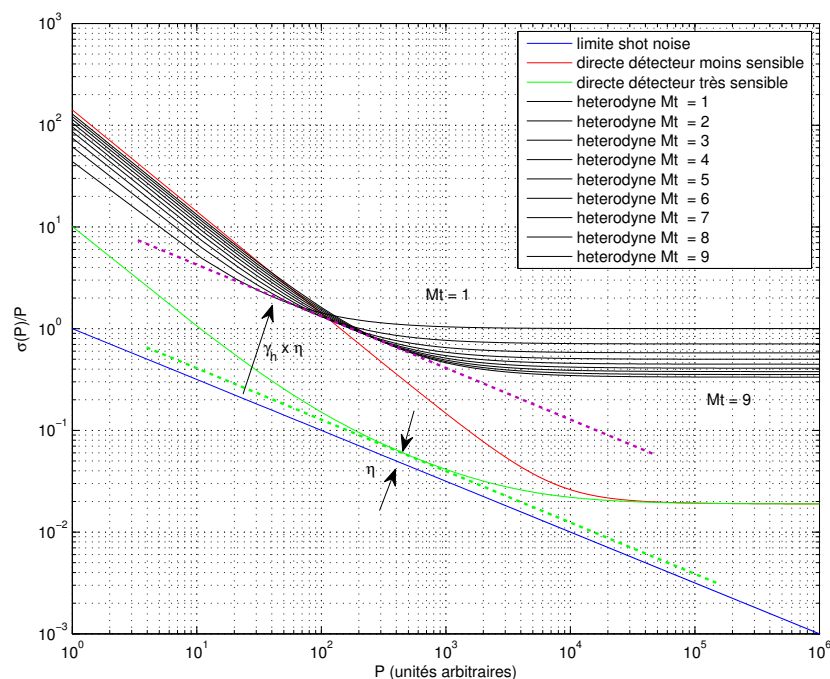


FIGURE 3.4 Comparaison de principe des détections directe et hétérodyne.

aussi au rendement hétérodyne. Cela comprend en particulier le fait qu'on n'utilise que la surface d'une seule tavelure, la puissance effective est donc $P/\mathcal{M}$.

Une détection hétérodyne sera néanmoins plus sensible à longue distance qu'une détection directe présentant un fort bruit électronique (courbe rouge).

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que les fluctuations du signal lidar avaient plusieurs origines :

- Tout d'abord l'atmosphère se comporte comme une source incohérente étendue. Il en résulte que l'éclairement en un point du détecteur suit une loi exponentielle négative. En détection directe, le détecteur intègre dans l'espace (surface photosensible) et dans le temps (bande passante) des échantillons indépendants, de sorte que la variance du signal est réduite par le nombre total de tavelures (spatiales et temporelles). En détection hétérodyne, les variations d'éclairement se compensent, de sorte que la variance du signal n'est réduite que par le nombre de tavelures temporelles.
- Un flux photonique possède une statistique Poissonienne. De fait, la limite ultime de toute chaîne de détection est la limite de Poisson. En détection directe, on a montré que la variance du signal électrique était la somme de la variance due au modèle de Poisson et de la variance de l'éclairement. En pratique c'est le grand nombre de tavelures spatiales (2600 pour notre système) qui rend la contribution Poissonienne prépondérante. En détection hétérodyne, le fait de ne compter qu'une seule tavelure spatiale fait que l'on est très sensible au bruit de speckle.
- Enfin l'électronique de lecture apporte des fluctuations additionnelles indépendantes qui limitent la sensibilité de la chaîne de détection. On appellera par la suite bruit électronique cette contribution. Les photodétecteurs à gain (APD) ou

la détection hétérodyne (oscillateur local comme amplificateur optique) ont pour but commun de réduire l'influence de ce bruit.

Les notions introduites ici sont reprises par la suite dans le chapitre (7), où l'on détaille d'un point de vue quantitatif la réduction du bruit électronique avec le gain interne à la photodiode à avalanche. Dans le chapitre (9), on effectue un bilan de bruit du système lidar en détection directe. Les performances expérimentales des détections directe et hétérodyne sont alors comparées.

Chapitre 4

La technique DIAL

4.1 Contexte

4.1.1 Principe

Un lidar à absorption différentielle est un instrument dont la finalité est d'estimer la concentration d'un composant atmosphérique, par exemple le dioxyde de carbone, la vapeur d'eau, l'ozone, le méthane, etc. Le principe de l'instrument est le suivant. On choisit une raie d'absorption du constituant dont on souhaite estimer la concentration de telle sorte que cette raie soit isolée des raies d'absorption des autres constituants de l'atmosphère. On utilise ensuite deux impulsions laser dont la fréquence diffère légèrement : l'une est prise sur la raie d'absorption, l'autre en dehors. Un tel choix entraîne le fait que la différence entre les signaux rétrodiffusés provient uniquement de l'absorption par le gaz visé. La mesure DIAL fournit ainsi une estimation de l'épaisseur optique due au gaz. Pour remonter à la concentration il faut introduire un modèle spectroscopique et des données météorologiques mesurées par ailleurs : température, pression et concentration en vapeur d'eau.

4.1.2 DIAL versus IPDA

On distingue deux classes de lidars à absorption différentielle : la première concerne les instruments sols ou avions utilisant la rétrodiffusion particulaire et moléculaire. Pour cette première catégorie, le caractère volumique des diffuseurs permet d'avoir accès à l'épaisseur optique locale et globale. Ce sont les systèmes DIALs. La seconde catégorie concerne les instruments sols, avions ou spatiaux utilisant la rétrodiffusion par une cible dure (bâtiment, surface terrestre). Du fait du caractère ponctuel du rétrodiffuseur on n'a accès avec cette méthode qu'à l'épaisseur optique intégrée. Ces systèmes sont appelés IPDA (*integrated path differential absorption*).

Dans l'état d'avancement technologique actuel, seule la classe IPDA est susceptible de s'appliquer à un instrument spatial. Ceci vient du fait que la rétrodiffusion sur une cible dure est beaucoup plus importante que la rétrodiffusion particulaire ou moléculaire (5 à 8 ordres de grandeur en fonction des cibles et de la longueur d'onde). Le premier lidar IPDA spatial devrait être MERLIN¹ (*Methane Remote Sensing Lidar Mission*) dont le lancement est prévu à l'horizon 2020.

1. Cf merlin.cnes.fr

4.1.3 Bref historique

La méthode DIAL a été utilisée quasiment dès l'apparition des premiers lidars dans les années 1960. Parmi les premiers gaz étudiés figurent la vapeur d'eau (par exemple² [52]) et l'ozone (par exemple [47]).

D'abord opérés à partir du sol, des instruments aéroportés et spatiaux étaient déjà envisagés en 1980 [48], motivés par le caractère flexible qu'offraient les vols des navettes spatiales américaines. En effet, l'une des difficultés majeures soulevée lors de l'envoi dans l'espace d'une technologie est sa durée de vie. L'utilisation des navettes comme lors de l'expérience LITE (*Lidar In-Space Technology Experiment*) en 1994 allégeait quelque peu les contraintes de caractérisation en milieu spatial.

Malgré son caractère prometteur, la méthode DIAL repose sur la possibilité de produire, de manière très reproductible, des émissions lasers bien contrôlées. De nombreuses années sont nécessaires pour aboutir à une maturité technologique suffisante. Parmi les exemples de systèmes français aboutis, on peut citer le lidar DIAL ozone de l'Observatoire de Haute Provence qui fournit des observations routinières. Un autre exemple concernant la mesure de la vapeur d'eau est le lidar aéroporté LEANDRE II [8, 9] dont le développement s'est étalé sur une dizaine d'année.

Aujourd'hui l'intérêt de la communauté scientifique lidar se porte sur les gaz à effets de serre comme le dioxyde de carbone (ASCENDS, A-SCOPE) et le méthane (MERLIN). La vapeur d'eau (WALES) demeure également au centre des préoccupations en raison du caractère essentiel joué par ce gaz dans la thermodynamique atmosphérique.

4.2 Mesure de l'épaisseur optique locale

4.2.1 Cas de la rétrodiffusion particulaire

Supposons dans un premier temps que la contribution moléculaire au signal rétrodiffusé soit négligeable, ie $\beta_R \approx 0$ et que la largeur spectrale de l'impulsion laser $h(\nu, 0)$ soit très faible devant la largeur de la raie d'absorption considérée. L'équation lidar 2.4 se simplifie en :

$$P_i(r) = K_i \cdot \frac{E_i \cdot A}{r^2} \cdot \mathcal{G}(r) T_i^2(r) \beta_{M, i}(r) \cdot \tau^2(\bar{\nu}_i, r)$$

L'indice i a été ajouté pour introduire la distinction entre la fréquence située sur la raie d'absorption - dite on - et celle située en dehors de la raie - dite off. Considérons à présent le rapport $S_{\text{off}}(r)/S_{\text{on}}(r)$:

$$\frac{S_{\text{off}}(r)}{S_{\text{on}}(r)} = \frac{\eta_{\text{off}} \mathcal{R}_{\text{off}}}{\eta_{\text{on}} \mathcal{R}_{\text{on}}} \cdot \frac{K_{\text{off}}}{K_{\text{on}}} \cdot \frac{E_{\text{off}}}{E_{\text{on}}} \cdot \frac{T_{\text{off}}^2(r)}{T_{\text{on}}^2(r)} \cdot \frac{\beta_{M, \text{off}}(r)}{\beta_{M, \text{on}}(r)} \cdot \tau^2(\bar{\nu}_{\text{on}}, r) \quad (4.1)$$

Lorsque $\nu_{\text{on}} - \nu_{\text{off}}$ tend vers zéro (sous la contrainte que α_{off} demeure nul), de nombreux termes convergent vers un et peuvent être simplifiés.³ On obtient alors la forme réduite :

$$\frac{S_{\text{off}}(r)}{S_{\text{on}}(r)} = \frac{P_{\text{off}}(r)}{P_{\text{on}}(r)} = \frac{E_{\text{off}}}{E_{\text{on}}} \cdot \tau^2(\bar{\nu}_{\text{on}}, r) \quad (4.2)$$

De là il vient :

2. Il existe certainement des études antérieures

3. Considérons par exemple le premier terme : $\frac{\eta_{\text{off}}}{\eta_{\text{on}}}$. η rend compte de l'efficacité quantique du photodétecteur. C'est une grandeur qui dépend de ν . Pour simplifier ce terme il faut donc en toute rigueur évaluer la différence $\eta_{\text{off}} - \eta_{\text{on}}$ pour le détecteur utilisé.

$$\alpha(\bar{\nu}_{\text{on}}, r) = \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dr} \left(\ln \left(\frac{S_{\text{off}}(r)}{S_{\text{on}}(r)} \right) \right) \quad (4.3)$$

L'équation 4.3 montre qu'il est possible d'estimer le coefficient d'absorption $\alpha(\bar{\nu}_{\text{on}}, r)$ à partir des signaux rétrodiffusés $S_{\text{on}}(t)$ et $S_{\text{off}}(t)$. La qualité de cette estimation - qui tient à la validité expérimentale des hypothèses formulées - sera discutée ultérieurement.

4.2.2 Cas d'un mélange de rétrodiffusion moléculaire et particulaire

Le cas d'une superposition de rétrodiffusion moléculaire et particulaire introduit une différence entre le terme d'absorption à l'aller et au retour, à cause de l'élargissement Doppler. En effet, sous la même hypothèse que dans la sous-section précédente, on a avec des notations évidentes

$$S_i(r) = C_{M, i}(r) \tau^2(\bar{\nu}_i, r) + C_{R, i}(r) \tau(\bar{\nu}_i, r) \int_0^\infty \tau(\nu', r) b(\bar{\nu}_i - \nu', r) d\nu' \quad (4.4)$$

La résolution en $\tau(\bar{\nu}_{\text{on}})$ de cette équation nécessite d'estimer le ratio entre la rétrodiffusion moléculaire et particulaire ($C_{M, i}(r)/C_{R, i}(r)$). Généralement une stratégie de terme correctif est adoptée ([4], repris par [9]).

Des mesures résolues de dioxyde de carbone dans la troposphère libre ne sont pas encore à l'ordre du jour car les signaux y sont trop faibles. La suite de cette étude se concentre sur le cas de la sous-section précédente qui correspond d'un point de vue pratique à la mesure de CO_2 dans la couche limite atmosphérique où la contribution de la rétrodiffusion Rayleigh à $2 \mu\text{m}$ est négligeable.

4.3 Estimation de la concentration en gaz

On peut relier le coefficient d'absorption $\alpha [\text{cm}^{-1}]$ à la section absorption efficace $\sigma_a [\text{cm}^2]$ d'absorption et à la densité d'éléments absorbants $n [\text{cm}^{-3}]$ selon

$$\alpha = n \cdot \sigma_a(p, T) \quad (4.5)$$

De ce fait, on mesure avec le lidar la quantité α et on estime n à partir de :

- un modèle/une base de donnée spectroscopique : la fonction $(p, T) \mapsto \sigma_a(p, T)$.
- une mesure indépendante des paramètres météorologiques p , T et concentration en vapeur d'eau.

4.3.1 Modèles spectroscopiques

Les modèles les plus simples des raies d'absorption sont les modèles Lorentzien et Gaussien. Le premier s'obtient avec un modèle d'oscillateur harmonique et est adapté aux conditions où la pression exerce une influence dominante (couche limite et basse troposphère). Le second découle d'une hypothèse de distribution de maxwell des vitesses et s'applique aux hautes altitudes (haute troposphère, stratosphère). Un modèle intermédiaire est le profil de Voigt. Ce n'est rien d'autre qu'une convolution des deux modèles précédents.

Jusqu'à la fin des années 1990, ces modèles simples étaient utilisés pour les applications lidar. Cependant, les performances requises pour les missions lidars actuellement à l'étude : MERLIN, ASCENDS/A-SCOPE, MicroCarb nécessitent une précision inférieure à l'erreur de ces modèles simples dans les domaines visés. Des modèles plus

complets prenant en compte des phénomènes physiques de deuxième ordre (interférences de raies, prise en compte des ailes de raie, etc.) sont en cours de développement pour réduire les résidus⁴ de quelques pourcents à quelques dixièmes de pourcents environ.

De manière générale, on écrit :

$$\sigma_a = S(T) \cdot f(\xi) = S(T) \cdot f\left(\frac{100\nu}{c}\right) \quad (4.6)$$

On appelle S la force de raie [cm] et f son spectre (d'intégrale unitaire). ξ est le nombre d'onde [cm^{-1}], ν la fréquence. S est une fonction de la température :

$$S(T) = S_0 \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \exp\left(-E_0 \frac{hc}{k_B} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (4.7)$$

Profil Lorentzien le spectre s'écrit

$$f(\xi) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\gamma_c}{(\xi - \xi_0)^2 + \gamma_c^2} \quad (4.8)$$

$$\gamma_c = \gamma_c(p_0, T_0) \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^t \quad (4.9)$$

avec $\gamma_c(p_0, T_0)$ le coefficient d'élargissement collisionnel [cm^{-1}] et t un paramètre de température caractéristique de la molécule.

Profil Gaussien le spectre s'écrit

$$f(\xi) = \frac{1}{\gamma_D} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left(-\ln 2 \cdot \left(\frac{\xi - \xi_0}{\gamma_D}\right)^2\right) \quad (4.10)$$

$$\gamma_D = \gamma_D(T_0) \cdot \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (4.11)$$

avec $\gamma_D(T)$ le coefficient d'élargissement Doppler [cm^{-1}].

Profil de Voigt le spectre s'écrit

$$f(\xi) = \frac{y}{\gamma_D \pi} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-u^2)}{y^2 + (x - u)^2} du \quad (4.12)$$

$$y = \sqrt{\ln 2} \cdot \frac{\gamma_c}{\gamma_D} \quad (4.13)$$

$$x = \sqrt{\ln 2} \cdot \frac{\xi - \xi_0}{\gamma_D} \quad (4.14)$$

Bases de données Différentes bases de données existent pour regrouper les paramètres de raie : ξ_0 , $S(T_0)$, E_0 , γ_c , γ_D , t . Entre autres les bases HITRAN [15] et GEISA [16].

4. Le résidu est la différence entre la mesure en laboratoire et la régression par des profils de Voigt.

4.3.2 Exemple de la raie R30 du CO₂

On présente en figure 4.1 la section efficace de la raie R30 du CO₂ ($\xi_0 = 4875.7487 \text{ cm}^{-1}$, soit $\lambda_0 = 2050.967 \text{ nm}$) calculée à partir de la base GEISA avec l'hypothèse d'un spectre Lorentzien. On suppose que la température et la pression sont standards. On présente également le coefficient d'absorption $\alpha_a [m^{-1}]$ et la transmission associée pour un volume de 1 km à concentration 400 ppm (pression et température standards). On a ajouté les raies de vapeur d'eau présentes dans cet intervalle spectral et calculé leur contribution en absorption sur la base d'un rapport de mélange de 10 g/kg⁵.

4.3.3 Dérivation de la concentration

Air sec Étant donné une concentration X_{CO_2} , définie comme le nombre de molécules de CO₂ dans un million de molécules d'air, on obtient le nombre de molécules de CO₂ en connaissant la densité de l'air n/V . Dans l'hypothèse d'un gaz parfait, le nombre total N de molécules de CO₂ dans un volume V s'écrit :

$$N = X_{CO_2} \cdot \frac{p}{RT} \cdot N_A \cdot V \quad (4.15)$$

De là on en déduit directement que pour un volume élémentaire

$$X_{CO_2} = \frac{\alpha_a}{\Delta\sigma_a(p, T)} \cdot \frac{RT}{p} \cdot \frac{1}{N_A} \quad (4.16)$$

où $\Delta\sigma_a(p, T) := \sigma_{a, \text{on}}(p, T) - \sigma_{a, \text{off}}(p, T)$. En effet, par la méthode DIAL la quantité accessible est l'absorption différentielle et non l'absorption absolue.

Air humide L'écriture de la loi des gaz parfaits en présence de vapeur d'eau pour un volume élémentaire s'écrit :

$$\frac{p}{RT} = n_{\text{air sec}} + n_{\text{vapeur}} \quad (4.17)$$

De là en introduisant le rapport de mélange r en vapeur d'eau défini comme la masse de vapeur d'eau dans un kilogramme d'air, on obtient

$$\frac{p}{RT} = n_{\text{air sec}} \cdot \left(1 + \frac{r}{1-r} \cdot \frac{M_{\text{air sec}}}{M_{\text{vapeur}}} \right) \quad (4.18)$$

4.4 Précision de l'estimation en concentration

En compilant les équations de la section précédente, on peut réécrire l'équation 4.16 sous la forme

$$X_{CO_2} = \frac{1}{\Delta\sigma_a(p, T)} \cdot \frac{RT}{pN_A} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{1-r} \cdot \frac{M_{\text{air sec}}}{M_{\text{vapeur}}} \right)} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dr} \left(\ln \left(\frac{S_{\text{off}}(r)}{S_{\text{on}}(r)} \right) \right) \quad (4.19)$$

Dans une mesure physique et en particulier dans le cas de l'équation 4.19, deux types d'erreurs surviennent.

5. Pour le calcul par le nombre de mol/L. Pour le CO₂, on a $4 \cdot 10^4 \cdot N_A \cdot 1/22.4 \cdot 1/1000$ [conversion dm^3 vers cm^3 x 100 [conversion cm^{-1} vers m^{-1}]]. Pour la vapeur d'eau on utilise la masse molaire de l'eau : 18.02 g/mol et la masse molaire de l'air 28.965 g/mol.

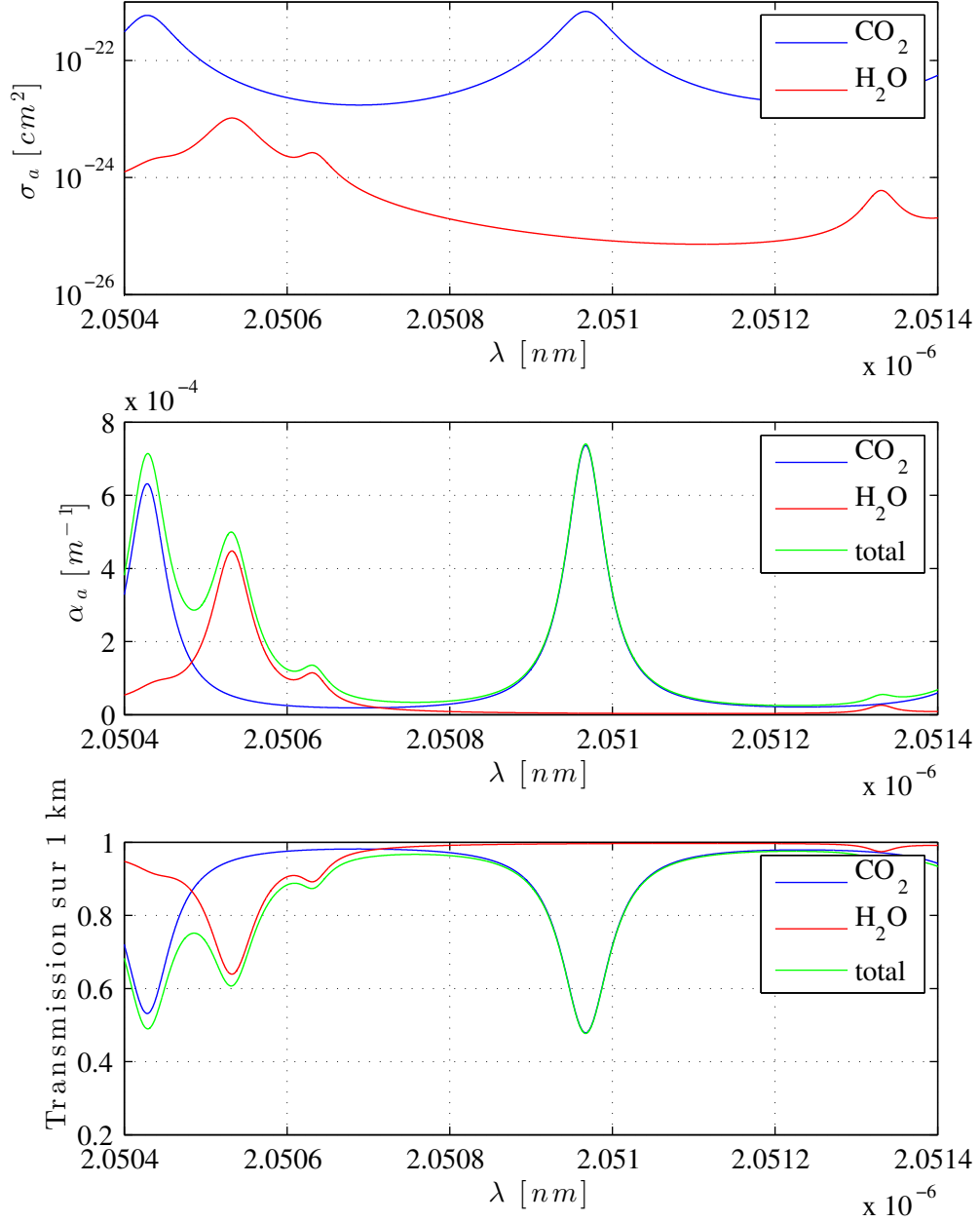


FIGURE 4.1 Calcul de la section efficace d'absorption σ_a , du coefficient d'absorption α_a et de la transmission sur 1 km pour le CO_2 et H_2O autour de la raie R30 du CO_2 . La base GEISA est utilisée dans l'hypothèse d'un profil Lorentzien (des études plus poussées ont été menées sur cette raie [36]). Les concentrations de 400 ppm et 10g/kg sont utilisées. On suppose des pression et température standards.

✎ D'une part une erreur aléatoire, autrement appelée erreur statistique, qui provient du fait que la mesure est toujours entachée d'un bruit (optique, électronique, de numérisation, etc.).

Dans une application comme le lidar, la nécessité de travailler avec des composants et une architecture faible bruit sont des points fondamentaux en raison de la faiblesse des signaux dès que l'on s'éloigne de l'émetteur. Toutefois, dans la mesure on l'on dispose de mesures répétées⁶, cette erreur aléatoire peut être réduite en

6. La mise en oeuvre d'une répétition d'expériences identiques nécessite une maturité technologique

moyennant les signaux. Pour cette raison une erreur aléatoire n'est pas dramatique dans notre application.

- ☞ D'autre part une erreur dite systématique, plus communément appelée biais. Il peut y avoir des biais instrumentaux : écart entre le comportement du capteur et le modèle supposé du capteur par exemple⁷. Des biais méthodologiques : par exemple lorsque qu'un phénomène physique est négligé à tort dans la méthode. Enfin des biais numériques : typiquement lorsque l'on effectue des traitements non linéaires.

Les erreurs statistiques et systématiques ont été largement étudiées [70, 50], et une analyse dédiée est consacrée à chaque instrument ([9] par exemple). On passe en revue les points usuels de difficulté dans ce qui suit.

4.4.1 Erreur statistique

En raison de différents de bruits (cf chapitre 2), le signal $S(r)$ possède un caractère aléatoire. On note $\text{Var}(S)$ sa variance et on définit le rapport signal sur bruit (SNR) par

$$\text{SNR} := \sqrt{\frac{\overline{S(r)}^2}{\text{Var}(S(r))}} \quad (4.20)$$

De là on peut exprimer l'écart-type sur l'épaisseur optique intégrée en fonction du SNR :

$$\sigma\left(\frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{S_{\text{off}}(r)}{S_{\text{on}}(r)}\right)\right) = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\left((\ln(S_{\text{off}}) - \overline{\ln(S_{\text{off}})}) - (\ln(S_{\text{on}}) - \overline{\ln(S_{\text{on}})})\right)^2} \quad (4.21)$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{\text{SNR}_{\text{off}}^2} + \frac{1}{\text{SNR}_{\text{on}}^2} - 2 \cdot \text{Cov}(\ln S_{\text{off}}, \ln S_{\text{on}})} \quad (4.22)$$

avec l'utilisation de la formule de propagation de l'erreur :

$$\sigma(f(X)) \approx \frac{df}{dx}(\overline{X}) \cdot \sigma(X) \quad (4.23)$$

Dans l'expression 4.22, on notera les cas particuliers suivants :

- Lorsque le signal est dominé par le bruit électronique, les signaux on et off sont décorrélés le terme de covariance disparaît.
- Si en plus d'une limitation électronique on fait l'hypothèse que l'énergie par tir on est la même que celle par tir off, le SNR on est rapidement significativement plus faible que le SNR off et on obtient une variation en $1/\text{SNR}_{\text{on}}$.
- Des mesures expérimentales sur cible dure ont confirmé qu'il existait un temps de corrélation pour l'atmosphère [51]. La corrélation est très forte pour des intervalles de temps (séparant le tir on du tir off) inférieurs à 10 ms. Une corrélation beaucoup plus faible se poursuit jusqu'à des temps d'une seconde.

que ne va pas de soi : les propos de Ivanenko en 1981 [34] restent d'actualité :

“ One of the most promising techniques involving the use of lasers for the determination of atmospheric gas components [...] is the differential absorption lidar method. However, when this method is applied, some difficulties appear that are connected with the need for high power pulsed lasers with high monochromaticity, reproducibility, and tuning capability and precisely controlled radiation wavelengths ”

7. Une relation de proportionnalité ne va pas exemple pas de soi lorsque l'on requiert une très grande précision. Sa plage de validité dépendra de la précision visée. Or dans les équations les relations de proportionnalité sont nombreuses.

4.4.2 Erreurs systématiques

Il faut bien séparer deux niveaux d'erreurs systématiques. Le premier niveau concerne les erreurs faites dans la mesure de l'épaisseur optique. Le second concerne les erreurs dans l'estimation de la concentration à partir de la mesure d'épaisseur optique et des données météorologiques annexes : température, pression, rapport de mélange de vapeur d'eau.

A - Erreurs systématiques sur la mesure d'épaisseur optique

Séparation puissance de signal/fond continu

Dans le montage traditionnel transimpédance d'une détection directe, l'estimation de puissance se fait à travers la mesure de tension à un instant t , à laquelle on doit soustraire la tension "de fond". Or l'expérience montre que très souvent la tension "de fond" avant impulsion et la tension "de fond" après impulsion sont légèrement différentes. Il y a donc toujours un biais initial dans l'estimation de la puissance.

En détection hétérodyne, le même travail se fait dans l'espace de Fourier mais soulève les mêmes difficultés.

Dissymétrie on-off

La mesure DIAL repose sur des expériences identiques sur les deux voies on et off. En pratique, il existe toujours des écarts à ce fonctionnement idéal. Cela vaut par exemple pour le facteur géométrique si l'on utilise deux cavités lasers où une difficulté sérieuse réside dans l'alignement des deux émissions.

Concernant le cas particulier de la dépendance spectrale des coefficients de l'équation DIAL, on remarquera que l'on utilise la dérivée du logarithme du rapport la puissance off sur la puissance on. À cause de l'opération de dérivation après passage au logarithme, tous les termes ne dépendant pas de r s'annulent. La mesure est de ce point de vue insensible à une différence de puissance ou d'efficacité entre les deux voies. En revanche, les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction dépendent de r , les termes prenant en compte leurs rapports respectifs sont donc susceptibles d'apporter un biais sur la mesure. De tels biais ont été étudiés notamment pour la rétrodiffusion Rayleigh [17] et dépendent du décalage spectral entre les deux longueurs d'onde.

Dans les considérations de même ordre, on notera que le gain de la chaîne de détection fluctue dans le temps (bruit en $1/f$), la responsivité n'est pas donc forcément la même pour le signal on et le signal off même lorsqu'ils sont séparés de quelques millisecondes. Cependant, toujours à cause de l'opération dérivée ces variations ne créent pas de biais sur la mesure DIAL. En revanche des variations à l'échelle de la trame lidar (100 μ s) sont à considérer.

Enfin un dernier aspect de la dissymétrie on-off est un décalage temporel des profils on et off. En effet pour un déclenchement d'acquisition à un seuil de tension donné, le côté aléatoire de l'énergie de l'impulsion se traduit en décalage temporel des profils de rétrodiffusion. La solution proposée dans [9] consiste à faire une convolution croisée des profils de rétrodiffusion avec la forme des impulsions on et off. Dès lors pour les deux voies on obtient le profil de rétrodiffusion atmosphérique doublement filtré par les impulsions on et off.

Nonlinéarités de la chaîne de détection

Les composants électroniques de la chaîne de détection sont tous susceptibles d'introduire des distorsions dans les signaux. En particulier le convertisseur analogique numérique doit présenter d'excellentes caractéristiques de linéarité [44].

B - Erreurs systématiques sur l'estimation en concentration

Incertitude sur la spectroscopie

D'un côté le modèle spectroscopique utilisé comporte une part d'erreur. La qualité du modèle est déterminée expérimentalement en comparant les mesures d'absorption avec l'ajustement sur ces données d'un profil de raie fourni par le modèle (Voigt ou autre). La différence est appelée résidu. Les paramètres de profil de raie obtenus sont par ailleurs légèrement différents d'une expérience à l'autre [37].

Incertitude sur les paramètres météorologiques

D'autre part le calcul du profil de raie prend pour entrées des données de température et de pression elles-mêmes incertaines. La sensibilité à une méconnaissance en température et en pression dépend par ailleurs fortement de la raie et de la position relative par rapport à sa fréquence centrale. Il est ainsi judicieux de choisir une raie peu sensible aux variations en température et dont la force de raie satisfait à l'application visée : on pourra ainsi travailler en centre de raie.

À titre d'illustration numérique, une erreur de 1K par rapport à la température ambiante (294 K) sur la raie R30 du CO₂ conduit à une erreur de l'ordre de 0,3% sur la section efficace d'absorption en centre de raie.

Chapitre 5

Présentation de la source laser de COWI

Le lidar COWI¹ du laboratoire de météorologie dynamique est un lidar sol dédié à la mesure simultanée de la concentration en dioxyde de carbone et du vent radial. Il repose sur une source laser solide (cristal Ho :YLF pompé par un laser fibré commercial Tm 100W IPG photonics) et une détection hétérodyne à base de photodiodes InGaAs. Il opère dans le proche infrarouge, autour de 2050 nm et cible ainsi principalement des raies d'absorption de CO₂ et H₂O [23]. Son développement a débuté en 2009 et les premières mesures en fonctionnement nominal - effectuées sur le site de l'Ecole Polytechnique à l'été 2013 - ont été publiées en 2015 [24].

L'objet de chapitre est de présenter l'architecture et les performances de ce laser qui est utilisé par la suite pour l'application DIAL en détection directe. La comparaison entre la détection directe et la détection hétérodyne est introduite au chapitre (9).

5.1 Vue d'ensemble

On présente en figure 5.1 les différents composants essentiels du lidar de manière schématique. Le bloc émission comprend un oscillateur fonctionnant en mode pulsé en alternant successivement une injection ON suivie d'une injection OFF. Le tout à une fréquence de répétition de 2 kHz. On a donc chaque seconde 1000 tirs ON et 1000 tirs OFF. L'énergie par impulsion à cette fréquence de répétition est de l'ordre de 10 mJ. Le faisceau a un $M^2 = 1.4$ et une largeur spectrale de l'ordre de 6 MHz.

Le milieu amplificateur est un cristal dopé aux ions Ho³⁺. Il est pompé optiquement par un laser fibré Tm de chez IPG Photonics. Un modulateur acousto-optique est utilisé pour le Q-switch dans la cavité.

Le bloc de réception comprend une lentille de collection de 5 cm de diamètre suivie d'une micro-lentille pour injecter le signal rétrodiffusé dans une fibre. Un détecteur commercial à base de photodiodes InGaAs avec amplificateur transimpédance est utilisé pour la détection.

A noter que l'émission et la réception se font par le même chemin optique. On utilise la polarisation et une lame $\lambda/4$ pour séparer la réception de l'émission. En supposant que l'atmosphère ne dépolarise que peu le faisceau laser.

1. Acronyme pour CO₂ and WInd.

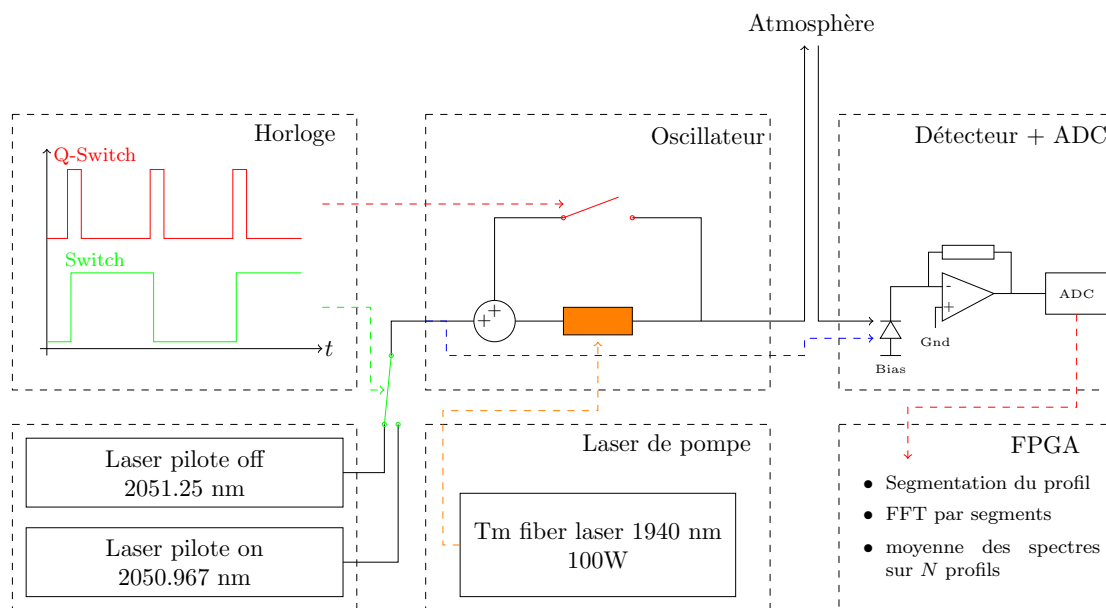


FIGURE 5.1 Schéma du lidar COWI

5.2 Revue des sous-systèmes

Le lecteur trouvera dans l'article [23] un document de référence. La description qui suit est plus détaillée et souligne les difficultés rencontrées. Elle précise également les petites différences du système actuel par rapport au système de 2013 [23, 24].

5.2.1 Lasers pilotes

Les deux injecteurs sont des DFB (Distributed Feedback Laser) Nanoplus fibrées à 2050 nm comportant un isolateur intégré. Leur plage d'émission couvre 2050-2053 nm environ en fonction de leur température de fonctionnement (20 - 35 degrés). Elles délivrent au maximum une puissance continue de l'ordre de 3 mW. Leur largeur spectrale est de l'ordre de 3 MHz. Cette dernière a été mesurée en faisant battre deux DFBs² et en analysant ce battement soit de manière numérique, soit à l'analyseur de spectres.

5.2.2 Positionnement spectral des lasers pilotes

Les contraintes en termes de précision et stabilité du positionnement des lasers pilotes on et off sont variables. Le off est soumis à de faibles contraintes et n'a pas besoin d'être asservi. Sa dérive dans le temps ne perturbe pas la mesure. Le on peut être placé soit en centre de raie soit en flanc de raie. Dans le premier cas compte tenu de la largeur d'une raie atmosphérique (de l'ordre du GHz), la précision et la stabilité doivent être de l'ordre de 10 MHz. Dans le second les contraintes sont supérieures³ et la précision/stabilité de l'asservissement a un impact direct sur la qualité de la mesure.

La méthode PDH (Pound Drever Hall) est utilisée pour asservir la DFB on en centre de raie (cf figure 5.2). Le lecteur trouvera une excellente présentation de la méthode PDH dans [6].

Dans le cas d'un asservissement en flanc de raie, on utilise une DFB supplémentaire (voir figure 5.3). On fait battre cette dernière avec une DFB asservie en centre de raie

2. On décale les deux DFBs de quelques dizaines de MHz grâce à un asservissement en température bien choisi. Puis on utilise un coupleur de fibres optiques.

3. biais de 0.5 % pour 10 MHz en flanc de raie

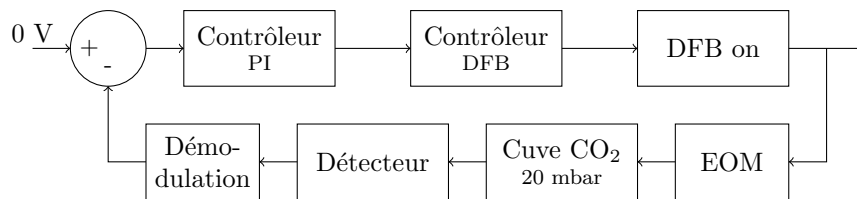


FIGURE 5.2 Schéma de l'asservissement de la DFB on en centre de raie. Le signe EOM renvoie à modulateur électro-optique. Il sert à créer une modulation de phase ($\exp(i\omega t + i\beta \sin \Omega t)$) de l'onde électromagnétique. C'est l'ingrédient principal de la méthode.

(cf figure 5.2) et on fait un asservissement sur la fréquence de battement en utilisant une horloge électronique de référence. On appelle cette méthode *offset locking*.

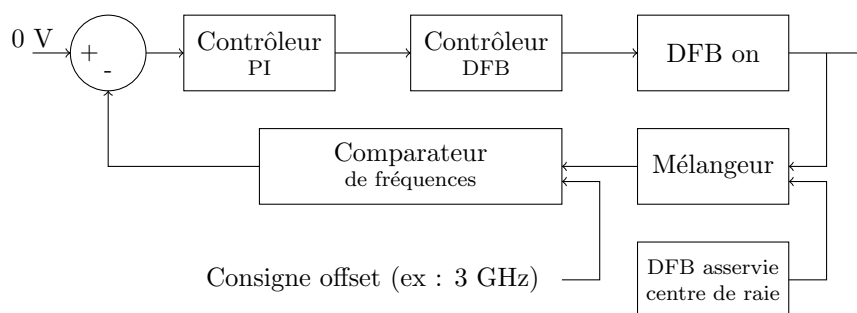


FIGURE 5.3 Schéma de l'asservissement en flanc de raie de la DFB on.

Performances de l'asservissement

Les performances du système d'asservissement mentionné ci-dessus sont détaillées dans [22]. L'asservissement en centre de raie est le plus délicat. Un écart-type de 1 MHz et un biais de 200 kHz ont été mesurés sur une acquisition de 16 minutes (échantillonnage 1 kHz). L'exactitude de l'asservissement en centre de raie dépend largement de la pression dans la cuve de CO₂ : la raie est en effet d'autant plus étroite que la pression est faible. Seulement à faible pression un très long chemin optique est nécessaire pour disposer d'une absorption suffisante. Un compromis est donc à trouver. L'asservissement *offset locking* est quant à lui plus performant de plusieurs ordres de grandeur : un écart type de 1.4 kHz et un biais de 400 Hz ont été mesurés (16 minutes et échantillonnage 1 kHz).

5.2.3 Switch fibré.

Pour assurer un fonctionnement alternant longueur d'onde on et off à la vitesse de 2 kHz un commutateur rapide doit être utilisé pour injecter dans l'oscillateur principal tantôt le laser pilote on, tantôt le laser pilote off. Une technologie électro-optique permet d'atteindre des temps de commutations de l'ordre de 100 ns. Par ailleurs l'utilisation d'entrée et sortie fibrées présentent un confort d'utilisation évident. Pour ces raisons, un switch optique fibré à 2 μm sur mesure a été développé par la société Photline Technologies [53]. Il utilise un cristal de LiNbO₃ et trois étages de polarisation. On retiendra que la voie croisée peut être totalement coupée alors que la voie directe ne pourra pas être tout à fait éteinte (-18 dB approximativement de la puissance de sortie).

5.2.4 Cavité en anneau

On présente en figure 5.4 les éléments de la cavité en anneau de l'oscillateur à 2050 nm. Le faisceau de pompe (1940 nm) est représenté en rouge. Il est dirigé vers le cristal Ho :YLF grâce à deux miroirs diélectriques traités à 1940 nm (M_1 et M_2). La cavité en anneau proprement dite implique les dichro iques⁴ plans D_1 et D_2 ainsi que le coupleur⁵ C_1 et le miroir C_2 . Ce dernier miroir est monté sur un cristal piézo-électrique afin d'établir la condition de résonance de la cavité (déplacement en translation sur 10 μm maximum contrôlé en tension pour satisfaire l'accord de phase).

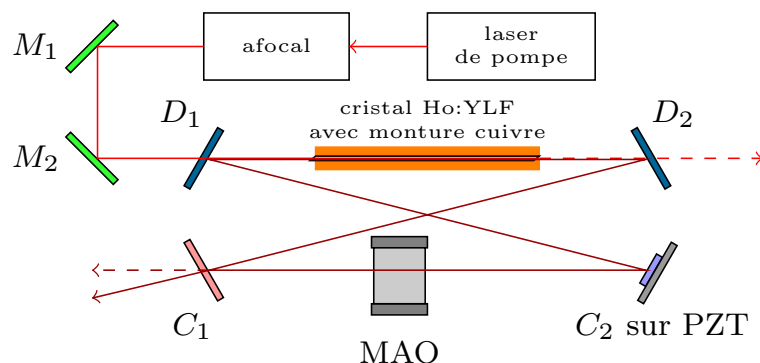


FIGURE 5.4 Représentation des différents éléments de la cavité en anneau.

On notera de plus que les faces du cristal Ho :YLF sont taill es avec 3 degrés d'obliquité pour éviter les réflexions parasites. On gardera en mémoire que le cristal Ho :YLF est biréfringent et un polariseur non représenté permet de privilégier l'axe de polarisation souhait ⁶. Un afocal permet d'adapter le waist du faisceau de pompe au waist de la cavité.

On remarquera enfin que le résidu de faisceau de pompe (la partie non absorbée par le cristal) doit être collectée par un piège en sortie de D_2 . De plus, la cavité en anneau peut a priori osciller dans deux sens et en sortie du coupleur C_1 on observe deux faisceaux.

5.2.5 Triple rôle du modulateur acousto-optique

On présente en figure 5.5 les deux  tats du fonctionnement du MAO.

Le modulateur acousto-optique possède une triple fonction :

- Il assure le fonctionnement en impulsionnel de la cavité.
- Il est utilisé pour introduire l'injecteur dans la cavité. Lors de sa réflexion sur l'onde acoustique l'injecteur subit une translation en fréquence de 27 MHz, ce qui correspond à la fréquence de l'onde acoustique.
- Le faisceau qui sort de la cavité (injecteur - MAO off ou laser - MAO on) est envoyé sur un détecteur que l'on appelle détecteur de résonance. Dans la méthode PDH, c'est le signal de ce détecteur qui est utilisé pour diagnostiquer le décalage en fréquence entre le mode longitudinal de la cavité et la fréquence du laser pilote.

4. traités pour être passant à 1940 nm et totalement réfléchissant à 2050 nm.

5. 50 % réflexion, 50% transmission

6. Ceci constitue une difficulté expérimentale non négligeable. En cas d'angle entre le polariseur et le repère attaché au cristal biréfringent on peut assister à un phénomène de filtrage de Lyot qui se traduit essentiellement en une modulation de la bande de gain de cristal. Les expériences menées ont montré la grande sensibilité du fonctionnement de l'injection au positionnement du cristal.

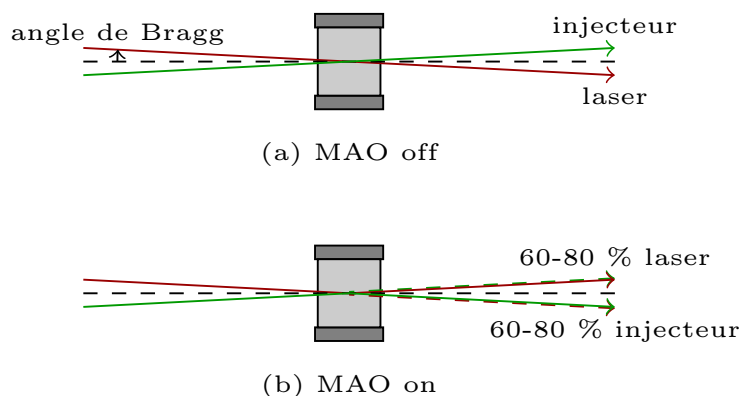


FIGURE 5.5 États de fonctionnement du MAO. (a) le MAO est off, l'impulsion laser se forme. (b) le MAO est on, la formation de l'impulsion laser est bloquée, l'inversion de population dans le cristal croît, l'injecteur est présent dans la cavité.

5.2.6 Asservissements successifs

Dans le mode de fonctionnement souhaité, la cavité doit résonner successivement à la longueur d'onde on puis à la longueur d'onde off à la fréquence de 2 kHz. Étant donné un laser pilote, la résonance de l'oscillateur principal se fait grâce au déplacement de C_2 qui est monté sur un cristal piézo-électrique. La bande passante de ce déplacement mécanique, étant donné la masse du miroir, est de l'ordre de 10 kHz pour un déplacement de 10 μm . Cette bande passante est théoriquement suffisante pour espérer asservir la cavité successivement sur le laser pilote on puis sur le laser pilote off quel que soit le déplacement mécanique requis. En pratique toutefois un positionnement des lasers pilotes qui impliquerait un grand déplacement du piézo-électrique à chaque alternance on off augmente les exigences sur l'asservissement. Une méthode astucieuse consiste à trouver une combinaison de longueur de cavité qui permette la résonance des deux lasers pilotes. En pratique cette configuration est obtenue par la méthode suivante :

1. le laser pilote on est asservi en centre de raie ou en flanc de raie.
2. la longueur de cavité est asservie de manière à obtenir la résonance du laser pilote on.
3. la fréquence du laser pilote off est asservie sur la longueur de la cavité. En supposant que cette longueur fluctue peu naturellement, on obtient alors la condition souhaitée.

Ces asservissements successifs sont synthétisés dans le chronogramme présenté en figure 5.6.

En partant du bas vers le haut, on note les signaux de Q-switch (ou commande de MAO) et de switch déjà mentionnés précédemment. La porte de Q-switch dure environ 100 μs et correspond à la durée maximale d'acquisition du signal. L'impulsion laser est représentée en orange avec une exagération de sa largeur. La formation de l'impulsion laser se fait de l'ordre de 5 μs après le basculement du Q-switch. Le signal de résonance correspond à : (i) l'éclairement par l'injecteur lorsque le MAO est off. (ii) la sortie de l'injecteur (passé à travers le cristal) de la cavité lorsque le MAO est on. La croissance du signal en fonction du temps est due (a) au gain apporté par le cristal (b) au fait que la cavité est bien asservie sur l'injecteur (dans le cas asservissement du piézo-électrique sur l'injecteur on)/ que l'injecteur est bien asservi sur la cavité (cas asservissement de l'injecteur off). Enfin les signaux dits *Hold on* correspondent à la suspension de l'asser-

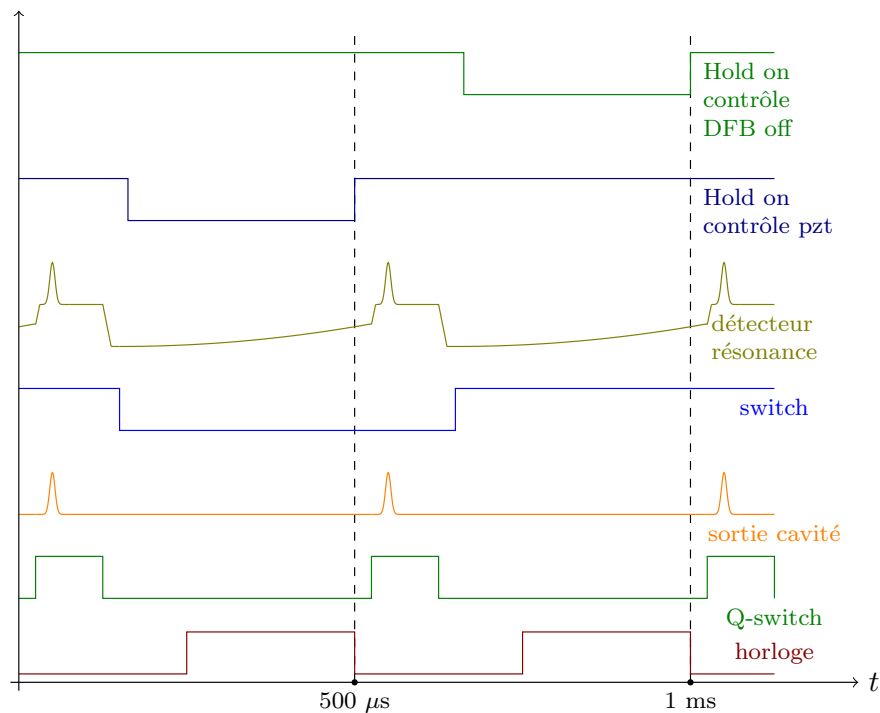


FIGURE 5.6 Chronogramme

vissement. Une telle commande est nécessaire lorsque le MAO est off - le signal reçu par le détecteur de résonance n'est alors pas pertinent - ou pour assurer l'alternance on - off.

5.2.7 Vue de la cavité

On présente en figure 5.7 le marbre supportant la cavité laser. Cette illustration est à mettre en parallèle à la figure de synthèse 5.4.

On notera les point suivants :

- le faisceau de pompe est isolé dans un conduit d'air sec jusqu'à son entrée dans le cristal Ho :YLF. En effet l'émission de pompe aux alentours de 1940 nm peut largement être perturbée par la vapeur d'eau ambiante. Cette perturbation se traduit par une variation plus importante du dépointé et des problèmes de stabilité en puissance de l'oscillateur à $2 \mu m$. Une pompe et un assécheur d'air sont utilisés pour ce circuit d'air sec.
- le faisceau de pompe est arrêté en sortie de D_2 par une brique.
- un pointeur laser vert (source à gauche de la photo) est superposé au faisceau à $2 \mu m$ pour faciliter les alignements.
- l'injection au niveau du MAO se fait dans le plan vertical. Des demi-miroirs disposés le long du parcours en anneaux sont utilisés à cette fin (un haut au dessus du plan laser, l'autre en dessous).

5.2.8 Références

Les principaux composants de la source laser COWI sont rassemblés dans le tableau 5.1.

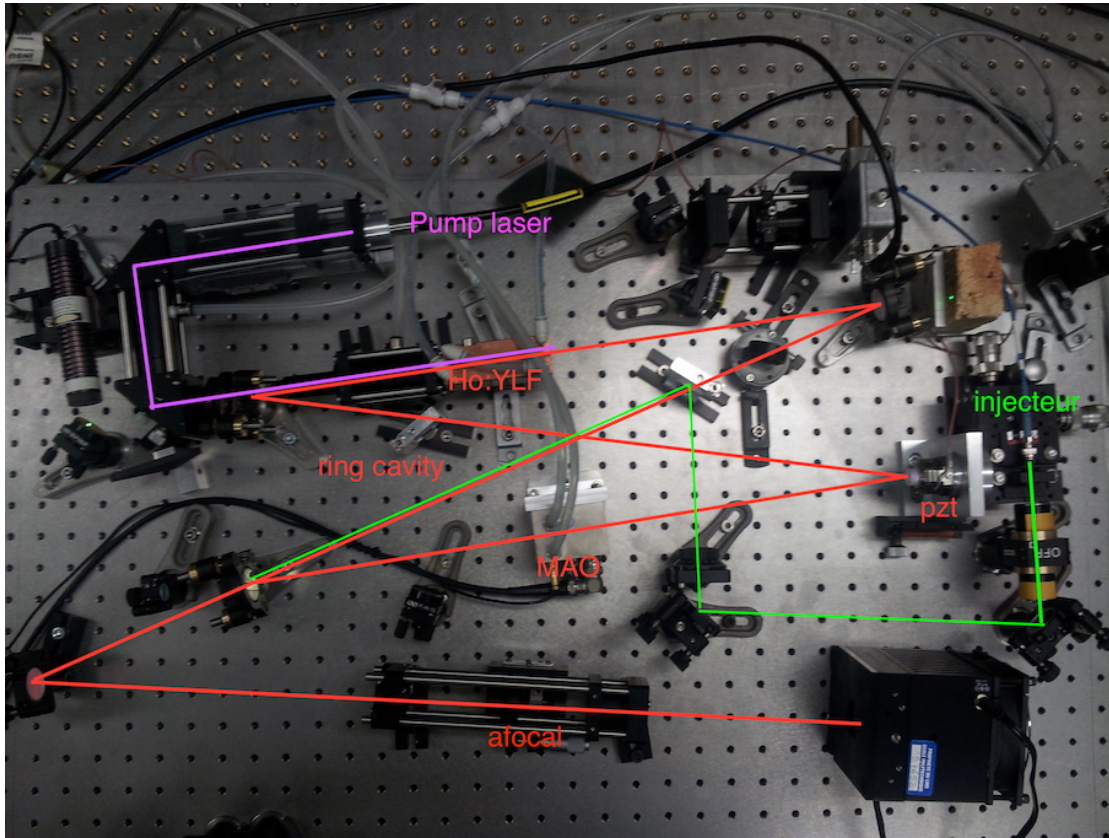


FIGURE 5.7 Vue de dessus de la source laser COWI.

Composant	Références	Caractéristiques
laser de pompe	TLR-100-1940-LP IPG Photonics	100W, 1940 nm, polarisé linéairement
cristal	YLF dopé Ho à 0,5% cylindre (80×4 mm)	AR 1940 & 2050 nm wedge 3 degrés seuil : 30J/cm ² (100 ns)
MAO	QS041-10M-NL5 Quartz cristal	RF Power (100W, 27 MHz) → 80 % pertes seuil : 500 W/cm ² Réflexion < 0.2 %
PZT	HPPA-8 Cedrat Technologies	Bande passante 3 kHz Débattement 8 μm
DFB on/off	Nanoplus 2050-2054 nm	Largeur spectrale 3 MHz, isolateur intégré
TDFA	CTFA-C-PB-PM-20-BW4-B201-FA-FA Keopsys	gain jusque 20 dB
Switch fibré	SWT-LN-2000-2x2 Photline Technologies	isolation ≈ 18 dB, Référence [53]

TABLE 5.1 Composants de la source laser COWI

Deuxième partie

COWI en détection directe

Chapitre 6

Développement d'une chaîne de détection directe

Ce chapitre présente l'étude de dimensionnement et la caractérisation de la chaîne de détection directe qui a été développée pendant cette thèse pour le lidar COWI.

6.1 Objectifs scientifiques

L'objectif premier de COWI est de mesurer le dioxyde de carbone atmosphérique dans la couche limite atmosphérique. Celle-ci correspond aux latitudes tempérées à une couche de quelques centaines de mètres jusqu'à 2 kilomètres d'épaisseur à partir de la surface. Il faut donc au minimum une portée de 2 km pour pouvoir effectuer des profils verticaux. De plus, la distance de recouvrement devra être la plus faible possible pour pouvoir mesurer simultanément la concentration sur la majeure partie de la hauteur de la couche limite. Notons que l'observation des gradients de surface (sur une distance typique de 10 mètres) du CO_2 n'ont aucune chance d'être mesurées par un lidar atmosphérique en visée verticale. En revanche, ils sont accessibles en faisant une série de mesures radiales quasi-horizontales. Il faut alors disposer d'un scanner.

Un deuxième objectif est la surveillance des sites émetteurs de CO_2 : villes, usines, sites de stockage. Dans ce type d'application une plus grande portée est souhaitable et la distance de recouvrement est un critère moins important.

D'une manière générale, à cause de la forte dynamique des signaux lidars (décroissance en $1/r^2$), il est très difficile de faire une mesure à la fois à très courte portée et à très longue portée par une unique chaîne de détection, les difficultés étant aussi bien optiques qu'électroniques. L'approche standard pour cette problématique est d'associer deux chaînes de détection, une courte portée avec un petit télescope et une longue portée avec un grand télescope. Cette étude se concentre sur la partie détection à courte portée.

6.2 Conception optique de la chaîne de détection

6.2.1 Montage imageur

L'idée la plus naturelle est de placer le détecteur dans le plan focal image du télescope. Cela pose néanmoins deux problèmes majeurs :

- ☞ l'éclairement du détecteur est une fonction de la distance. En effet, entre une mesure à 500 mètres et une mesure à 1000 mètres, la surface éclairée du détecteur n'est pas la même. Pour 1000m, la lumière est concentrée au centre du détecteur, alors qu'à 500 mètres elle sera plus étalée. C'est une situation dont on souhaite s'affranchir

car si le détecteur présente une réponse spatiale non homogène, on ne pourrait distinguer une variation due au détecteur d'une variation du signal.

- ☞ Pour minimiser le bruit radiométrique, il faut utiliser un filtre interférentiel et donc collimer le faisceau. En effet, la fenêtre passante d'un filtre interférentiel se décale vers les courtes longueurs d'onde lorsque l'on incline celui-ci. Il faut donc que les rayons arrivent sur le filtre avec une distribution étroite des angles d'incidence.

Une solution classique et puissante pour palier au problème soulevé dans le premier point est de prendre pour pupille le miroir primaire du télescope et d'imager cette pupille sur la surface sensible du photodétecteur. Ainsi l'éclairement du détecteur ne dépend pas de la distance de mesure. En effet, quelle que soit l'incidence d'un rayon par rapport à l'axe optique¹ lorsqu'il arrive sur la pupille du télescope, c'est sa position sur cette même pupille qui décide du point où il arrivera sur le détecteur.

6.2.2 Contraintes

Ayant pris le parti d'imager le primaire du télescope sur la surface de l'APD, la valeur de grandissement très faible (1/1000 pour un télescope de diamètre 20 cm et un diamètre d'APD de 200 μm) pose une contrainte importante sur le système. En effet, on doit

- ☞ avoir un champ de vue du télescope assez grand pour avoir une distance de recouvrement faible.
- ☞ collimer le faisceau au niveau du filtre interférentiel. Or par conservation de l'étendue géométrique le champ du faisceau incident au niveau du filtre sera plus grand (du facteur de grandissement avant filtre) que le champ au niveau du télescope. Le grandissement avant filtre est donc contraint par la largeur du filtre et donc par le niveau de fond de ciel toléré.
- ☞ la dernière optique sera pour des questions de compacité du système une micro-lentille de grande ouverture numérique. Or puisqu'elle ne doit pas diaphragmer le faisceau, elle impose également une contrainte sur le champ maximal permis.

Toutes ces contraintes sont fortement intriquées et il est difficile d'avoir un raisonnement logique global de choix successifs des différents paramètres. Dans la pratique, on se rend compte par simulation du recouvrement que pour avoir une hauteur de recouvrement de l'ordre de 200 m il faut un champ de vue de l'ordre de 0,5 mrad. Comme on n'a pas intérêt à augmenter d'avantage le champ (augmentation du fond de ciel, risque de diaphragmer par les optiques²), on se base sur cette valeur de champ de vue. Dès lors le choix du filtre interférentiel est conditionné par le fond radiométrique acceptable. On vérifie ensuite a posteriori que les étages de réduction choisis n'entraînent pas de sortie de bande au niveau du filtre, de diaphragme au niveau de la micro-lentille.

6.2.3 Choix du filtre interférentiel

Un filtre interférentiel de largeur $\Delta\lambda$ engendre un fond radiométrique (exprimé en W) :

$$B = A \cdot \pi \cdot \theta^2 \cdot \left(T_o \int_{\Lambda/\Delta\lambda} L d\lambda + T_i \int_{\Delta\lambda} L d\lambda \right)$$

où A est l'aire du télescope, θ le champ de vue, T_o la transmission du filtre en dehors de la fenêtre passante (très faible), T_i la transmission dans la fenêtre passante et L la

1. sous réserve que cette incidence soit inférieure au champ du vue du télescope

2. la contrainte de taille du détecteur impose un grandissement, qui en fonction du champ du télescope, amène à une forte augmentation du champ dans la chaîne d'optiques.

luminance spectrale diffuse. Dans la suite on fait une estimation de type pire cas du bruit radiométrique.

On prend $T_i = 1$ et on estime L à partir de mesures d'irradiance diffuse hémisphérique H [W/m^2] provenant d'un pyranomètre³ en été sur le site de l'école polytechnique (voir figure ??).

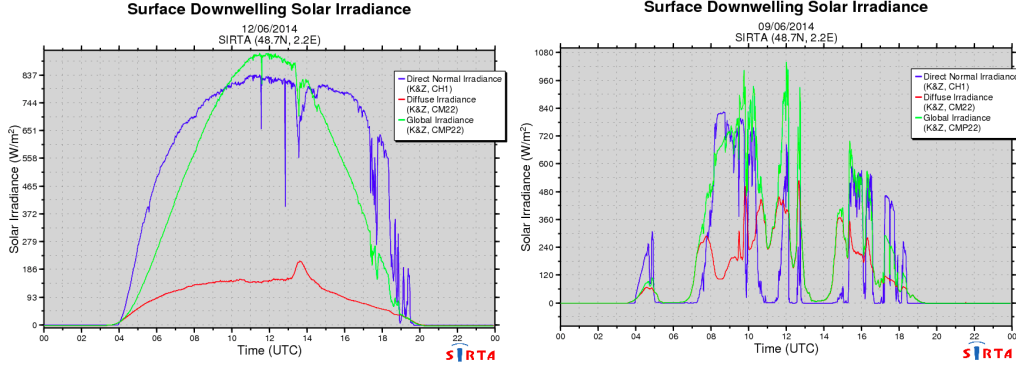


FIGURE 6.1 Séries temporelles d'irradiance diffuse hémisphériques mesurées sur le site du SIRTa à l'Ecole Polytechnique. La figure de gauche illustre une journée sans nuages au contraire de la seconde. On voit que par ciel clair (figure de gauche) elle atteint $200 \text{ W}/\text{m}^2$ et qu'en revanche par ciel nuageux (figure de droite) elle peut atteindre $500 \text{ W}/\text{m}^2$.

Grâce à la loi de Stéfan-Boltzmann on peut estimer (par renormalisation) l'irradiance spectrale diffuse précédente L . On écrit en effet :

$$\frac{H}{2\pi} = C \cdot \int_{200\text{nm}}^{3600\text{nm}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} d\lambda$$

où C est la constante recherchée. On en déduit

$$L = C \cdot \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

On calcule enfin le bruit radiométrique exprimé en photons B_{ph} selon

$$B_{\text{ph}} := \sqrt{B \cdot \Delta t \cdot \frac{\lambda}{hc}}$$

Applications numériques pour $\Delta t = 1/2BW$ avec $BW = 20 \text{ MHz}$ (voir tableau 6.1).

Ces valeurs sont à comparer au NEPh (même Δt) du détecteur qui est de 80 photons à 12 V de polarisation inverse.

Bilan : Avec un télescope de diamètre 20 cm, un filtre OD5 de largeur 2 nm sera suffisant. Nous avons supposé dans notre simulation que l'APD HgCdTe est un passe bande parfait (800-2800 nm). Par contre nous n'avons pas pris en compte la transmission de la chaîne d'optique. On s'attend donc à une réduction d'un facteur $\sqrt{2}$ du nombre de photons de bruit dans tous les cas.

3. fonction d'appareil constante de 200 nm à 3600 nm

H [W/m ²]	θ [mrad]	Diamètre tél [cm]	T_o	B_{ph}	h [m]
500	0.1	20	OD4	$2 \cdot \Delta\lambda[nm] + 1$	500
100	0.5	10	OD4	$3 \cdot \Delta\lambda[nm] + 2$	100
500	0.5	10	OD5	$7 \cdot \Delta\lambda[nm] + 1$	100

TABLE 6.1 Quelques applications numériques de bruit radiométrique et hauteur de recouvrement en configuration bistatique (hypothèse d'un faisceau distant de 5 cm du bord du télescope) pour différentes valeurs de l'irradiance diffuse hémisphérique et du champ de vue (angle de cône θ). B_{ph} est le nombre de photons de bruit par temps caractéristique (25 ns), h la hauteur de recouvrement.

6.2.4 Caractéristiques du filtre commandé

Un filtre interférentiel de largeur 2 nm autour de 2050 nm n'est pas un produit disponible sur étagère. Une commande pour la fabrication sur mesure de ce filtre a donc été faite auprès du fabricant américain Materion. Nous reproduisons en figure 6.2 les données fournies par le constructeur Materion et issues d'une simulation de spectre de transmission. Sur la figure 6.2, la courbe bleue représente la transmission en fonction de la longueur d'onde pour un rayonnement incident normal à la surface du filtre. La courbe en rouge au contraire représente la transmission pour un angle d'incidence de 5 degrés.

Il faut savoir que lorsque l'on incline un filtre interférentiel le spectre de transmission est translaté vers les courtes longueurs d'onde. Pour cette raison, et compte tenu de l'incertitude sur le centre du filtre lors de la fabrication ($\pm 0,5$ nm) le choix se porte sur une longueur d'onde trop grande en incidence normale de façon à avoir de la marge. En fonctionnement le filtre sera incliné selon l'angle qui maximise la transmission de ce dernier. De même le spectre de transmission est sensible à la température du filtre. Dans notre cas cette sensibilité est estimée par le constructeur à 8 pm par degré autour d'une température préconisée de 23 degrés. Les variations de température auront donc un effet négligeable sur l'utilisation du filtre dans notre application.

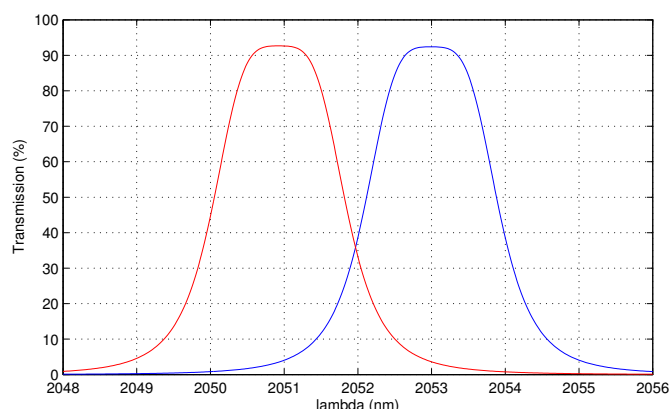
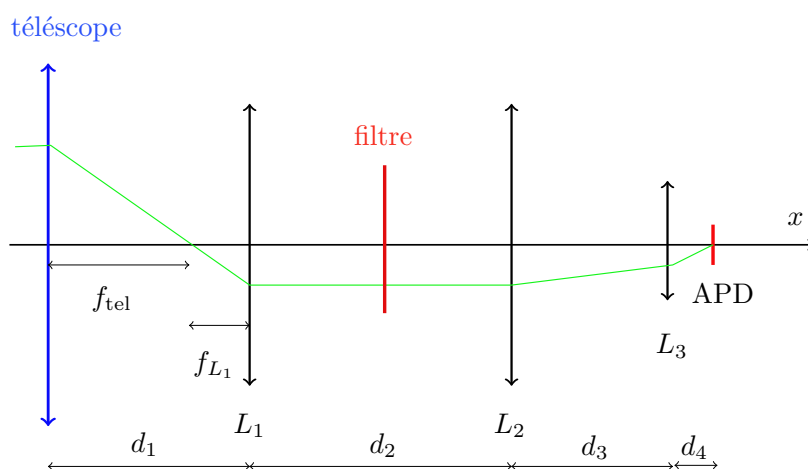


FIGURE 6.2 Transmission simulée du filtre interférentiel pour une incidence de 0 degrés (courbe bleue) et 5 degrés (courbe rouge). Données fournies par le constructeur Materion.

6.2.5 Choix des étages de réduction

Le système suivant a été imaginé (figure 6.3) : le télescope est associé à une lentille convergente pour former un premier système afocal de réduction. Suit le filtre interférentiel. Puis une micro-lentille assure une deuxième réduction du faisceau sur la surface photosensible du détecteur. Enfin L_2 sert à rabattre les rayons sur la microlentille, qui, compte tenu de sa courte focale, sera également de faible diamètre. D'un point de vue conjugaison, le primaire du télescope est imagé sur L_2 par L_1 et L_2 est imagée sur la surface de l'APD par L_3 .

La contrainte de réduction a été répartie équitablement entre les deux étages, à savoir un facteur de réduction de $\sqrt{1000} \approx 31$ sur les deux étages.



Tél	L_1	L_2	L_3	APD
$f_{tel} = 2 \text{ m}$	$f_1 = 6,3 \text{ cm}$	$f_2 = 20 \text{ cm}$	$f_3 = 5.95 \text{ mm}$	
$d_1 = 2,063 \text{ m}$	$d_2 = 6.6 \text{ cm}$	$d_3 = 19.4 \text{ cm}$	$d_4 = 6.138 \text{ mm}$	
$\Phi = 20 \text{ cm}$	$\Phi = 6.3 \text{ mm}$	$\Phi = 6.3 \text{ mm}$	$\Phi = 5 \text{ mm}$	$\Phi = 200 \text{ } \mu\text{m}$

FIGURE 6.3 Schéma de la chaîne de détection proposée. Les calculs de positionnement ont été faits par un simple calcul d'optique géométrique destiné à donner un ordre de grandeur.

6.2.6 Vérification de la conformité champ de vue/largeur de filtre

Étant données la largeur du filtre et la valeur du grandissement sur le premier étage, on en déduit le champ maximal pour lequel la transmission reste maximale. En effet, la conservation de l'étendue géométrique - ie le produit du diamètre du faisceau par son champ - donne la relation entre le champ de vue du télescope et l'angle d'incidence des rayons marginaux sur le filtre (ceux qui viennent du plus grand champ) :

$$d_t \cdot \theta_t = d_f \cdot \theta_f \quad (6.1)$$

avec θ_f l'angle d'incidence maximal sur le filtre, d_f le diamètre du faisceau dans le filtre, d_t le diamètre du télescope et θ_t le champ de vue de ce dernier.

Application numérique : pour un facteur de réduction de 30 sur le système afocal : $d_t/d_f = 30$ et pour un champ de vue de $\theta_t = 0,5$ mrad⁴, on obtient $\theta_f = 15$ mrad = 0,85 degrés ce qui correspond à un décalage de 0,23 nm de la fenêtre passante du filtre interférentiel.

Compte tenu du spectre en transmission présenté en figure 6.2, un champ θ_t de 0,5 mrad est proche du maximum permis. En effet un déplacement de $\pm 0,23$ nm autour du centre du passe-bande permet tout juste de rester à une transmission maximale.

6.2.7 Micro-lentille inter ou extra cryostat

Une autre contrainte non encore mentionnée de notre système est le fait que le détecteur fonctionne sous vide, dans un cryostat. Ce cryostat étant un boîtier de laboratoire possédant une fenêtre en quartz de 2,3 mm d'épaisseur. Ces aspects mécaniques mènent à deux options possibles.

Soit on place une micro-lentille très courte focale (de l'ordre du mm) à l'intérieur du cryostat. Dans ce cas, la compacité du système est excellente. En revanche la contrainte sur la précision sur le positionnement de la micro-lentille par rapport au détecteur est extrême. Une simulation à base de calculs d'optique géométrique donne la figure 6.4.

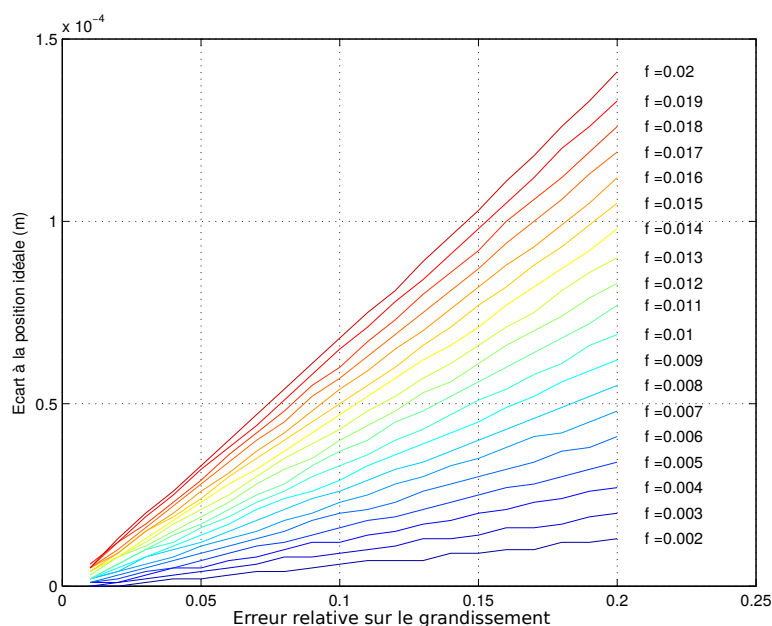


FIGURE 6.4 Ordre de grandeur de la tolérance en longitude pour différentes focales de L_3 exprimées en mètres.

La manière de lire cette figure est la suivante. On suppose que l'on place la micro-lentille de focale f avec une erreur longitudinale de z μm (axe des ordonnées), quelle est alors l'erreur en pourcentage de surface éclairée du détecteur (axe des abscisses) sachant que l'on respecte la condition d'imager L_2 sur l'APD.

Ainsi pour une focale de 2 mm, une erreur sur la surface éclairée inférieure à 10 % implique d'être capable de positionner la micro-lentille au sein du cryostat avec une précision de l'ordre de 5 μm . Il est clair qu'une telle précision est à l'extrême limite

4. soit un demi angle de cône de 0,25 mrad

des possibilités d'usinage mécanique. Pour cette raison, et parce que le fait d'installer des réglages au sein du cryostat relevait d'une certaine complexité (commande piézo-électrique par exemple, avec les risques de perturbation de signal que cela implique), il a été jugé préférable de positionner la microlentille à l'extérieur du cryostat. Il a donc fallu dessiner un nouveau capot de boîtier minimisant la distance entre la surface de l'APD et l'extérieur du cryostat.

6.2.8 Choix des optiques

Les optiques ont été choisies sur catalogue chez Edmund Optics et Thorlabs. Les caractéristiques et références sont reproduites dans le tableau 6.2.

Télescope	Celestron CS	8" ($f/10$)
L_1	Edmund Optics 47176	CAF2 LENS PCX 25.4 X 250MM
L_2	Edmund optics 47051	CAF2 LENS PCX 25.4 X 50MM
L_3	Thorlabs C028TME-D	BD-2 7 X 5.95 MM

TABLE 6.2 Caractéristiques et références des optiques de la chaîne de détection directe COWI

Les lentilles en CaF_2 ne sont pas traitées anti-reflet et possèdent une transmission de l'ordre de 90 %. La micro-lentille en black diamond est traitée anti-reflet et possède une transmission mesurée à 95 %.

Enfin le logiciel de simulation Zemax a été utilisé pour tester l'assemblage des composants (voir figure 6.5).

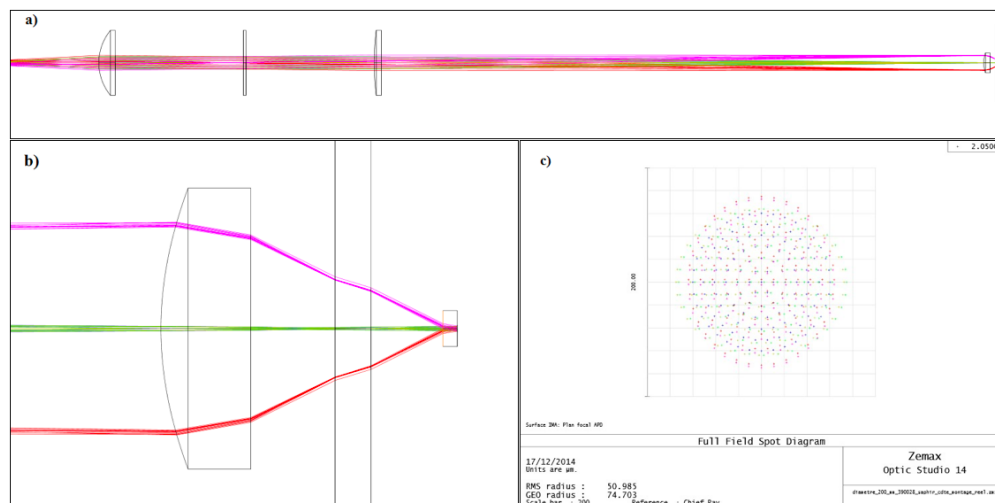


FIGURE 6.5 Simulation de la chaîne de détection avec les composants réels. a) vue d'ensemble b) zoom micro lentille c) spot diagram.

6.2.9 Réalisation

Un support mécanique a été conçu et réalisé au Bureau d'Etudes et à l'Atelier Mécanique du laboratoire (figure 6.6). En raison du poids du cryostat une plaque supportant à la fois le télescope et les optiques a été envisagée. L_3 est montée avec des réglages micro-métriques en x , y , z . Le positionnement des optiques se fait par rapport à l'axe

mécanique du télescope (métrologie). L'incertitude sur le centrage de l'APD par rapport à cet axe est compensée par les réglages en translation $x-y$ de la microlentille.

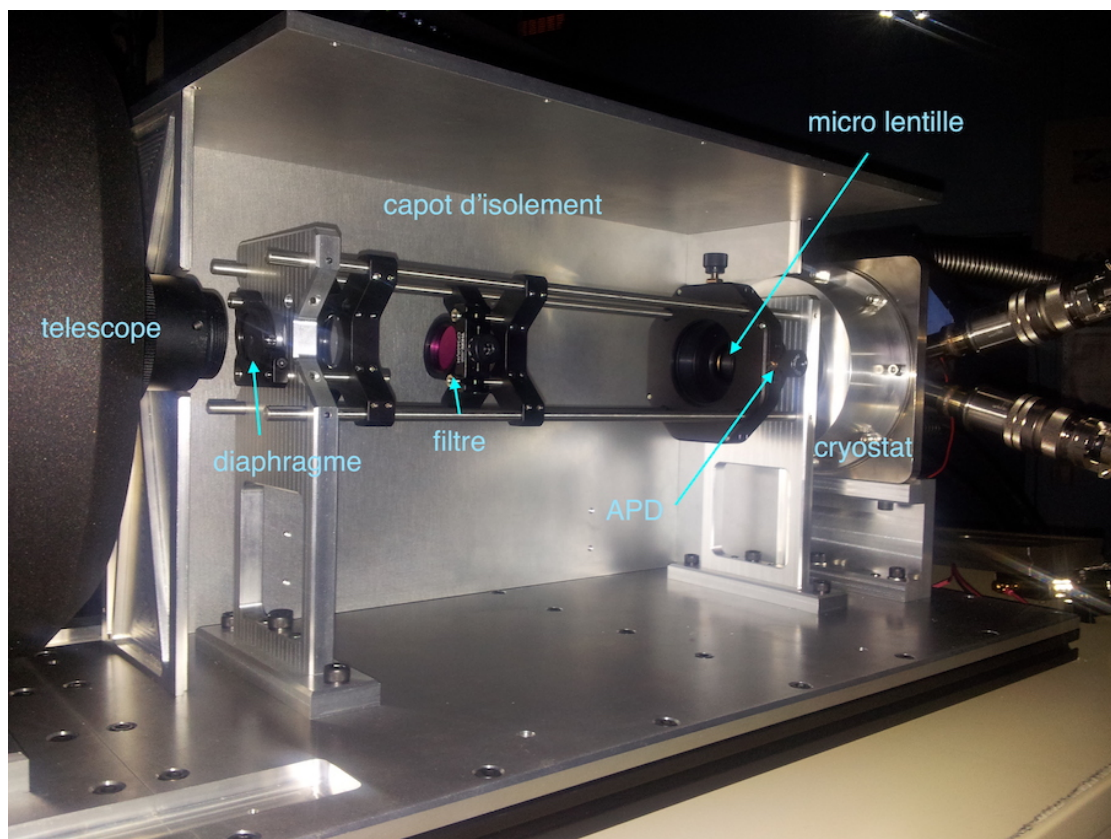


FIGURE 6.6 Chaîne de détection. Étude par Henri Salvador et réalisation par Olivier Bousquet.

Procédure d'alignement On commence par positionner la cage supportant les trois lentilles. On installe sur cette cage deux diaphragmes dont on règle l'ouverture à 1 mm environ. On positionne ensuite le télescope sachant que l'on a démonté le secondaire et installé en lieu et place un diaphragme. On place également un diaphragme côté oeillette du télescope. On utilise un laser d'alignement rouge pour fixer le télescope de sorte que le faisceau laser passe par tous les diaphragmes. On a ainsi aligné la cage sur l'axe mécanique du télescope. Dans un monde idéal on voudrait aligner l'axe optique (défini comme l'axe passant par les foyers des miroirs primaires et secondaires). En pratique cet axe est très difficile à déterminer et ce n'est pas quelque chose de nécessaire pour notre application car on ne cherche pas à minimiser les aberrations.

Le seul positionnement délicat pour les lentilles est celui de L_3 . En pratique, j'ai collimé⁵ une DFB (Distributed Feedback Laser) en entrée de télescope pour obtenir un faisceau de 4 mm de waist environ. J'effectue ensuite des déplacements en z entrelacés d'optimisation $x - y$. On utilise ensuite une particularité du détecteur pour savoir que l'on focalise parfaitement : on arrive à imager les $10\ \mu\text{m}$ de sortie de fibre sur une seule diode de la macrodiode. Cela se remarque en observant la modulation spatiale à faible polarisation (voir chapitre suivant). Dès lors on possède un repère à partir duquel on a

5. grâce à une caméra infrarouge Spiricon

l'assurance de collecter tout le faisceau et on connaît la distance mécanique entre L_3 et l'APD. Ensuite en combinant l'observation du signal et la connaissance du déplacement mécanique, on arrive à se placer au point voulu.

On peut ensuite vérifier que le signal obtenu ne dépend pas de la position de la DFB collimée par rapport au télescope. Pour cela la DFB est montée sur une platine de translation. On arrive à de bons résultats sur quelques mm voir un cm (tant que l'on utilise une platine micro-métrique). Pour des translations plus grandes, un rail a été utilisé. De moins bons résultats sont obtenus, notamment à cause d'une incertitude angulaire lors du serrage/desserrage.

6.3 Caractérisation d'ensemble

6.3.1 Transmission

Pour évaluer la transmission globale de la chaîne de détection, on utilise le montage de la DFB collimée utilisé pour l'alignement. Le filtre n'est pas monté. On fait ensuite une comparaison entre le niveau du signal en tension en sortie du détecteur et la puissance optique délivrée par la DFB (mesurée par un puissance-mètre⁶).

Les facteurs d'atténuation supplémentaires (par rapport au télescope et aux optiques) à considérer sont : la fenêtre en quartz du cryostat, le substrat ainsi que l'efficacité quantique du détecteur. On peut écrire :

$$\eta = \frac{U_{out}(V)/G_{TIA}/hc \cdot \lambda}{P_{in}(W)} \quad (6.2)$$

Dans notre cas on obtient 1,18 V pour 335 μW ce qui donne une efficacité de 56 % (sachant que l'on a inséré une densité de transmission 0.010 en entrée de télescope). Ce terme est à comparer au produit des efficacités des différentes optiques présentées précédemment qui vaut 66 % environ. Cette valeur peut paraître très bonne, il faut toutefois réaliser qu'elle ne rend compte que de l'efficacité du système optique selon un pinceau laser assez fin (faisceau de 4 mm en entrée de télescope environ). Pour caractériser l'efficacité sur l'ensemble de la surface du télescope, il faudrait disposer d'une source large collimée qui n'est pas disponible au LMD.

6.3.2 Mesure de fond de ciel

Le fond de ciel a été enregistré pour deux situations extrêmes : d'une part un ciel extrêmement couvert (28/07/2015 - 18h30 (17h30 UTC)) et d'autre part un ciel clair avec des cumulus qui diffusent le rayonnement solaire vers le détecteur (29/07/2015 - 10h30 (9h30 UTC)).

Cohérence des ordres de grandeurs. Afin de vérifier l'efficacité de la chaîne de détection on a voulu comparer le niveau de fond de ciel mesuré d'une part avec le détecteur et d'autre part avec un pyranomètre installé sur l'observatoire du SIRTa.

La tension u exprimée en volts en sortie du détecteur peut s'écrire :

$$u = A \cdot \pi \theta^2 \cdot \eta_{opt} \eta_{qu} \cdot M G_{TIA} \int_{\lambda_{min}=800 \text{ nm}}^{\lambda_{max}=2800 \text{ nm}} C \cdot \mathcal{R}(\lambda) \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\lambda \quad (6.3)$$

6. thermopile

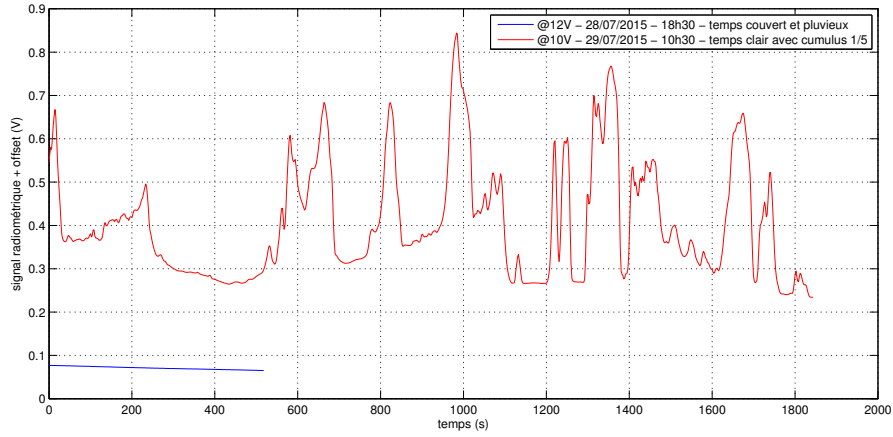


FIGURE 6.7 Comparaison des niveaux de bruit de fond de ciel et variabilité temporelle. Les mesures ont été effectuées avec des niveaux de polarisation différents puis corrigées en connaissant la courbe de gain de l'APD pour une référence au gain de 23 (correspondant à une polarisation de 12V). Les acquisitions ont été faites sur des durées différentes.

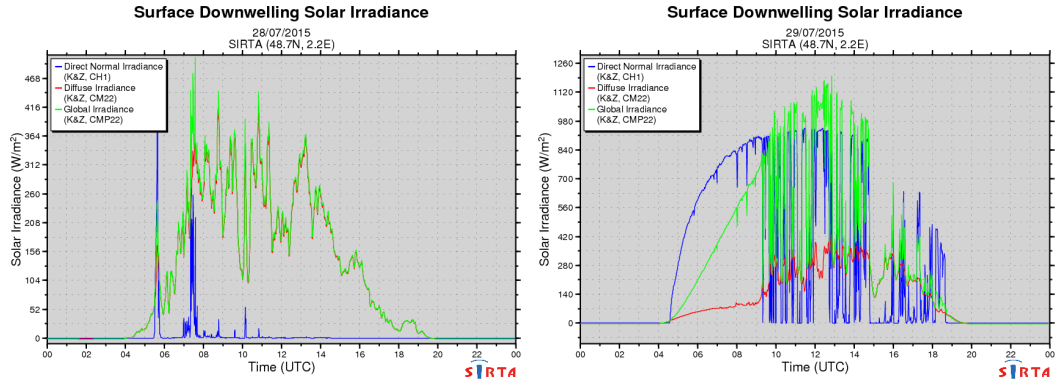


FIGURE 6.8 Mesures d'irradiance du pyranomètre du SIRTa installé sur le site de l'Ecole Polytechnique.

Avec A l'aire du télescope, θ le demi-angle de champ de vue, η_{opt} l'efficacité optique, η_{qu} l'efficacité quantique du récepteur photosensible, M le gain de l'APD, G le gain du TIA, $\mathcal{R}$ la responsivité du récepteur (en A/W) et C un paramètre de normalisation sous l'hypothèse que le spectre de l'irradiance diffuse suit la loi de Stefan-Boltzmann.

Par ailleurs connaissant la fonction d'appareil du pyranomètre - dans notre cas constante et unitaire sur la plage [200nm 3600nm] - on peut estimer H : l'irradiance diffuse hémisphérique (en W/m^2) que doit voir le pyranomètre selon la mesure du détecteur. Formellement

$$\frac{H}{2\pi} = C \cdot \int_{\lambda'_{min}}^{\lambda'_{max}} \frac{2hc^2}{\lambda'^5} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\lambda' \quad (6.4)$$

- **Application numérique [28/07/2015 - 18h30]**

On utilise les paramètres numériques suivants :

u	A	θ	η_{opt}	η_{qu}
6,2 mV	$\pi/100 \text{ m}^2$	0,5 mrad	0,5	0,8
M	G	range récept	range pyr	T
22	350e3 Ω	0.8-2.8 μm	0.2-3.6 μm	5273

On obtient $C = 1,03e - 8$ et $H = 1,01 \text{ W/m}^2$. Cette valeur est très inférieure au 20-30 W/m^2 du pyranomètre.

- **Application numérique [29/07/2015 - 10h30]**

On utilise les même paramètres que pour le cas précédent excepté pour $u \approx 500 \text{ mV}$ (u median). L'inversion donne alors $C = 1,1e - 6$ et $H = 89 \text{ (W/m}^2\text{)}$. On obtient un résultat proche des 140 W/m^2 de la mesure du pyranomètre. Sur cette période les pics correspondent à de la diffusion du rayonnement directe sur des cumulus. Les variations sont bien restituées par notre détecteur rapide mais intégré par le pyranomètre ce qui rend difficile une comparaison très précise.⁷

7. D'une manière générale on observe entre les deux situations une dynamique de 100 sur les signaux obtenus avec l'APD et une dynamique de l'ordre de 10 avec le pyranomètre. Avec le recul une mesure longue du fond de ciel serait judicieuse : en corrélant les variations temporelles du pyranomètre avec celles de l'APD on aurait plus de certitudes sur ce qu'on mesure.

Chapitre 7

Performances d'un récepteur macro APD HgCdTe et RTIA

7.1 Introduction

L'utilisation de l'alliage HgCdTe pour la fabrication de détecteurs quantiques infrarouges est assez ancienne (1958, [62]). En revanche, les qualités d'amplificateur quasi-idéal des photodiodes à avalanche HgCdTe n'ont été perçues que bien plus tard, au début des années 2000 [5, 66]. Jusqu'à cette avancée il n'existait pas de photo-détecteurs à gain performant dans l'infrarouge au delà de $1,6 \mu m$ qui est la limite des tubes photomultiplicateurs. C'est pour cette raison que les premières études de lidar à absorption différentielle à $2 \mu m$ ont utilisé des détecteurs hétérodynes [25, 42].

Parmi les groupes les plus actifs sur le sujet se trouve le Laboratoire d'Imagerie Infrarouge Refroidie¹ du CEA de Grenoble. D'abord testée sur des imageurs² - c'est-à-dire des matrices multi-pixels - cette technologie a été adaptée pour constituer un détecteur mono-élément de plus grande taille en connectant un ensemble de pixels adjacents à un même amplificateur électronique [19]. Parmi les applications essentielles ne travaillant que dans le domaine temporel on peut citer les télécommunications laser (une démonstration utilisant le capteur présenté dans ce chapitre a été menée en 2014 entre la station spatiale internationale et l'observatoire de Ténérife [79]), le lidar, ainsi que des applications de physique qui requièrent un comptage de photons³.

L'objectif principal de mes travaux de thèse était l'évaluation des performances du détecteur développé au LETI [19] pour l'application lidar à absorption différentielle. Les développements présentés dans ce qui suit ne rendent pas tout à fait compte de la chronologie des tests effectués. Certains points très importants n'ont été compris qu'au travers de l'application lidar. Ainsi ce chapitre ainsi que les deux suivants sont intrinsèquement liés.

Dans ce chapitre, on présente d'abord le composant "macro-diode" utilisé. Les paramètres usuels en photodétection sont précisés : courant d'obscurité, gain, efficacité quantique, capacité de jonction. Dans un deuxième temps, on aborde le montage à transimpédance, qui est des plus classiques. Les composants utilisés et les performances atteintes

1. Structuellement ce laboratoire fait partie du Département d'Optique Physique et Théorique (DOPT) du Laboratoire d'Électronique et des Technologies de l'Information (LETI) du Centre à l'Énergie Atomique (CEA) de Grenoble

2. Un des marchés principaux des détecteurs infrarouges étant les applications militaires, les financements de développement ont été d'abord orientés sur l'amélioration de caméras, que ce soit pour l'équipement du fantassin ou la détection de points chauds en mouvement.

3. L'intérêt de pouvoir compter des photons tout en restant dans le mode linéaire se mesure dans l'absence de temps de récupération qui est intrinsèque aux SPAD (*single photon avalanche photodiodes*)

sont précisées : bruits en entrée, gain, bande-passante. Enfin on présente les performances de l'ensemble : sensibilité, plage de fonctionnement. On y montre notamment l'intérêt du gain sans excès de bruit. L'étude fine de la réponse impulsionnelle est présentée au chapitre 8. Les mesures lidar sont rassemblées dans le chapitre 9.

7.2 La macro APD HgCdTe du CEA-Grenoble

7.2.1 Le matériau HgCdTe

L'alliage $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (x représente la fraction en Cadmium) est un matériau semi-conducteur II-VI intrinsèque particulièrement adapté à la détection dans tout le spectre infrarouge. En effet, d'une part son gap peut être ajusté à souhait en faisant varier x (voir figure 7.1), et d'autre part son paramètre de maille est pratiquement une fonction constante de x . En utilisant un substrat CdZnTe dont on ajuste finement la fraction en Zn, il est ainsi possible de faire croître par épitaxie des couches de $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ avec une excellente qualité cristalline quel que soit x . Dans notre étude, le x choisi est autour de 0.39 pour une longueur d'onde de coupure de $2,8 \mu\text{m}$.

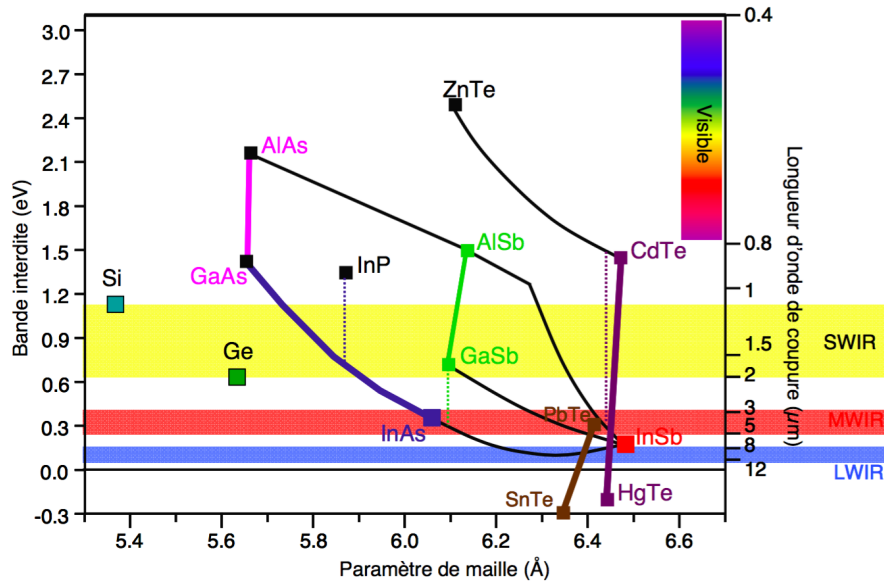


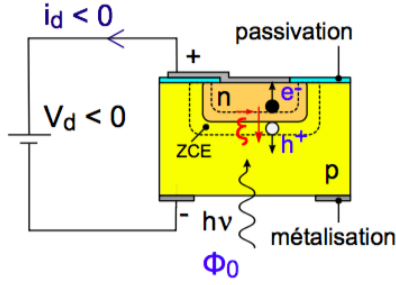
FIGURE 7.1 Représentation schématique des énergies de gap en fonction du paramètre de maille pour différents alliages semiconducteurs couramment utilisés pour les détecteurs quantiques infrarouge. Extraite de [29]

Le fait de posséder un substrat possédant un bon accord de maille avec l'alliage semi-conducteur que l'on souhaite produire est un élément déterminant pour la sensibilité de la photodiode. En effet les défauts de structure (dislocations locales et défauts cristallins) augmentent le courant d'obscurité et diminuent donc la sensibilité du détecteur.

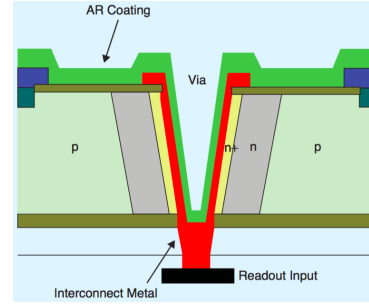
À titre de comparaison, l'alliage $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ est produit par épitaxie sur un substrat InP (voir figure 7.1). Le paramètre de maille de l'alliage varie de plusieurs pourcents sur la plage SWIR (*small wavelength infrared region*) et en pratique une bonne qualité cristalline n'est obtenue que pour une longueur d'onde de coupure de $1,65 \mu\text{m}$, soit à l'accord de maille avec le substrat InP. Pour une discussion sur les autres alliages, voir [29].

7.2.2 Photodiode à structure planaire

La technologie de fabrication des photodiodes HgCdTe au LETI est de type planaire (voir figure 7.2, a)). La croissance se fait par épitaxie sur un cristal de CdZnTe (côté p , non représenté). La couche de passivation est un aspect technologique particulièrement important. Sa fonction première est d'assurer la stabilité chimique du matériau. Mais elle ne doit pas interférer avec le fonctionnement de la photodiode (piégeage de charges, etc.).



(a) Structure planaire éclairée en face arrière (adapté de [12]).



(b) adapté de [5].

FIGURE 7.2 Différentes structures de photodiodes HgCdTe de type n sur p . a) architecture planaire utilisée par le CEA-LETI b) architecture HDVIP (*high density vertically integrated photo-diode*) utilisé par l'entreprise américaine DRS Technologies.

Le plot de métallisation permet la connexion au circuit de lecture, l'interface étant assurée par des billes d'indium (on parle d'hybridation). Cette technologie a été développée au LETI et possède l'avantage de permettre un alignement précis des plots des circuits de lecture avec les plots dits PV⁴ des photodiodes. Une illustration de deux techniques d'hybridation - dont celle par billes d'indium - pour une matrice de diodes (imageur) est donnée en figure 7.3.

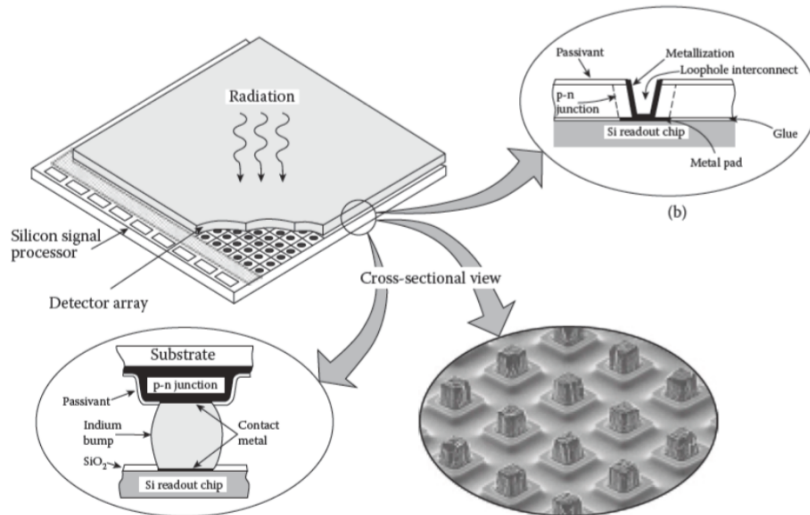


FIGURE 7.3 Technologies d'hybridation. Extraite de [63], page 660.

4. pour photovoltaïques

7.2.3 Matrice de diodes unipixel : macro-diode

La photodiode utilisée dans notre étude est adaptée d'une barrette imageur par mise en parallèle de 37 diodes au niveau du plot PV. Une illustration de principe est donnée en figure 7.4 (a). Le nombre de diodes résulte d'un compromis taille/sensibilité. Un diamètre de $200\ \mu\text{m}$ a été jugé comme minimal pour des applications lidar. De l'autre côté, en augmentant le nombre de diodes, on augmente aussi automatiquement la capacité de la macro-diode. Or cette dernière doit rester la plus faible possible pour minimiser le bruit.

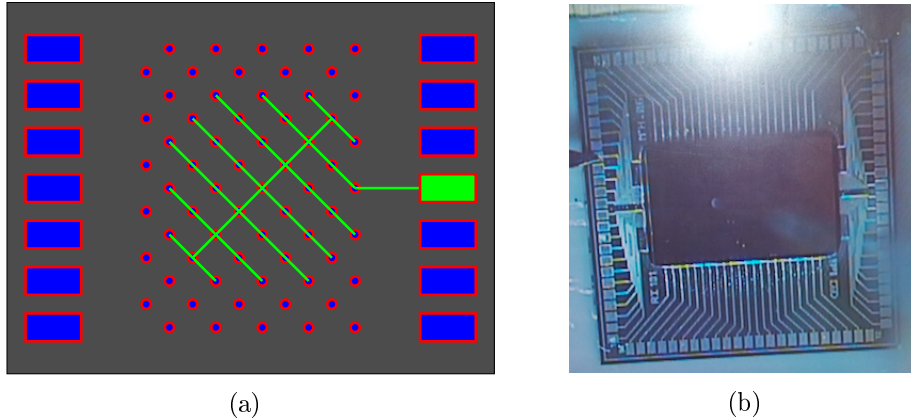


FIGURE 7.4 (a) Adaptation d'une barrette imageur pour une macro-diode monopixel (schéma de principe, le nombre de diodes total n'est pas respecté). 37 diodes sont mises en parallèle. Le pas inter diodes est de $40\ \mu\text{m}$, le diamètre de la macro-diode est approximativement $200\ \mu\text{m}$. La barrette est représentée face avant. Les plots bleus sont les plots PV. (b) La barrette (rectangle noir) apparaît face arrière (la couleur noire vient du fait que le substrat absorbe le visible). L'hybridation n'est pas visible mais se devine en considérant les pistes du RI (réseau d'interconnexion) qui aboutissent en bordure du RI par un carré de plots dits RI. On voit deux pointes, une pour sonder le plot PV (côté gauche). L'autre pour sonder le plot substrat (côté droit). Une fibre optique de cœur $10\ \mu\text{m}$ dont seule l'extrémité est nette se devine. Elle est dirigée perpendiculairement à la surface de la barrette et peut être déplacée par des réglages micrométriques.

7.3 Caractérisation expérimentale de la macro-diode

7.3.1 Estimation du courant d'obscurité et du gain

Une des "figures de mérite" les plus importantes de la photodiode est son courant d'obscurité. En effet ce n'est pas tant le niveau de fond mais le bruit de Poisson associé à ce niveau de fond qui est susceptible de limiter la mesure.

Pour les détecteurs infrarouges, tout objet est susceptible de constituer une scène à cause de la loi de Planck du corps noir. Ainsi on parlera de signal photonique et de signal photonique thermique ou résiduel pour distinguer les photons que l'on souhaite mesurer des photons issus du rayonnement de corps noir de tous les objets environnant l'APD.

La mesure du courant d'obscurité est difficile car elle suppose de créer un environnement où le flux photonique résiduel soit négligeable devant le courant d'obscurité. De telles conditions sont très difficiles à mettre en oeuvre en pratique et la mesure effectuée doit davantage se comprendre comme une mesure de borne supérieure pour le courant d'obscurité.

Un banc de mesures du LETI a été utilisé pour mesurer des courbes de caractérisations du courant traversant la photodiode en fonction de sa tension de polarisation ($i = f(v)$) à plusieurs températures. Les résultats sont rassemblés dans la figure 7.5. Avant de commenter ces résultats on décrit les spécificités du banc de mesures.

Banc de mesures L'échantillon est constitué d'une barrette hybridée sur un RI. Les connexions électriques à un sourcemètre⁵ se font grâce à deux pointes posées sur les plots RI (voir figure 7.5). Le tout est placé sous vide dans un double cryostat avec écran froid refroidi à l'azote liquide mais contrôlé en température.

Courant d'obscurité Comme attendu on constate une forte dépendance du courant d'obscurité à la température. Un courant de l'ordre de 0,2 nA est mesuré à 190 K (température de fonctionnement prévue dans le module lidars) pour une polarisation inverse de 0.25V. Cela correspond à un NEP de $6 \text{ fW Hz}^{-0.5}$.

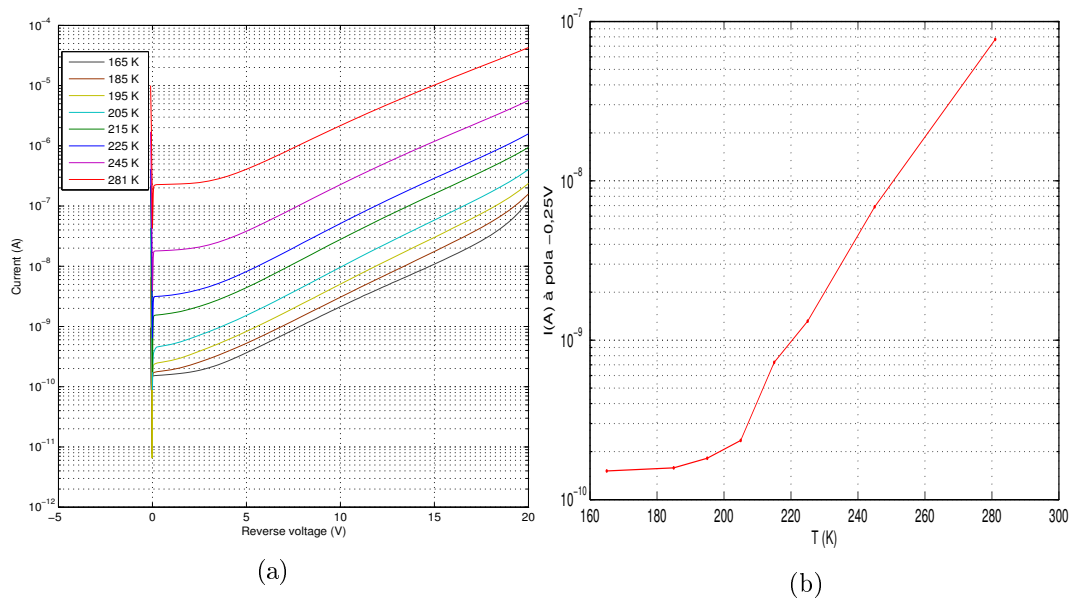


FIGURE 7.5 (a) Courbes $i = f(v)$ pour différentes températures (b) et courant d'obscurité en fonction de la température pour une polarisation inverse de 0.25V.

Par ailleurs, quand on augmente la polarisation inverse de la photodiode, on rentre dans le régime d'avalanche. Soumis au champ électrique dans la zone de charge d'espace, les porteurs de charge gagnent en énergie jusqu'à dépasser le seuil d'ionisation par impact. Ils libèrent alors de nouveaux porteurs de charge, on parle d'avalanche. Ce régime d'avalanche est intrinsèque à toute jonction $p - n$ soumise à une forte polarisation inverse mais possède des propriétés spécifiques en fonction des matériaux employés. Dans le cas de l'alliage HgCdTe le gain peut-être décrit par une fonction exponentielle de la polarisation inverse jusqu'à la limite d'apparition du courant tunnel (observable à partir de 18V à 165 K figure 7.5).

7.3.2 Gain et excès de bruit

On définit le gain M de l'avalanche comme le nombre *moyen* de porteurs de charge engendrés dans l'avalanche par un porteur de charge initial. Comme ce gain possède une

5. générateur de tension qui fait également pico ampèremètre.

certaine distribution de probabilité, le signal est dégradé lors de l'avalanche et on définit le facteur d'excès de bruit F pour quantifier cette dégradation :

$$F := \frac{\text{SNR}_{\text{avant avalanche}}}{\text{SNR}_{\text{après avalanche}}} \quad (7.1)$$

Dans la définition précédente de F , le SNR est exprimé en puissance électrique. On peut montrer [74] que F est égal à :

$$F = 1 + \frac{\text{Var}(M)}{\overline{M}^2} \quad (7.2)$$

Ainsi un facteur d'excès de bruit proche de 1 est synonyme de bonne conservation de l'information. Au contraire si F est élevé, le gain par avalanche détériore significativement l'information.

L'alliage HgCdTe possède une structure de bande remarquable qui permet la formation d'avalanches accompagnées d'un excès de bruit très faible (1.1-1.4). Une des particularités essentielle est la différence significative de masse effective entre les électrons et les trous, qui a pour conséquence qu'un seul type de porteurs est impliqué dans l'avalanche. Pour cette raison on emploie souvent le terme de *electron initiated avalanche photodiode* (e-APD). Lors des dix dernières années, de nombreux travaux menés par différents groupes ont proposé différents modèles pour décrire les variations du gain et de l'excès de bruit en fonction de paramètres physiques (température, etc.) et technologiques (largeur de jonction, etc.) [41, 66, 65, 12, 55, 64].

Si la mesure de gain est relativement directe (voir figure 7.5), la mesure de l'excès de bruit l'est beaucoup moins. Une méthode statistique a été employée en amont de ces travaux de thèse pour caractériser l'excès de bruit dans les photodiodes utilisées (voir [55] page 99). On retiendra une valeur de 1.2 pour F .

7.3.3 Homogénéité spatiale

Une expérience dite de *spots scan* a été menée sur un banc de caractérisation du LETI-LIIR. L'homogénéité spatiale de la réponse du détecteur est un paramètre central pour l'application lidar.

Banc de mesures Une source de lumière infrarouge large bande est focalisée grâce à un jeu d'optique en un *spot* de dix micromètres de diamètre environ. Ce spot peut-être déplacé de manière automatique par des platines motorisées contrôlées par un programme **Labview**. On peut ainsi scanner sur un carré de 200 x 200 μm^2 la réponse du photodétecteur. Un exemple de scan à faible polarisation de la macro-diode est donné en figure 7.6.

Lors d'une telle expérience, la figure d'intensité obtenue est le produit de la fonction de transfert de la chaîne d'optiques $\mathcal{H}(x, y)$ par la réponse spatiale du détecteur $\mathcal{R}(x, y)$. $\mathcal{H}$ traduit les imperfections de source (non isotropie), de transmission (poussières sur les optiques) et d'imagerie qui sont susceptibles d'affecter l'éclairage au point (x, y) . Dans le paragraphe suivant on décrit comment on peut obtenir néanmoins une estimation des variations relatives de $\mathcal{R}$ à partir d'une série de scans.

On enregistre un ensemble $(\mathcal{G}_i)$ de scans pour lesquels le détecteur est translaté régulièrement par rapport au carré de mesures. Formellement, pour tout i , on a

$$\mathcal{G}_i(x, y) = \mathcal{R}(x + i\delta x, y)\mathcal{H}(x, y) \quad (7.3)$$

De là on a :

$$[\mathcal{G}_i(x, y)]_{i \in [n, m]} = \frac{\mathcal{H}(x, y)}{\mathcal{H}(x + \delta x, y)} \cdot [\mathcal{G}_i(x + \delta x, y)]_{i \in [n-1, m-1]} \quad (7.4)$$

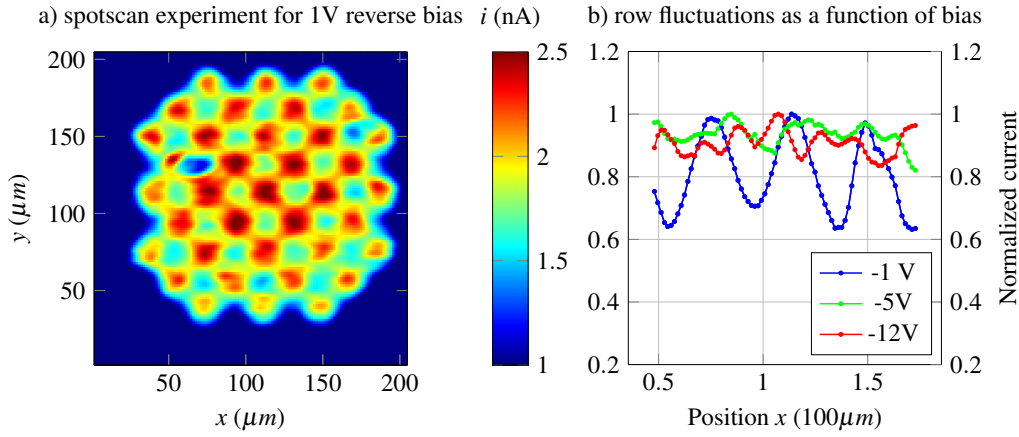


FIGURE 7.6 (a) Réponse spatiale de la macrodiode à faible polarisation : les pixels sont visibles individuellement. (b) Variations relatives de la réponse sur une ligne pour différentes valeurs de polarisation.

Pour bien visualiser cette équation, il faut s'imaginer le processus suivant : on considère un observateur qui voit selon $\mathcal{H}(x, y)$. Les différents $\mathcal{G}_i(x, y)$ correspondent à une ligne de $\mathcal{R}$ vue sous sa perspective. Un autre observateur placé en $(x + \delta x, y)$ et qui observe les différents $\mathcal{G}_{i-1}(x, y)$ voit exactement la même ligne de $\mathcal{R}$ mais selon sa perspective $\mathcal{H}(x + \delta x, y)$. Puisqu'il s'agit de la même ligne, on a proportionnalité entre $\mathcal{G}_i(x, y)$ et $\mathcal{G}_{i-1}(x, y)$, c'est ce qu'exprime l'équation précédente.

À partir d'une telle série de mesures il n'est pas possible de déduire une valeur absolue de $\mathcal{R}$. En revanche il est possible d'exprimer la variation relative de $\mathcal{H}$ le long d'une ligne, et donc la variation de la réponse spatiale $\mathcal{R}$ le long d'une ligne. Cette expérience a été menée pour différentes polarisations de la macro-diode. La figure 7.6 a) présente la mesure brute à faible polarisation. Les pixels sont bien visibles. Un défaut apparaît aux coordonnées $(x = 65 \mu\text{m}, y = 130 \mu\text{m})$. L'expérience montre que ce défaut est statique par rapport au carré de spotscale. Il s'agit donc d'un défaut propre à $\mathcal{H}$.

Lorsque l'on polarise la macro-diode, la zone de charge d'espace s'étend et la réponse devient spatialement plus homogène. La figure 7.6 b) présente les variations relatives de $\mathcal{R}$ le long de la ligne centrale ($y \approx 115 \mu\text{m}$). Les variations spatiales résiduelles de la réponse du détecteur sont dues aux choix technologiques fixant la géométrie de la jonction. Pour une polarisation inverse de 5V (resp. 12V), un écart-type relatif de 3.5 % (resp. 3.8) est obtenu.

7.3.4 Seuil de destruction

En lidar, un problème récurrent est l'éblouissement des détecteurs par des cibles très diffusantes telles que des nuages. Afin de tester la résistance de la macro-diode à une illumination intense, nous avons éclairé l'APD avec une source laser pulsée à $1.55 \mu\text{m}$ jusqu'à des puissances crêtes de l'ordre du mW. La tension de polarisation a par ailleurs été portée jusqu'à 20 V. Lorsque le photo-courant généré devient important, la différence de potentiel induite par la résistance série devient significative : la diode se dépolarise. Ce phénomène s'oppose à l'excitation et peut ainsi être qualifié qu'auto-protecteur. Lors de l'expérience menée, aucun signe de dommage n'a été décelé.

7.4 Montage à préamplificateur transimpédance

L'électronique d'amplification utilisée repose sur des composants discrets commerciaux et est constituée d'un préampli transimpédance suivi d'un amplificateur de tension. Le premier étage utilise l'ADA4817 avec un gain de $35\text{ k}\Omega$. Le deuxième étage utilise un OPA657 avec un gain de 20. La connexion avec l'APD se fait grâce à un bonding or entre le PCB du TIA et le RI sur lequel est hybridé l'APD. La figure 7.7 représente le schéma électrique équivalent du montage du préampli.

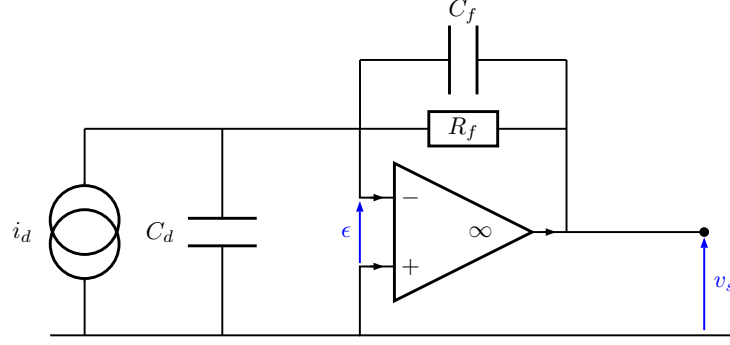


FIGURE 7.7 Schéma électrique équivalent du montage photodiode-préampli.

La capacité équivalente de photodiode C_d a été mesurée à 2 pF . Cette valeur correspond à l'APD hybridée sur le RI. Or l'essentiel de la contribution provient du RI (voir chapitre 9 pour la mesure de la capacité équivalente dans le cas de l'hybridation directe APD-électronique CMOS).

Fonction de transfert En prenant un modèle d'ordre 1 pour l'amplificateur opérationnel

$$G(j\omega) = \frac{v_s}{\epsilon} = \frac{G_0}{1 + j\frac{\omega}{\omega_0}} \quad (7.5)$$

on obtient une fonction de transfert transimpédance d'ordre 2

$$\frac{v_s}{i_d} = \frac{-R_f}{1 + \frac{1}{G_0} + j\omega \left(R_f C_f + \frac{1}{\omega_0 G_0} + \frac{R_f(C_d + C_f)}{G_0} \right) - \omega^2 \frac{R_f(C_d + C_f)}{\omega_0 G_0}} \quad (7.6)$$

Or pour un système d'ordre 2, l'expression canonique de la fonction de transfert est

$$\frac{1}{1 + 2j\xi \frac{\omega}{\omega_1} - \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right)^2} \quad (7.7)$$

et correspond à une réponse temporelle à un échelon donnée par la fonction :

$$v_s(t) = 1 + \frac{1}{\sqrt{1 - \xi^2}} e^{-\xi\omega_1 t} \sin \left(\omega_1 t \sqrt{1 - \xi^2} + \arctan \frac{\sqrt{1 - \xi^2}}{\xi} \right) \quad (7.8)$$

Par identification on obtient donc

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{\omega_0 G_0}{R_f(C_d + C_f)}} \quad (7.9)$$

et l'amortissement critique ($\xi = 1$) est obtenu pour

$$C_f \approx 2\sqrt{\frac{C_d}{G_0\omega_0 R_f}} \quad (7.10)$$

Pour l'ADA4817, on a $G_0\omega_0 \approx 400$ MHz, et on obtient que la valeur idéal théorique est $C_f = 0.75$ pF. En pratique cette valeur est ajustée expérimentalement.

Analyse du bruit Le schéma électrique équivalent prenant en compte les sources de bruit est présenté en figure 7.8.

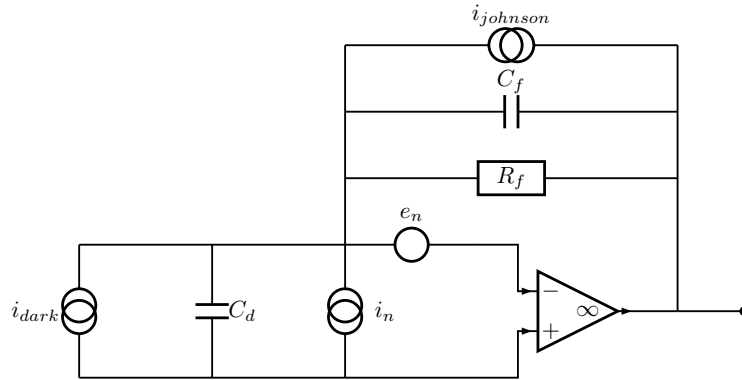


FIGURE 7.8 Schéma électrique équivalent avec sources de bruit pour le montage photodiode-préampli.

Les sources e_n et i_n correspondent aux densités spectrales de puissance de bruit en tension et courant respectivement de l'amplificateur opérationnel. Ces grandeurs dépendent a priori de la fréquence mais leur valeur est souvent donnée à 100 kHz par le constructeur. Pour l'ADA4817, on a $e_n = 4 \text{ nV Hz}^{-1/2}$ et $i_n = 2.5 \text{ fA Hz}^{-1/2}$.

Les autres sources de courants i_{dark} et $i_{johnson}$ correspondent respectivement au bruit de poisson du courant d'obscurité de la photodiode et au bruit thermique de la résistance de contre-réaction.

Toutes les sources de courant de bruit sont converties en tension au travers du gain transimpédance de la même manière que le signal photonique. Il n'en est pas de même pour e_n . La densité spectrale de bruit en tension en sortie due à e_n suit la dynamique présentée en figure 7.9. À cause du pôle créé par la capacité de la photodiode, le bruit dû à e_n est amplifié aux hautes fréquences. On obtient le bruit rms en sortie en intégrant la puissance spectrale de bruit sur la bande passante d'acquisition B . Lorsque la bande passante d'acquisition est inférieure au pôle généré par la capacité C_f , en intégrant le gain de bruit, on obtient un bruit intégré en tension rms. En tenant en plus compte des sources de courant de bruit, on obtient :

$$\text{std}(v_s) = \sqrt{R_F^2(i_{dark}^2 + i_{johnson}^2 + i_n^2)B + e_n^2 B + \frac{e_n^2 \cdot (2\pi C_d R_f)^2 B^3}{3}} \quad (7.11)$$

On peut ramener cette quantité à une source de courant de bruit en entrée en divisant par $R_F B^{0.5}$, cette quantité sera notée $i_{n,eq}$ dans la suite. L'évaluation numérique des quantités exprimées montre que e_n et R_f contribuent chacun à hauteur de 1 mV rms sur

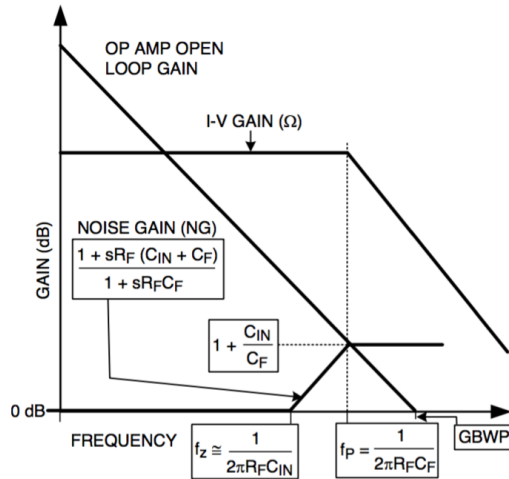


FIGURE 7.9 Puissance spectrale de bruit en tension due au bruit en tension de l'AO (e_n). Extrait de [32], page 24. La capacité de la photodiode entraîne une augmentation de bruit aux hautes fréquences. Cette augmentation est ensuite soit compensée par la capacité de la boucle de contre-réaction, soit ultimement par le *roll off* du gain boucle ouverte de l'AO. La capacité C_f optimale du point de vue du bruit est la même que celle qui minimise le *gain peaking* de la fonction de transfert transimpédance.

20 MHz, soit $1.2 \text{ pA Hz}^{1/2}$ ramené en entrée. Dans la pratique, un bruit ramené entré de $1.8 \text{ pA Hz}^{1/2}$ a été mesuré (2.8 mV rms pour 350 kΩ sur 20 MHz).

L'équation 7.11 montre que la contribution de e_n au bruit rms est proportionnelle à C_d . Dans notre cas la valeur de C_d (2 pF) est principalement due à la capacité parasite du RI. On montre dans le chapitre 10 que la capacité de la photodiode seule est plutôt de l'ordre de 30 fF. Dans l'hypothèse d'une capacité de 30 fF, on rend la contribution due à e_n négligeable devant le bruit de Johnson et on améliore la sensibilité d'un facteur $\sqrt{2}$.

7.5 Étude du récepteur complet

7.5.1 Présentation générale

La figure 7.10 présente une vue de coupe du cryostat du détecteur.

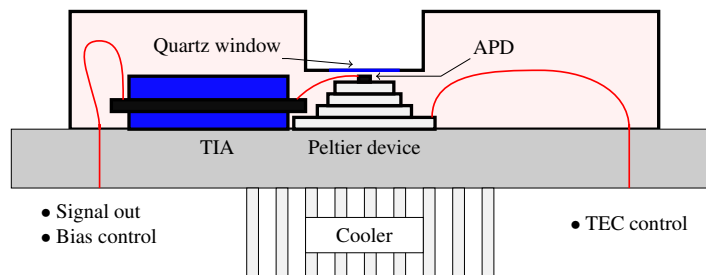


FIGURE 7.10 Vue de coupe du cryostat et des éléments le composant. Les échelles ne sont pas respectées. La largeur de la plaque support est de 140 mm.

L'APD est refroidie par un élément Peltier 4 étages (théoriquement $\Delta T = 120 \text{ K}$). Le PCB du TIA est amené au plus près du RI de manière à minimiser la longueur du bonding or (fil 16 μm). Une plaque métallique est disposée sous le RI pour limiter le

bruit. Une sonde de température (PT100) déposée sur la face froide du Peltier permet de contrôler la température de fonctionnement de l'APD. Dans la pratique, avec un courant de 3 A, le Peltier permet d'imposer un $\Delta T = 105$ K avec la température ambiante⁶.

L'enceinte à vide fuit légèrement, le vide statique n'est pas bon (0.01 mbar). En conséquence le détecteur est utilisé en pompage dynamique (5×10^{-6} mbar), ce qui présente également l'avantage d'éliminer les éléments dégazés qui absorbent potentiellement à 2 μm .

Enfin concernant la connectique, le refroidissement, les alimentations, et le contrôle de la sonde de température se font au moyen de connecteurs ultra-vides tandis que la polarisation et le signal passent par des connecteurs SMA. En particulier le signal est une *single ended output*⁷.

7.5.2 Sensibilité en fonction de la polarisation

En notant B la bande passante du TIA, $i_{n,eq}$ la densité de bruit à l'entrée du TIA [$\text{A Hz}^{-0.5}$], l'écart type sur la tension en sortie de détecteur s'écrit :

$$\text{std}(v_s) = R_f \sqrt{(2qM^2 I_{\text{signal}} F + 2qM^2 I_{\text{photonique résiduel}} F + i_{n,eq}^2) B} \quad (7.12)$$

On en déduit que le Signal to Noise Ratio (SNR) vérifie :

$$\frac{1}{\text{SNR}} = \frac{\text{std}(v_s)}{M I_{\text{signal}} R_f} = \frac{\sqrt{\left(2q I_{\text{signal}} F + 2q I_{\text{photonique résiduel}} F + \left(\frac{i_{n,eq}}{M}\right)^2\right) B}}{I_{\text{signal}}} \quad (7.13)$$

Dans l'expression 7.13, on met en évidence le fait que si l'écart-type de v_s est dominé par le bruit électronique ($i_{n,eq}$), alors le gain par avalanche M permet de réduire la contribution de ce bruit par rapport aux shots noise du signal et du flux photonique résiduel. Le prix à payer est alors l'excès de bruit F . Remarque : le facteur d'excès de bruit est ici introduit conformément à la définition du SNR. Quand le SNR est introduit en puissance ce n'est pas le même F .

On caractérise généralement un détecteur avec son NEP (*Noise equivalent Power*) [$\text{fW Hz}^{-0.5}$]. Nous avons évalué ce NEP expérimentalement en mesurant l'écart type de v_s en fonction de la polarisation. On a en effet :

$$\text{NEP} = \frac{\text{std}(v_s)}{R_f \cdot M \cdot \eta_q \cdot \mathcal{R} \cdot \sqrt{B}} \quad (7.14)$$

Les résultats sont présentés en figure 7.11. Au delà de 12 V, on observe un infléchissement (non représenté) de la réduction du NEP. Cet infléchissement provient de la contribution amplifiée des 2 nA de flux photonique résiduel. En effet le shot noise associé, étant donné un gain de 23 donne un bruit rms en tension de 1 mV. Cette contribution n'est plus négligeable devant le bruit dû au TIA (2.8 mV rms pour $B = 20$ MHz). Le point de fonctionnement idéal se situe aux alentours de 14 V.

Dans les premiers temps d'utilisation de ce composant, la tension de 12 V avait été définie comme seuil de fiabilité. En effet, on sait que le risque de destruction accidentelle

6. En pratique pour une température ambiante de 20 degrés, le point de fonctionnement nominal est 17 degrés à 0.5 A.

7. Je me suis longtemps interrogé sur la pertinence de mettre en place une sortie différentielle associée à un ADC de précision à entrée différentielle. Ce n'est certainement pas ce qui causera le biais de premier ordre mais il faudrait pouvoir quantifier la différence de biais potentiels entre les deux types de connexions.

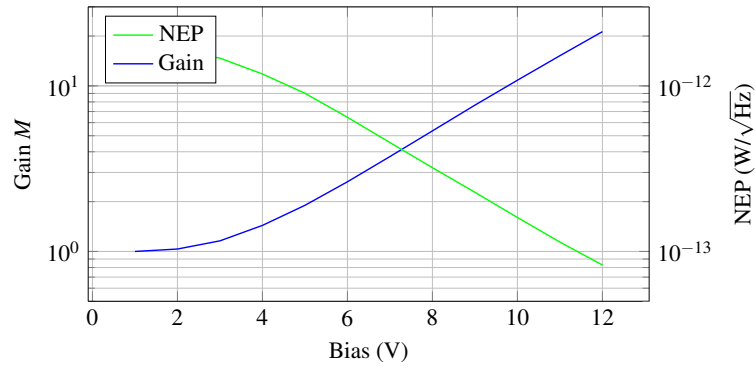


FIGURE 7.11 Mesure du NEP en fonction de la polarisation inverse de l'APD.

du composant augmente avec la tension de polarisation. Depuis des tests d'endurance portant sur un composant du même lot ont été effectués à 14 et 16V. On peut donc avoir confiance dans un fonctionnement nominal à 14V.

7.5.3 Étude de la linéarité

Nous avons voulu vérifier la linéarité du détecteur dans son ensemble. Nous avons pour cela utilisé un éclairage large (DFB) à travers une chaîne d'optiques comprenant un diffuseur et une roue à densités optiques calibrées. Les résultats sont présentés en figure 7.12.

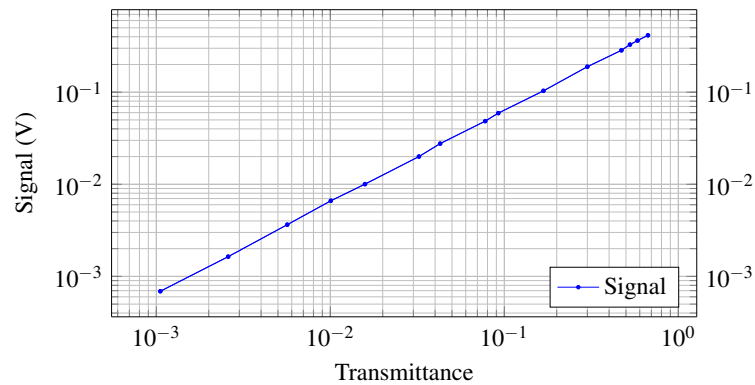


FIGURE 7.12 Étude de la linéarité de la réponse du détecteur. L'amplitude d'un crêteau est mesuré en fonction de la transmittance de densités étalonnées.

Les résidus relatifs par rapport à une régression linéaire ont un écart-type de 2%. Il est peu vraisemblable que ces variations aient pour origine la réponse du récepteur. Il s'agit plus probablement de petites variations d'éclairage dues à l'utilisation de différentes densités. De nouvelles idées sont nécessaires pour effectuer une mesure plus précise.

7.6 Conclusion

Nous avons décrit les performances des différents composants d'une part et du détecteur intégré d'autre part. On retiendra que la sensibilité à 12V est un NEP de $78 \text{ fW Hz}^{-0.5}$. Le détecteur pourrait bénéficier des améliorations suivantes :

- En ajoutant un filtre froid et écran froid, on est en droit d'espérer se rapprocher d'un courant photonique résiduel de l'ordre de 0.5 nA . Cette modification associée à une augmentation du gain (travail à 16 V de polarisation) conduira à une amélioration de la sensibilité pour les signaux dans la plage où ils sont limités par le bruit électronique.
- Dans l'assemblage utilisé, l'électronique est discrète et la capacité de couplage entre l'APD et le TIA est essentiellement celle du RI (2 pF). On peut réduire cette capacité de couplage en hybridant un TIA CMOS directement sur l'APD. Cela résulterait en une diminution significative du bruit électronique. On risque toutefois d'être limité par le courant de bruit de la résistance de contre réaction. Le facteur de réduction du bruit est à évaluer.

Chapitre 8

Le problème du *long term settling time* ou la recherche du temps perdu

8.1 Introduction

Il existe deux approches pour caractériser la réponse d'un système opto-électronique : d'un côté l'approche fréquentielle, de l'autre l'approche temporelle. Ces deux approches sont tout à fait équivalentes d'un point de vue théorique, mais on emploie tantôt l'une tantôt l'autre selon les besoins. Pour le cas particulier de la bande passante, on peut soit mesurer le temps de montée lors de la réponse à un échelon, soit tracer un diagramme de Bode.

Généralement les composants sont caractérisés en bande passante au premier ordre. Ainsi, pour la mesure du temps de montée, les constructeurs utilisent généralement deux seuils exprimés en pourcentage de l'amplitude du signal (5% - 95%, 20 % - 80 % par exemple). Ces derniers sont choisis de façon à présenter le composant sous son meilleur jour. Malheureusement ce choix cache généralement un comportement bien plus lent à faible niveau. Par exemple pour un ordre un avec un temps caractéristique de 100 ns, on s'attend à atteindre 1 % de l'amplitude initiale en 460 ns, 1/1000 en 691 ns. En réalité il est peu probable de suivre le modèle de l'ordre un sur une grande dynamique si on n'y prête pas une attention toute particulière. En effet, à faible niveau de nombreux phénomènes indésirables ne sont plus négligeables. Il peut s'agir de stockage de charges dans des capacités parasites, de comportements non-linéaires (saturation, variations thermiques), etc. Ces derniers vont introduire des constantes de temps plus ou moins bas niveau qui vont typiquement de la microseconde à la milliseconde. En reprenant l'exemple précédent, il est très vraisemblable d'avoir un temps de convergence à 1/1000 supérieur à la microseconde. Ce problème est référencé dans la littérature sous le nom de *long term settling time* que nous traduisons dans ce qui suit par temps de convergence.

Le lidar atmosphérique est une application particulièrement sensible au problème du temps de convergence. En effet, à cause de la décroissance rapide du signal rétrodiffusé, les signaux obtenus varient typiquement de quatre ordres de grandeur sur quelques dizaines de microsecondes. Dans le cas de cibles nuageuses la contrainte est encore plus sévère avec plusieurs ordres de grandeur sur quelques centaines de nanosecondes typiquement. L'observation à la sortie immédiate d'un nuage est un problème particulièrement ardu.

Un temps considérable a été consacré pendant cette thèse à la mesure du temps de convergence pour la chaîne de détection présentée précédemment. La difficulté inhérente à cette mesure vient du fait que tous les éléments nécessaires à la mesure possèdent, à des degrés variés, des traînes bas niveau (temps de convergence dégradés). Il en va ainsi des sources de lumières, des générateurs de signaux, des amplificateurs opérationnels, etc. Il est donc difficile de stimuler proprement la chaîne de détection que l'on souhaite

caractériser.

Déroulement du chapitre.

Dans ce chapitre, on présente différentes expériences de caractérisation du temps de convergence. Les expériences s'étant révélées peu pertinentes avec le recul sont tout de même mentionnées car elles illustrent les pièges usuels dans lesquels ne pas tomber.

- Dans une première section, on présente une expérience qui était initialement destinée à mesurer le temps de convergence de l'amplificateur transimpédance. L'idée centrale est d'utiliser une source de lumière commandée (diode électroluminescente). Les résultats de différents montages sont discutés. La conclusion majeure est que les sources de lumière commandées possèdent elles-mêmes des défauts et qu'il est difficile de distinguer les défauts de l'émission par rapport aux défauts de la réception.
- Dans une deuxième section, on présente un montage simple permettant d'améliorer quelques peu le temps de convergence d'un générateur de signaux. Ce montage est ensuite associé à des ponts diviseurs de tension de façon à produire une source de courant pulsée faible niveau possédant un temps de convergence connu. Cette expérience permet d'établir une sur estimation (pire cas) du temps de convergence de l'amplificateur transimpédance.
- Dans une troisième section on présente une expérience de caractérisation du temps de convergence pour le récepteur présenté au chapitre précédent : APD HgCdTe et amplificateur transimpédance associé. On y utilise une source de lumière constante et la modulation se fait par un interrupteur optique de très bonne facture. Cette expérience a permis de mettre en évidence une influence de la polarisation inverse de l'APD sur le temps de convergence de la détection.
- Enfin dans une quatrième section, on présente une expérience de mesure en réponse impulsionnelle en utilisant comme source de lumière un laser fibré à gain modulé. L'avantage de ce laser est qu'il fournit des impulsions très brèves (sous ns) qui ne sont pas accessibles avec les switches dont on dispose actuellement et dont la bande passante est de l'ordre de 5 MHz.

8.2 Difficultés inhérentes aux montages à source de lumière commandée

Chronologiquement, un phénomène de traîne microseconde a été observé sur le récepteur présenté dans le chapitre précédent. Les soupçons sur l'origine de cette traîne se sont d'abord portés sur l'amplificateur transimpédance. Ces derniers étaient motivés par le fait que des traînes à première vue comparables aient été obtenues d'une part sur le récepteur final - APD HgCdTe et TIA - et d'autre part sur le prototype de TIA qui était monté avec une photodiode silicium excitée dans le vert par un laser commandé. La première étude que j'ai envisagée était donc de travailler sur le TIA monté avec une photodiode silicium de très faible capacité et excitée par une DEL. Les paramètres envisagés étaient essentiellement le gain transimpédance, les capacités de découplage, le composant amplificateur opérationnel. Des questionnements relatifs au montage à deux étages et à d'éventuels effets thermiques (*self-heating*) subsistaient.

8.2.1 Montages à diodes électroluminescentes

La manière la plus simple de fabriquer une source de courant pulsée bas niveau est un montage à source de lumière et photodiode (figure 8.1). On l'a ainsi utilisé avec différents amplificateurs opérationnels possédant tous un grand produit gain bande et un faible

bruit en entrée (ADA4817, LMH6626, LTC6268). Une photodiode silicium rapide de très faible capacité (FDS025, 47 ps de temps de montée) et un gain de $50\text{ k}\Omega$ sont utilisés de sorte que la bande passante du transimpédance est de l'ordre de la dizaine de MHz. L'amplificateur opérationnel débite sur $100\ \Omega$ en comptant l'acquisition sur $50\ \Omega$. Deux DELs sont utilisées, une blanche et une bleue. L'acquisition se fait au moyen de la carte X3-25M (100 MHz, 16 bits, 12 bits effectifs sur $\pm 1\text{ V}$) de Innovative Technologies. On notera ici que l'observation et la mesure du temps de convergence est difficile à effectuer avec un oscilloscope 8 bits. En effet avec cette résolution on est tenté d'utiliser un petit calibre pour observer la région d'intérêt. Or cela conduit à faire saturer le numériseur (*overloading effect*) ce qui a pour effet de produire des artefacts de mesure qui sont typiquement des exponentielles décroissantes avec des constantes de temps microseconde.

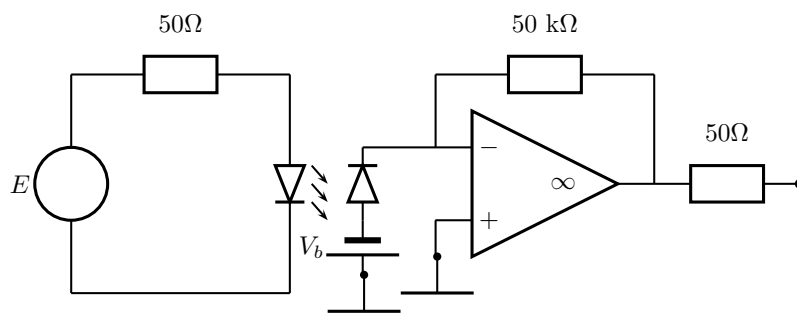


FIGURE 8.1 Montage de test des amplificateurs opérationnels dans le montage transimpédance.

Concernant la source lumineuse, elle est commandée par un générateur de signaux de sorte que la tension basse soit située sous le seuil de la DEL. Ceci a pour but de ne pas voir les défauts du générateur (qui existent) mais les défauts de la DEL (espérés plus faibles). On commande ainsi la DEL en créneau et on observe la descente du créneau. La montée du créneau n'est pas exploitable car elle contient les défauts du générateur.

8.2.2 Comparaison des réponses impulsionnelles pour différents amplificateurs transimpédances

La figure 8.2 rassemble une comparaison des réponses en créneau (partie descendante) du montage présenté en figure 8.1, pour deux amplificateurs opérationnels différents (ADA4817 et LTC6268) et deux DELs différentes (une blanche et une bleue). Pour obtenir cette figure, on soustrait au signal sa composante continue (dans la partie basse du créneau), obtenue par moyenne sur une porte temporelle éloignée du front descendant (après quelques dizaines de microsecondes typiquement).

On remarque tout d'abord la présence d'un régime plus lent à bas niveau dans tous les cas. On constate ensuite que pour deux amplificateurs opérationnels différents la réponse est très proche. En revanche le temps de décroissance est sensiblement différent en fonction de la source de lumière : la décroissance observée pour l'ordre un tient donc à la DEL, au moins pour la DEL blanche. La DEL bleue est plus rapide et il est vraisemblable que l'on observe la bande passante électronique à l'ordre un car le temps de descente est différent pour les deux amplificateurs opérationnels qui n'ont pas le même produit gain bande (400MHz pour ADA4817 et 500 MHz pour le LTC6268). Visuellement la différence est accentuée par la présence d'un *overshoot* pour le LTC6268. Dans ces montages on n'a pas ajouté de capacité sur la rétroaction pour stabiliser le montage, on se concentre sur la traîne micro-seconde bas niveau.

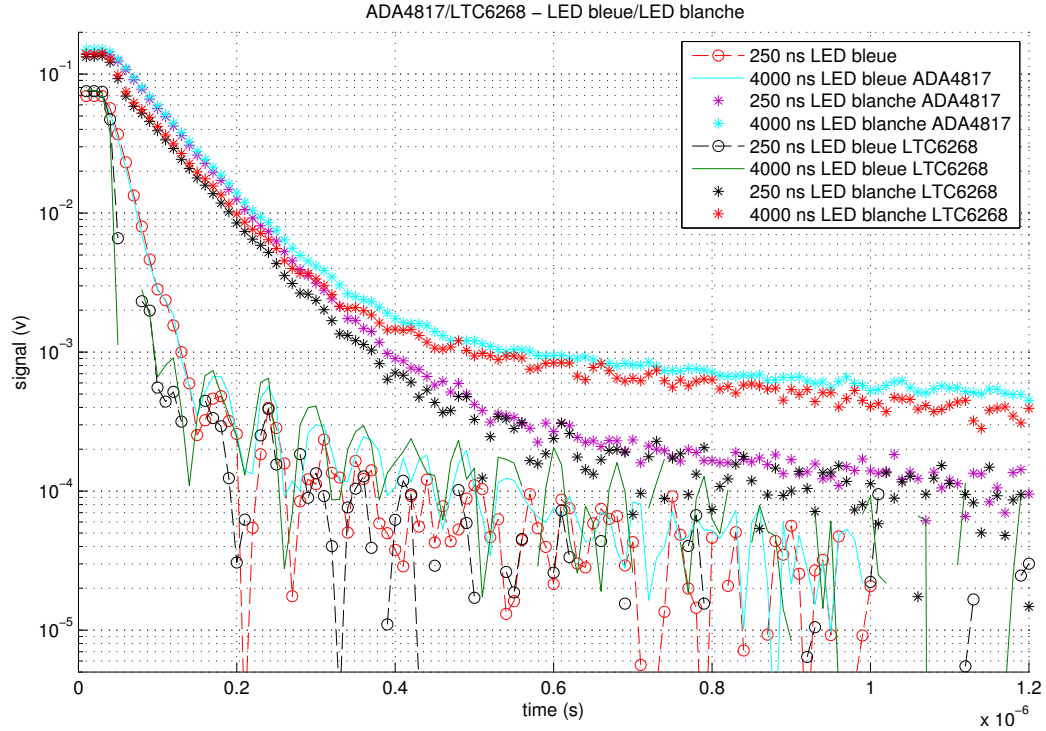


FIGURE 8.2 Comparaison de la réponse à un créneau pour deux montages transimpédances utilisant les amplificateurs opérationnels large bande faible bruit ADA4817 et LTC6268. Deux sources DELs différentes sont utilisées, une bleue et une blanche. La largeur du créneau stimulus est indiquée dans la légende.

On constate par ailleurs que la largeur du créneau du stimulus a son importance. Que ce soit pour la DEL blanche ou la DEL bleue, plus le créneau est large plus le régime lent possède une amplitude importante.

Enfin concernant le régime lent bas niveau, il n'est pas possible de savoir s'il provient de l'amplificateur transimpédance, de la DEL ou même de la photodiode.

Remarque. Des difficultés tout à fait similaire apparaissent avec les diodes lasers modulées en courant.

8.3 Mesure du temps de convergence du TIA

Afin de s'affranchir du couple source de lumière - photodiode, on a cherché à fabriquer une source de courant purement électronique. Des circuits à base de diodes schottky peuvent être utilisés pour obtenir un front de descente rapide sur au moins trois ordres de grandeur [13].

8.3.1 Montage à diodes Schottky

Le *flat generator* proposé dans [13] et dont le schéma est présenté en figure 8.3 a été réalisé avec des diodes Schottky ST - 1N5711. Ce choix tient à la rapidité de la jonction schottky et au fait que pour ce modèle particulier le courant inverse est très faible ($0.2 \mu\text{A}$).

Lorsque la tension imposée par E est négative (typiquement -1V), les schottky horizontales sont passantes. Lorsque la tension imposée par E est suffisamment positive

(typiquement 0.5 V), les schottky horizontales sont bloquées. Dans ce dernier cas, la schottky verticale devient passante et sert à conserver une adaptation d'impédance à $50\ \Omega$ du point de vue du générateur. Dans le cas passant, le générateur ne voit pas $50\ \Omega$ mais environ $25\ \Omega$, par contre quand les schottky sont coupées on a bien adaptation d'impédance vue de l'acquisition.

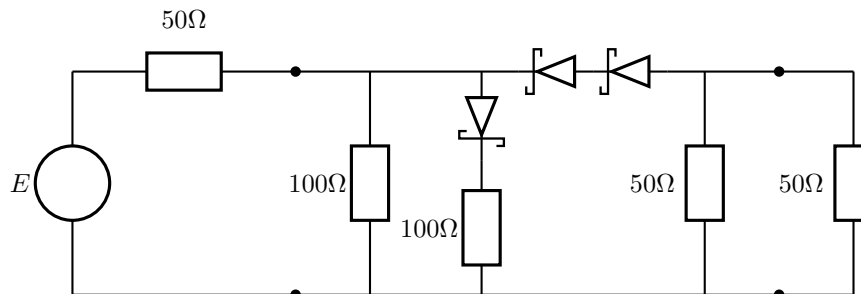


FIGURE 8.3 Montage à diodes Schottky permettant d'obtenir un front montant raide et dont le temps de convergence est imposé par les propriétés de la jonction Schottky.

Le front de descente a été échantillonné grâce à la carte d'acquisition X3-25M de Innovative Technologies à la fréquence de 1 Mch/s. Le stimulus est un créneau de largeur $10\ \mu\text{s}$. La résolution temporelle est diminuée sous la contrainte de la taille mémoire, un grand nombre d'acquisitions étant nécessaire pour réduire le bruit. Le front descendant (au sens de la valeur absolue) est représenté en figure 8.4. La courbe bleue correspond à la figure 8.3, la courbe rouge correspond au montage avec réducteur, soit la figure 8.5. Le montage permet d'atteindre un peu moins de quatre ordres de grandeur en une microseconde (courbe bleue).

Je n'ai pas trouvé d'explication satisfaisante en ce qui concerne l'origine physique de la traîne micro-seconde observée à $3 \cdot 10^{-4}$ de l'amplitude du signal normalisé. Il ne s'agit pas par exemple d'une variation du courant inverse avec la température (la diode s'échauffe lorsqu'elle est passante et on sait que le courant inverse dépend fortement de la température). Cela a pu être vérifié en baignant le montage dans des vapeurs d'azote liquide. La courbe de réponse obtenue est strictement identique.

J'ai également fait varier les résistances pour vérifier qu'il ne s'agisse pas d'un problème d'adaptation d'impédance, sans résultat. Il se pourrait que le phénomène soit dû à la diode schottky mais rien ne le prouve. Cela pourrait également être une capacité parasite qui piège une petite fraction des charges qui circulent. Cette vision du piégeage de charges est confortée par la dépendance au nombre de charges transférées (augmentation avec la largeur du créneau et proportionnalité avec son amplitude).

On a voulu vérifier que l'ajout d'un pont diviseur de tension ne dégradait pas le temps de convergence. La courbe rouge est ainsi obtenue après réduction d'un facteur 20 environ. Malheureusement il est difficile d'aller plus loin car le signal est alors très difficile à sortir du bruit sur une grande dynamique. Les courbes avec et sans réducteur laissent penser qu'au bruit près le temps de convergence n'est pas affecté par le pont diviseur de tension.

8.3.2 Source de courant électronique

L'amplificateur transimpédance utilisé possédant un gain considérable ($700\ \text{k}\Omega$), plusieurs ponts diviseurs de tension sont nécessaires pour générer un courant de l'ordre de $1\ \mu\text{A}$. D'un côté il ne faut pas utiliser des résistances de valeurs trop importantes pour limiter l'influence de pôles indésirables provenant du couplage d'une forte résistance avec

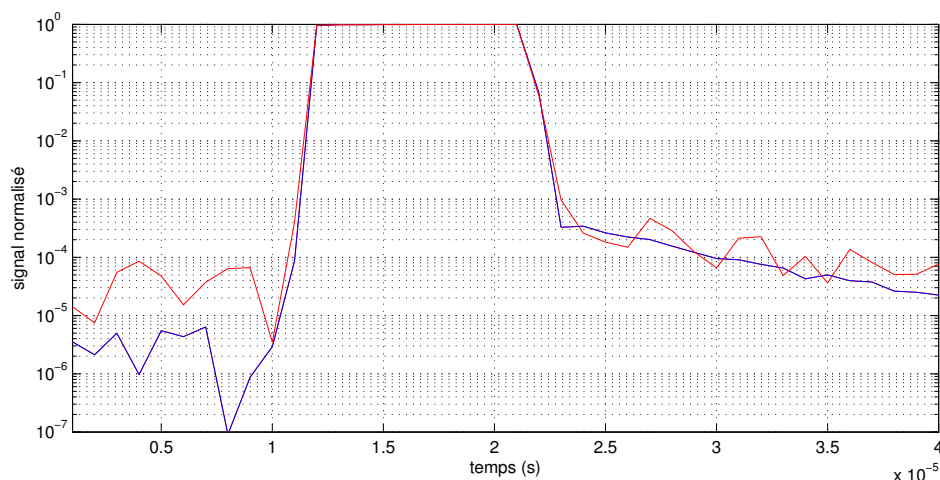


FIGURE 8.4 Front de descente pour le montage à diodes Schottky. La courbe bleue correspond à la figure 8.3, la courbe rouge correspond au montage avec réducteur, soit la figure 8.5.

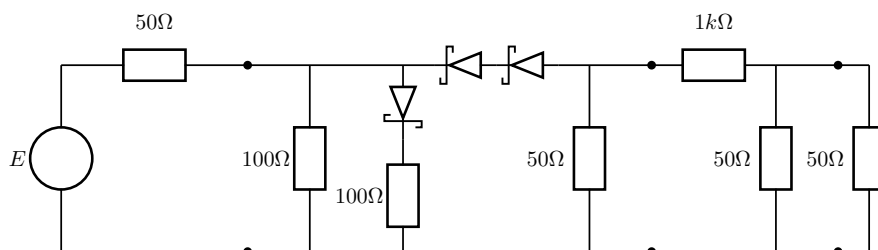


FIGURE 8.5 Montage à diodes Schottky avec un pont diviseur en sortie pour réduire l'amplitude du crêteau.

une capacité parasite. De l'autre il faut une résistance finale assez importante pour que le comportement soit proche d'une source de courant, et que le bruit de Johnson de cette résistance soit négligeable devant le bruit de l'amplificateur transimpédance. Dans la pratique, une résistance de 10 k Ω est nécessaire pour que le bruit de Johnson de cette résistance ne soit pas dominant et on a adopté le montage présenté en figure 8.6.

8.3.3 Surestimation du temps du convergence du TIA

Un amplificateur transimpédance reprenant le montage à deux étages (ADA4817 et OPA657) a été monté en sortie de la source de courant commandée. La réponse à un crêteau pour deux largeurs du crêteau (1-10 μ s) est présenté en figure 8.7. On observe une traîne dont la constante de temps est très comparable (environ 3 μ s de temps caractéristique¹).

Le niveau de cette traîne est légèrement supérieur, autour de 10^{-3} au bout d'une micro-seconde. On perd un facteur 2 par rapport au montage sans amplificateur. Il serait toutefois audacieux d'incriminer le montage transimpédance en tant que tel. Cette dégradation pourrait être lié au couplage. En tout état de cause cette mesure fait office de pire cas pour le montage transimpédance utilisé. On retiendra notamment que pour une stimulation avec un crêteau de largeur 10 μ s, l'amplitude de la traîne rémanente est

1. calculé selon le temps nécessaire pour que l'amplitude soit divisée par 2, divisé par $\ln(2)$.

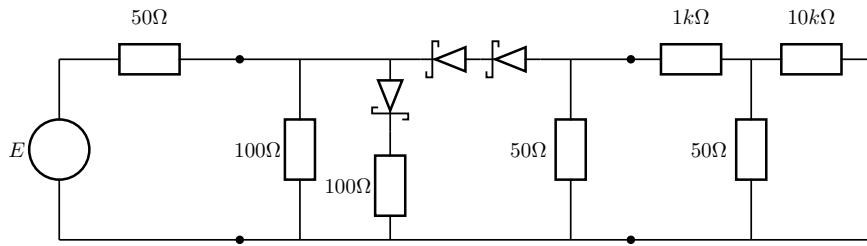


FIGURE 8.6 Source de courant électronique bas niveau pulsée obtenue grâce à un générateur de signaux, un montage à diodes schottky et un jeu de ponts diviseurs de tension.

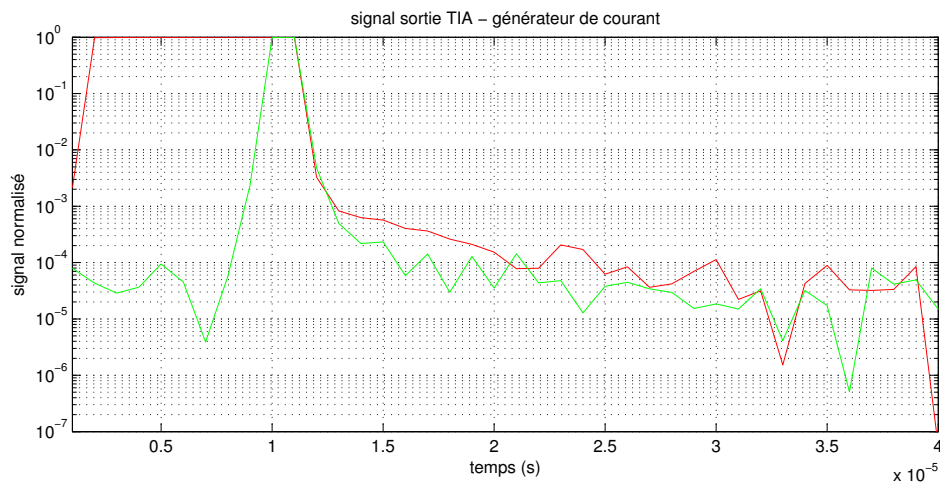


FIGURE 8.7 Réponse de l'amplificateur transimpédance à un échelon en courant produit par la source de courant pulsée bas niveau présentée dans le paragraphe précédent.

de 10^{-4} de l'amplitude initiale au bout de $10 \mu s$.

8.4 Temps de convergence de l'APD HgCdTe

Il est difficile d'évaluer le temps de convergence de l'APD HgCdTe seule. Dans ce qui suit, on effectue des tests avec le module complet présenté dans le chapitre précédent. On cherche en particulier à discerner l'influence de la polarisation inverse en changeant le niveau de puissance optique de telle sorte que l'électronique d'amplification et de numérisation travaille toujours au même niveau. En effet, comme changer la polarisation induit un changement dans le gain par avalanche, ce changement doit être compensé par un changement de la puissance optique incidente pour travailler avec le même nombre de charges en entrée d'amplificateur.

Néanmoins, la difficulté dans cette approche réside dans le fait de posséder une source de lumière qui s'éteint avec une rapidité comparable sur une plage de fonctionnement d'au moins un ordre de grandeur (on rappelle que l'on dispose d'un gain de 23 à 12 V sur cette photodiode à 190K). Or on a vu que les sources modulées satisfont rarement à ce genre de contraintes. Une solution alternative est de garder une source à niveau constant et de disposer d'un interrupteur optique suffisamment bon. On décrit dans cette section les résultats obtenus avec de tels montages.

8.4.1 Montage à interrupteur optique

Montage simple à un switch fibré.

Un switch fibré à 2 μm Agiltron, caractérisé à 50 dB de pertes, est utilisé. Cet interrupteur est constitué de deux interrupteurs électro-optiques placés en série et synchronisés. Le temps de commutation est de l'ordre de 100 ns. On notera le fait important suivant : même si un tel dispositif est commandé en tension (et on peut avoir un doute sur le temps de convergence en tension), le temps de convergence de la fonction perte est rapide car la fonction perte est une fonction paire de la tension appliquée en son minimum (voir figure 3 de [53]). Dit autrement la fonction perte a une dépendance, au premier ordre, en $(V - V_{\min})^2$ où $V_{\min}$ est la tension qui assure le maximum de pertes.

D'un autre côté la largeur minimale de l'impulsion doit être 100 μs (recommandation) et la fréquence de répétition 5 kHz. Cela nous place dans une situation très favorable pour les phénomènes de rémanence.

Le schéma présenté en figure 8.8 a donc été utilisé. La source de lumière est une DFB Nanoplus à 2 μm . L'amplificateur fibré provient de l'entreprise KEOPSY. L'éclairement sur la photodiode à avalanche est large (pas de focalisation) et constant pour toutes les mesures. L'interrupteur Agiltron est commandé par un générateur d'impulsion, avec une répétition de 1 kHz et une largeur d'impulsion de 500 μs /100 μs .

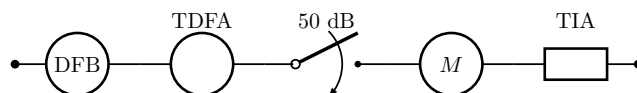


FIGURE 8.8 Montage à interrupteur pour l'évaluation du temps de convergence en fonction de la polarisation inverse de la photodiode à avalanche. Le facteur M représente le gain de l'avalanche. La puissance de pompe dans le TDFA (Thulium Doped Fiber Amplifier) est ajusté de façon à compenser M . Ainsi le courant en entrée de TIA est constant.

8.4.2 Influence de la polarisation inverse

La figure 8.9 rassemble les fronts de descente des signaux normalisés² obtenus pour différentes valeurs de la polarisation inverse de l'APD.

Le fait que les courbes obtenues ne se superposent pas indique que la macrodiode présente un temps de convergence différent en fonction de la polarisation qu'on lui applique. En particulier il est notable qu'à forte polarisation, c'est-à-dire à fort gain, un phénomène de rémanence devient prédominant. La constante de temps associée est de l'ordre de 20 μs ³.

Par ailleurs, on constate que même à très faible polarisation inverse, la vitesse de convergence décolle de l'ordre un à partir d'un peu plus de deux ordres de grandeur en dynamique. La constante de temps associée est plutôt de l'ordre de la μs . Cette expérience ne permet pas de conclure sur l'origine de ce phénomène. En effet tous les éléments de la chaîne de détection sont susceptibles de contribuer. Cela est d'autant plus

2. L'amplitude réelle du créneau est à peu près 800 mV à 10 % près pour toutes les courbes.

3. A 12V de polarisation inverse on passe de $4 \cdot 10^{-3}$ à $3 \cdot 10^{-3}$ en 5 μs , cela correspond dans l'hypothèse d'un ordre un à un temps caractéristique de 19 μs .

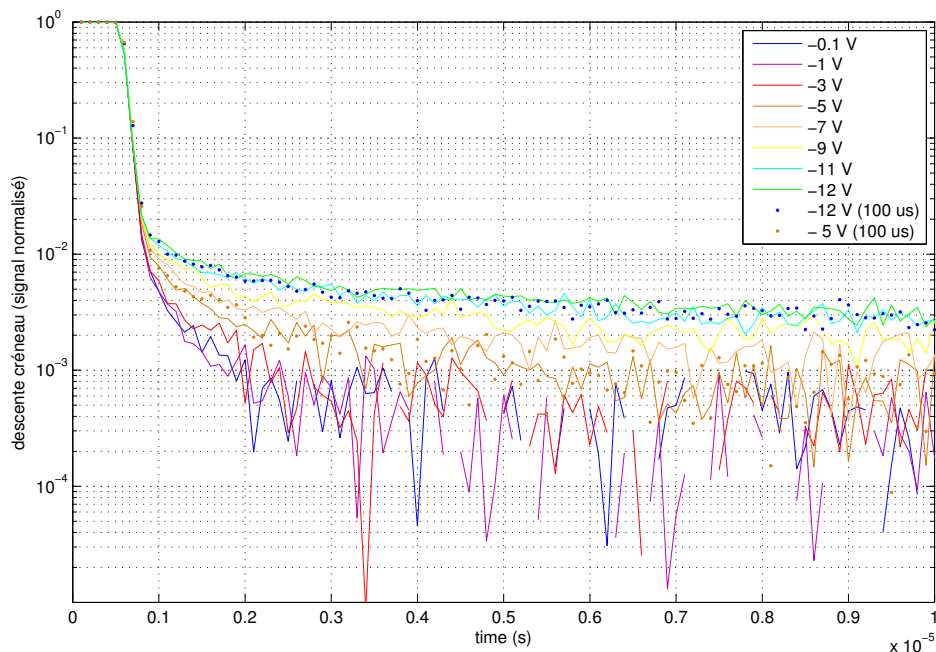


FIGURE 8.9 Mesure du temps de convergence en fonction de la polarisation inverse. La largeur du crêteau stimulus est de $500 \mu s$ pour les courbes continues et de $100 \mu s$ pour les courbes en points.

vrai qu'on travaille dans cette expérience avec des crêteaux larges, pour lesquels tous les phénomènes parasites se comportant comme un stockage de charges sont importants.

Discussion sur l'origine possible du phénomène de rémanence.

Les temps de transits des porteurs minoritaires dans la zone de charge d'espace sont très inférieurs à la dizaine de micro-seconde : la bande passante étant de l'ordre de 80 MHz pour cette macrodiode. Le phénomène de rémanence ne peut donc pas être lié au fonctionnement théorique de la jonction. En revanche, l'état réel de la technologie offre des pistes d'explications. La moins probable est le piégeage de charges dans des défauts de la matrice. La plus probable est le piégeage de charges dans la couche de passivation. En effet, lors de la multiplication par avalanche, les porteurs sont diffusés et il est possible qu'une partie se retrouvent "injectés" dans la couche de passivation (voir figure 8.10), dont on sait par ailleurs qu'elle peut absorber des charges et les restituer sur des échelles lentes⁴.

Dans sa configuration actuelle, la macro-diode est constituée de 37 diodes mises en parallèles. Si l'hypothèse d'injection de charges dans la passivation en périphérie de chaque plot n venait à être confirmée, cela voudrait dire que le nombre de diodes aurait une importante non négligeable dans l'amplitude du phénomène de rémanence. En particulier le cas idéal serait une diode monopixel de $200 \mu m$ de diamètre. Des diodes monopixels de diamètre supérieur au pas de $15 \mu m$ ou $30 \mu m$ ont déjà été réalisées dans le passé mais elles n'ont pas encore été finement étudiées de ce point de vue là. On peut également imaginer caractériser la rémanence en éclairant précisément le centre du plot n d'une diode de taille standard mais cela nécessite une expérience dédiée : une option possible

4. Dans des expériences d'imagerie, il a été remarqué par J. Rothman qu'il fallait attendre un certain après mise sous polarisation pour que les pixels ne voit que le signal optique : la mise en équilibre électrique de la couche de passivation prend un certain temps.

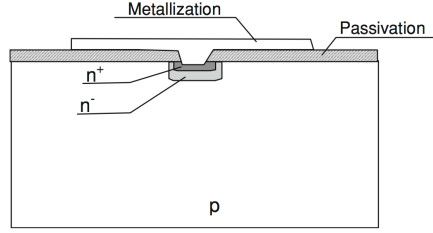


FIGURE 8.10 Structure planaire n sur p de la photodiode à avalanche du CEA-LETI. Le phénomène d'avalanche n'est pas balistique, de la diffusion de porteurs peut se produire en bordure de plot n et induire une injection de charges dans la couche de passivation.

est d'enlever la couche de substrat et de venir éclairer la diode par une fibre monomode de coeur de $10\ \mu\text{m}$.

8.4.3 Influence de la largeur du créneau

Afin de se placer dans une configuration plus proche de notre application - pour laquelle la largeur du pic de signal est de l'ordre de $3\ \mu\text{s}$ ⁵, on a voulu mesurer l'amplitude de la rémanence pour des créneaux de largeurs plus faible. Un montage à double interrupteur optique est utilisé (voir figure 8.11). En basculant S_1 et S_2 à la même fréquence de répétition mais avec un déphasage, on peut générer un créneau de largeur réglable, la limite basse étant le temps de commutation des interrupteurs (100ns environ).

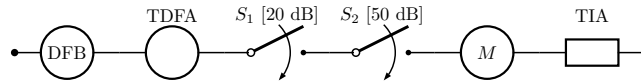


FIGURE 8.11 Montage à double interrupteur optique pour l'évaluation du temps de convergence en fonction de la polarisation inverse de la photodiode à avalanche. Le facteur M représente le gain de l'avalanche. La puissance de pompe dans le TDFA est ajustée de façon à compenser M . Ainsi le courant en entrée de TIA est constant.

Les deux switchs à notre disposition sont un simple switch (cf [53]) dont les pertes sont de l'ordre de 20 dB et un switch double (agiltron) caractérisé à 50 dB. Le meilleur switch est utilisé pour le front descendant tandis que le moins bon est utilisé pour le front montant. Un exemple d'impulsion de largeur $1\ \mu\text{s}$ est donnée en figure 8.12. Sur ce signal on distingue bien la différence de qualité des deux interrupteurs optiques. Ce point est à garder en mémoire pour l'interprétation de la figure 8.13 dans laquelle on présente la réponse du récepteur à cette impulsion optique. Trois largeurs d'impulsion sont représentées : 200 ns, qui correspond à la limite basse accessible avec cette expérience, $1\ \mu\text{s}$ qui correspond typiquement au signal lidar dans notre application et $10\ \mu\text{s}$.

On constate que plus la largeur de l'impulsion est importante plus le phénomène de rémanence est important, avec visiblement une saturation (voir figure 8.9 où l'on n'observe pas de différence entre une largeur d'impulsion de 100 μs et une largeur d'impulsion de 500 μs). La constante de temps est comparable pour $1\ \mu\text{s}$ et $10\ \mu\text{s}$. L'interprétation est encore une fois réservée pour 200 ns : à proximité immédiate du front de descente, il

5. Pour un lidar atmosphérique opéré à partir du sol, c'est la géométrie qui impose la largeur du pic du signal : entrée dans le champ de vue du télescope pour la montée et décroissance en $1/r^2$ pour la descente. La largeur de l'impulsion laser, de l'ordre de la centaine de ns, n'intervient pas.

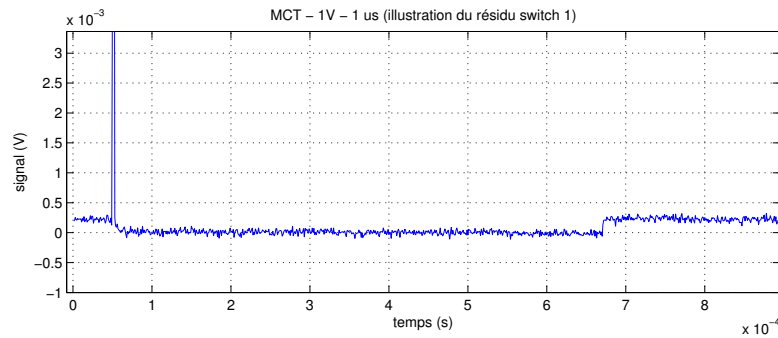


FIGURE 8.12 Exemple d'impulsion optique de largeur $1 \mu s$ générée par un montage à double switches déphasés. La différence de niveau bas s'explique par la différence de qualité des switches.

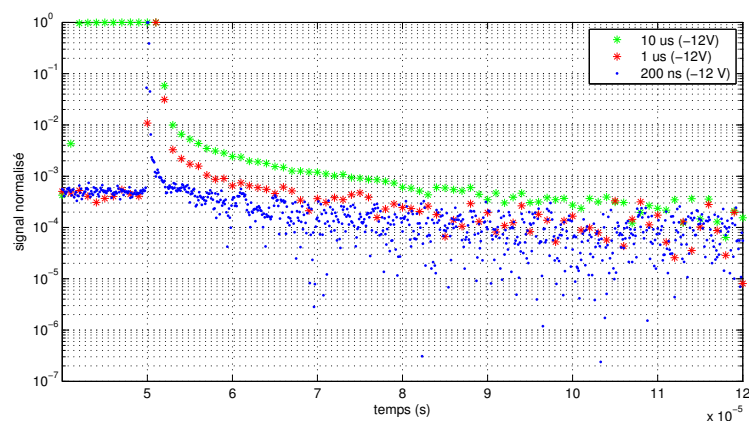


FIGURE 8.13 Comparaison du temps de convergence de l'APD HgCdTe pour différentes largeurs d'impulsion optique.

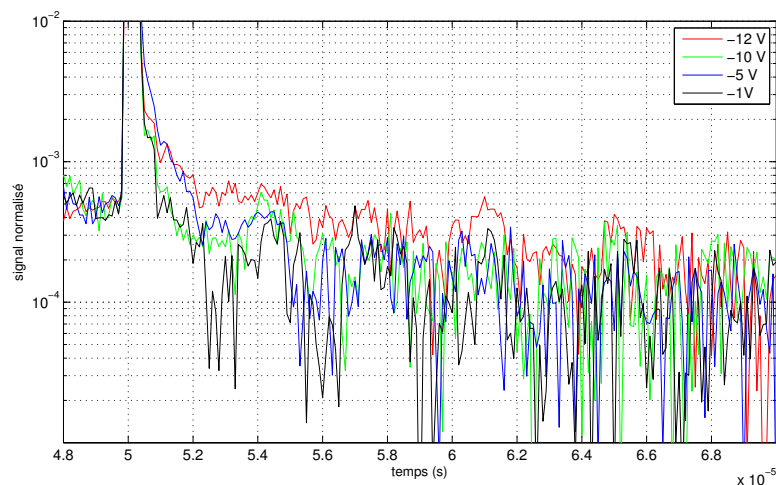


FIGURE 8.14 Étude du temps de convergence de l'APD HgCdTe en réponse à une impulsion de 200 ns pour différentes valeurs de la polarisation inverse.

y a un régime dont la constante de temps n'est pas la même. La dépendance de ce régime à la polarisation de l'APD n'est pas claire (cf 8.14) et pourrait avoir une autre origine.

8.5 Mesure du temps de convergence pour des impulsions très brèves

Certaines applications comme le lidar IPDA ou même le lidar à rétrodiffusion aéroporté ou spatial sont confrontés au problème de la rémanence engendrée par la réflexion sur une cible dure. La constante de temps intervenant dans cette perspective est la largeur de l'impulsion laser, on parle donc de quelque chose qui est de l'ordre de la dizaine à la centaine de nanosecondes. L'expérience précédente ne permet pas d'explorer la réponse du détecteur à base de photodiode à avalanche HgCdTe avec une stimulation aussi courte.

Une solution envisageable est d'utiliser un laser à gain modulé. Une telle expérience a été menée en utilisant un laser fibré à $1.55 \mu\text{m}$ délivrant des impulsions de l'ordre du μJ , de largeur 40 ps et à une fréquence de répétition de 100 kHz. L'acquisition est faite sur un numériseur 16 bits sur $\pm 1\text{V}$ avec 14 bits effectif et un échantillonnage de 1GS/s. Malgré le fonctionnement pulsé à base de Q-switch, on n'a pas de garantie a priori que le laser soit aussi propre que nécessaire. Afin de vérifier la propreté du laser, une mesure préalable a été effectuée avec une photodiode simple InGaAs (Thorlabs). Sa réponse impulsionnelle est présentée en figure 8.15 a).

Elle démontre que le système (laser - photodiode InGaAs) converge à 10^{-4} en une centaine de nanosecondes. Il est important de noter ici que comme la largeur de l'impulsion est inférieure à la bande passante de la photodiode, l'amplitude de la traîne par rapport au maximum de signal dépend de la bande passante de la photodiode. La réponse de la photodiode à avalanche HgCdTe associée au TIA est présentée en figure 8.15 b). Plusieurs niveaux de polarisation sont mis en jeu, les variations de gain sont compensées grâce à un atténuateur variable mécanique fibré. La largeur de l'impulsion est désormais de l'ordre de 25 ns ce qui correspond à la bande passante du TIA (approximativement 20 MHz). Le régime lent a été sorti du bruit grâce à une moyenne sur une fenêtre glissante. Ce filtrage est appliqué à la retombée de l'impulsion. L'impulsion suivante est transformée en créneau à cause de cette moyenne glissante.

Tout d'abord la comparaison des deux réponses permet d'attribuer au laser, une traîne nanoseconde : on la retrouve en effet dans les deux cas. Par ailleurs, contrairement à ce qu'on attendait les mesures effectuées à faible polarisation présente une amplitude de traîne supérieure à celles obtenues à forte polarisation. Ces mesures ont été confirmées par d'autres jeux de mesures. Toutefois il est peu probable qu'on y voit un comportement de l'APD. La constante de temps de $1 \mu\text{s}$ ne correspond pas aux constantes de temps observées précédemment et la dépendance inverse à la polarisation est suspecte. Ces mesures constituent néanmoins un "pire cas" de la réponse de l'APD.

On y remarque enfin qu'une dynamique de 3 ordres de grandeur est atteinte après une centaine de nanoseconde⁶. Ce résultat est à mettre en relation avec la figure 8.7 où l'on observait la réponse à un créneau de la source de courant électronique couplée à l'amplificateur transimpédance. On y montrait la dépendance de la traîne à la largeur de l'impulsion. Il n'est pas possible de savoir si on observe une traîne due au TIA ou l'APD ou autre chose.

8.6 Conclusion

Les applications lidar et en particulier l'application DIAL atmosphérique à partir du sol sont particulièrement exigeantes en ce qui concerne le temps de convergence des détecteurs.

6. Pour un temps caractéristique de 25 ns, un temps de convergence à 1/1000 de 172 ns est attendu pour un ordre 1.

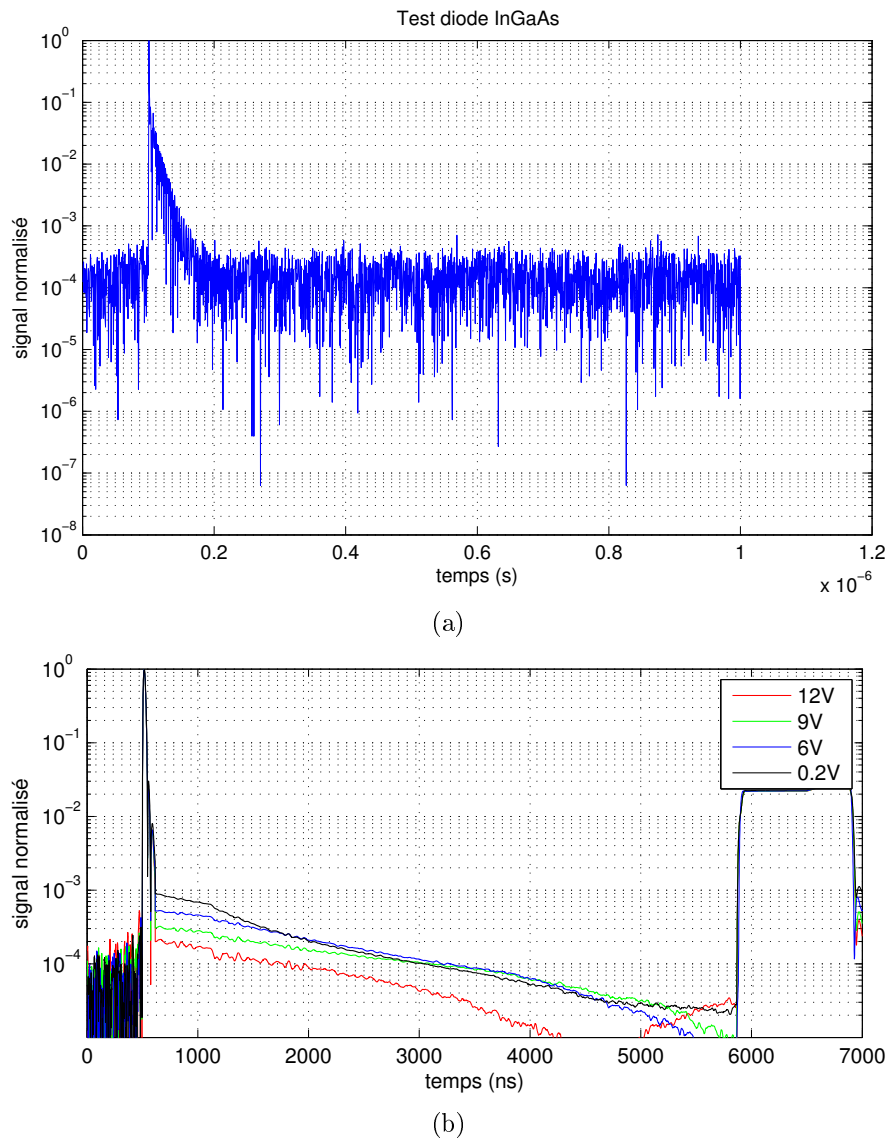


FIGURE 8.15 (a) Réponse d'une photodiode InGaAs Thorlabs. (b) Réponse du récepteur APD HgCdTe et TIA.

Les expériences menées ont mis en évidence une dégradation importante du *long term settling time* de la photodiode à avalanche HgCdTe lorsqu'on la polarise fortement. La constante de temps associée aux traînes observées distinctement est de l'ordre de $20 \mu s$. L'explication la plus probable à cette traîne parasite est le stockage d'une partie des charges dans la couche de passivation, qui les restitue ensuite sur une échelle de temps longue.

L'amplitude de la traîne ou rémanence suit une loi de type stockage de charges. Elle augmente avec l'amplitude du signal et la largeur de celui-ci. La question du niveau de la rémanence pour des impulsions courtes n'a pas été résolue pour l'instant. Une expérience à base d'interrupteurs optiques rapides (Mach-Zehnder fibrés possiblement adaptés) semble la plus à même de répondre à cette question. Il est en effet difficile de faire confiance à une source lumière modulée.

La question du temps de convergence de l'électronique d'amplification est également importante. Les expériences menées ici n'ont pas pu répondre complètement à cette question. Le pire cas obtenu sur une largeur d'impulsion de l'ordre de la μs est une

dynamique sur 3 ordres de grandeur suivie d'une traîne dont le temps caractéristique est de l'ordre de $3 \mu s$.

Après confrontation de ces résultats avec des résultats obtenus précédemment au DLR par Martin Wirth, il apparaît que les traînes microseconde constituent un problème générique des photodétecteurs quantiques. Les meilleurs de ce point de vue sont les tubes photomultiplicateurs, pour lesquels - associés à une électronique transimpédance - des dynamiques de 4 à 5 ordres de grandeur pour l'ordre 1 ont été obtenues. Les résultats obtenus avec des APD InGaAs - associées à une électronique transimpédance - sont moins bons d'un à deux ordres de grandeurs et l'éclairement de l'APD revêt une importance particulière (dégradation du temps de convergence si on éclaire en bordure). Le banc de test retenu par M. Wirth est un DEL rouge sélectionnée pour son faible niveau de fluorescence et filtrée spectralement ensuite par un filtre interférentiel. En ce qui concerne la limite du temps de convergence de l'amplification électronique, il apparaît qu'on puisse au minimum atteindre 4 ordres de grandeur suivant l'ordre 1 avec des composants méticuleusement choisis⁷.

7. ADA4817 + OPA842

Chapitre 9

Lidar DIAL COWI en détection directe RTIA

9.1 Introduction

L'association de la source laser de COWI avec la chaîne de détection présentée dans les chapitres 6 et 7 m'a permis de conduire un certain nombre d'expériences lidar rassemblées ici sous le nom de lidar DIAL COWI en détection directe RTIA. Ce sont, à ma connaissance¹, les premières mesures lidar effectuées avec une photodiode à avalanche HgCdTe.

Déroulement du chapitre.

L'objet de ce chapitre est de présenter les mesures expérimentales, de les analyser et de discuter les résultats obtenus.

- À cette fin, une première section décrit les conditions expérimentales - communes à toutes les expériences - et précise les jeux de données disponibles.
- On présente ensuite des signaux de rétrodiffusion, pour lesquels on dresse un bilan des bruits et une estimation de coefficient de rétrodiffusion particulaire à $2\ \mu m$. On présente également la méthode d'estimation du rapport signal sur bruit et son amélioration par le moyennage.
- Vient enfin les signaux DIAL. L'objectif est bien sûr d'établir le niveau de précision de la mesure. Les erreurs systématiques ne sont pas étudiées finement ici. La raison de ce manquement est le fait que les données introduites ici ont été originellement acquises en phase de "test". Des mesures ultérieures, avec confrontation avec des instruments *in-situ*, n'ont pas pu être réalisées. L'erreur statistique sur l'épaisseur optique locale - qui est aussi l'erreur statistique sur la concentration en CO_2 - et sa réduction par le moyennage est en revanche étudiée.

9.2 Conditions expérimentales

Site de mesure.

Pour toutes les données présentées dans ce qui suit, les mesures ont été effectuées à partir de la salle lidar du deuxième étage de l'aile 5 du Laboratoire de Météorologie Dynamique, grâce à l'ouverture d'une fenêtre². La visée est quasi-horizontale, avec un

1. Il est possible que certains tests aient été menés avec le détecteur de DRS NASA GSFC mais ils n'ont pour l'instant pas été publiés.

2. Ce qui n'est pas idéal car cela signifie que la pièce n'est pas correctement thermalisée

angle par rapport à l'horizontale de l'ordre de 0.3 degrés et une direction sud-est (voir figure 9.1).



FIGURE 9.1 Ligne de visée approximative pour le lidar COWI du LMD sur le site de l'Ecole Polytechnique. La salle lidar se trouvant à peu près au niveau du u de X-Forum. Le faisceau laser passe quelques mètres au dessus des bâtiments du campus. La direction est imposée par une ouverture dans la barrière de peupliers : il y a peu de directions pour lesquelles on puisse tirer pratiquement à l'horizontale.

Jeux de données

Le tableau 9.1 rassemble les données utilisées dans ce qui suit.

Série de mesure	tir à tir / FPGA	Nb de profils	<i>Sampling</i>	Mode laser
16/06/2015 [14h]	FPGA [8192× Σ_{4096}]	200 [7 min]	100 MHz	Off ⁻ @ 2kHz
10/11/2015 [18h45]	tir à tir [6666]	60 × 300 [9 s]	25 MHz	Off @ 2kHz
10/11/2015 [18h48]	tir à tir [6666]	60 × 300 [9 s]	25 MHz	On [*] @ 2kHz
19/01/2016 [14h25]	FPGA [8192× Σ_{4096}]	540 [18 min]	100MHz	Off-On [*] @ 2kHz
19/01/2016 [14h45]	tir à tir [6666]	60 × 300 [9 s]	100 MHz	Off-On [*] @ 2kHz
20/01/2016 [13h04]	tir à tir [6666]	60 × 300 [9 s]	100 MHz	Off-On ⁺ @ 2kHz
20/01/2016 [13h45]	FPGA [8192× Σ_{4096}]	300 [10 min]	50 MHz	Off-On ⁺ @ 2kHz

TABLE 9.1 Jeux de données lidar COWI en détection directe. L'exposant ^{*} correspond à la configuration centre de raie. L'exposant ⁺ correspond à la configuration flanc de raie ($\lambda = 2051.04$ nm). L'exposant ⁻ correspond au fait que le laser n'est pas asservi : fonctionnement multimode.

Globalement on dispose de deux types de données : des acquisitions tir à tir pour lesquels on a conservé l'intégralité des tirs en mémoire, et des acquisitions de profils moyennés, traités en temps réel par un programme FPGA, pour lesquels l'information unitaire est perdue. L'acquisition tir à tir est limitée à quelques secondes à cause du volume de données générées dans un tel mode. L'acquisition FPGA permet en revanche de réaliser de longues séries temporelles.

Les toutes premières mesures sont celles du 16 juin 2015. J'ai jugé important de les mentionner, en raison du défaut électronique rencontré et à l'intention d'un futur lidariste qui pourrait rencontrer le même problème. Les séries suivantes ont été obtenues à

pleine puissance de l'émetteur. Comme la configuration à deux longueurs d'onde injectées est la plus sensible, de nombreuses mesures préliminaires ont consisté à n'utiliser qu'une longueur d'onde et qu'un seul asservissement (cavité sur longueur d'onde). Les mesures du 10 novembre sont ainsi obtenues successivement (3 minutes d'intervalle) en permutant les connections fibrées pour l'injection dans la cavité. Enfin les mesures de janvier 2016 sont obtenues en configuration nominale, c'est-à-dire en double injection, double asservissement. À la réserve près que l'injecteur off n'était pas asservi par la méthode de l'*offset locking*.

9.3 Puissance rétrodiffusée

En détection directe, le photocourant est proportionnel à la puissance rétrodiffusée. Par linéarité, la tension numérisée est donc également proportionnelle à cette puissance rétrodiffusée. Dans toute la suite, on travaille en tension en sortie de convertisseur analogique numérique, tout en employant abusivement le terme puissance rétrodiffusée ou signal rétrodiffusé.

9.3.1 Premières mesures, oscillation parasite basse fréquence

Les premières mesures ont été effectuées avec un montage provisoire de la chaîne de détection le 16 juin 2015 (voir figure 9.2). L'émetteur laser n'était pas asservi en fréquence.

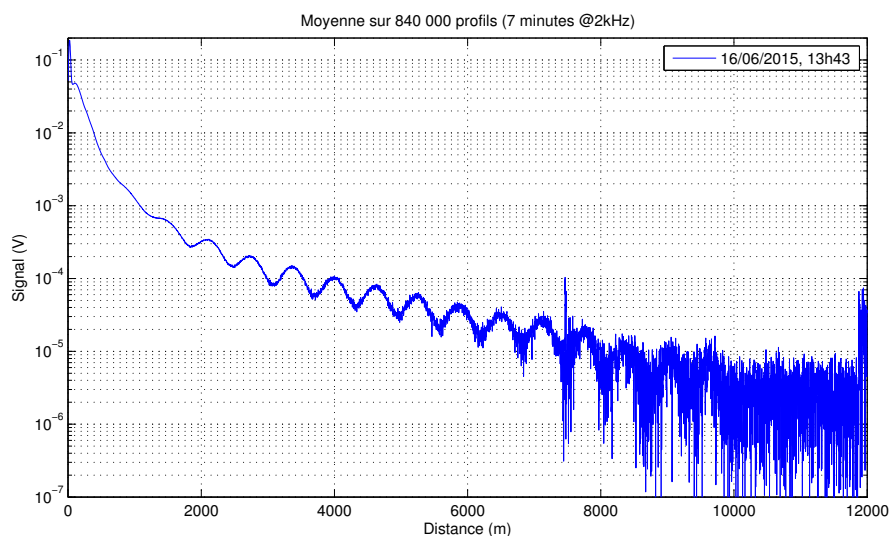


FIGURE 9.2 Signal de rétrodiffusion du 16 juin 2015. Le détecteur est polarisé à -12V. La puissance de l'émetteur est environ 12 W, soit 6 mJ par impulsion. L'acquisition se fait en déclenchant la numérisation sur le signal `Trig_acq` qui est synchronisé avec le Q-switch. Un traitement à base de seuil est utilisé pour recalcr les différents profils. Une oscillation à 250 kHz perturbe le signal.

La figure 9.2 présente une moyenne de 840 000 profils, soit 7 minutes de mesures. On observe à l'origine un pic parasite qui culmine à environ 200 mV et qui correspond à la collection par la chaîne de détection de la lumière laser diffusée dans la salle lidar lors de l'émission de chaque impulsion. En effet, la source laser étant "ouverte", chaque impulsion est diffusée dans tout l'espace. À noter que le détecteur n'était pas calfeutré dans ce montage provisoire. Ce pic parasite est considérablement réduit par l'utilisation

d'un capot d'isolement. Il n'était toutefois pas possible dans les conditions expérimentales de l'annihiler, une partie provenant du télescope.

Vient ensuite le signal atmosphérique, qui culmine à 50 mV pour cette série là. Il est perturbé par une oscillation à 250 kHz. Cette fréquence d'oscillation ne peut pas correspondre au régime pseudo-périodique du TIA car l'oscillation est d'une part beaucoup plus lente que la fréquence de coupure (25 ns de temps caractéristique) et d'autre part parce qu'elle dure longtemps. En effet, dans un oscillateur d'ordre 2 en régime pseudo-périodique, l'oscillation transitoire peut être entretenue assez longtemps mais uniquement à condition d'être proche de la fréquence de coupure. Dans notre cas cette oscillation provenait d'un sous-dimensionnement des capacités de découplage du TIA. Ce problème ne sera plus présent dans les expériences ultérieures.

À 7500 mètres environ, un parasite est généré par la retombée du signal `Trig_acq`³, qui a été modifié par la suite pour palier ce problème.

9.3.2 Fond de ciel, coefficient de rétrodiffusion

On compare à présent les résultats de deux expériences avec des modes de fonctionnement du laser légèrement différents (cf Table 9.2 et Figure 9.3). Le 10 novembre 2015, la cavité fonctionne en régime à une seule longueur d'onde (cavité asservie sur injecteur). Le 20 janvier 2016, la cavité fonctionne en régime nominal, à deux longueurs d'onde injectées⁴.

- On note pour commencer que même lorsque l'on déclenche l'acquisition sur l'impulsion laser (détection de front de montée, mesures du 20/01/16), on observe le pic parasite. Cela signifie qu'il est postérieur au temps d'émission de l'impulsion et qu'il ne peut donc pas être utilisé pour déterminer l'origine des temps dans l'expérience lidar.
- La dynamique du signal atmosphérique est régie à courte distance - pour la montée - par l'entrée du faisceau laser dans le champ de vue du télescope (phénomène de recouvrement) et à longue distance - pour la descente - par le caractère sphérique de l'onde rétrodiffusée.
- En ce qui concerne la comparaison entre les deux signaux obtenus, on remarquera en premier lieu l'influence du fond de ciel lors d'une expérience de jour (20/01/16) qui produit un offset de 185 mV ce jour là sur la tension en sortie de détecteurs. Pour mémoire des offsets de fond de ciel d'1V ont déjà été observés. On rappelle que le courant résiduel provoque à la polarisation inverse de 12 V un offset de 15 mV environ. Ainsi le fond de ciel n'est pas perceptible le 10/11/15 lors de l'expérience de nuit. En deuxième lieu, on observe des amplitudes de signaux significativement différentes. D'un côté un afocal (x5) a été ajouté entre les deux expériences pour être certain que tout le faisceau laser entre dans le champ de vue du télescope⁵, d'autre part l'atmosphère était différente. Il n'est pas possible

3. Sur la X3M5, la masse analogique n'est pas découplée de la masse numérique. La perturbation par la retombée du signal `Trig_acq` est un exemple de perturbation. Dans la même veine, si on utilise un signal de trig pas très propre on le récupère sur le signal. Il est de bon ton de tester l'acquisition sur un court circuit quand on utilise un signal de trig pour lancer l'acquisition (*trig front panel*).

4. Le seul bémol lors de cette expérience est le fait que la DFB on n'était pas asservie en offset locking. Cependant sur une échelle de 9s, la dérive en fréquence de cette dernière peut être considérée comme négligeable.

5. Avec un waist de 700 μm , on obtient un demi angle de cône de divergence laser de 1.8 mrad sans afocal et 0.34 mrad avec afocal. Puisque la chaîne de détection est dimensionnée pour un champ de 0.5 mrad, cela permet de garantir la collection du signal.

Paramètres laser	11/10/2015	20/01/2016
Puissance de pompe	100 % $\approx$ 100 W	100 %
Puissance moyenne émission	19 W	23 W
Durée d'impulsion	200 ns	200 ns
PRF	2 kHz (Off only)	2 kHz (Off-On)
λ	2051,25 nm	2051,25 - 2050,967
afocal	non	oui
Paramètres acquisition		
Échantillonnage	25 MHz	50 MHz
Nombre de bits sur [-1 V ; +1 V]	16	16
Nombre de tirs	9000	9000
Déclenchement	Q-Switch	sur impulsion
Paramètres détection		
Polarisation	12 V	12 V
Gain	23	23
Filtre optique	pas installé	pas installé

TABLE 9.2 Paramètres des expériences lidar des 10/11/15 et 20/01/16.

de trancher sur l'influence exacte de ces deux paramètres avec les expériences menées.

- Les profils de $P \cdot R^2$ présentés ont le défaut d'être très sensibles à l'origine des temps à courte distance. On aura davantage confiance dans l'expérience du 20/01/16, pour laquelle l'acquisition est déclenchée sur impulsion. La décroissance du $P \cdot R^2$ à la longueur d'onde off est due à l'extinction en cas de bon réglage géométrique (alignement axe de détection avec axe du laser). Ce réglage est effectué à chaque expérience lidar mais il demeure une part d'incertitude. Néanmoins les variations autour de la tendance globale restituent fidèlement l'importance de la rétrodiffusion en fonction de la distance.

9.3.3 Bilan des différents bruits

Passons à présent à l'analyse de la contribution des différents bruits : shot noise, shot noise de fond de ciel, tavelures, bruit électronique, bruit de numérisation.

Shot noise. L'écart type en tension mesurée u imputable au shot noise du signal s'exprime selon

$$\sqrt{\text{Var}(u)} = \sqrt{\frac{1}{4} \cdot 2qIB \cdot M^2 \cdot F \cdot G^2} = \sqrt{qB \cdot M \cdot G \cdot F \cdot u} \quad (9.1)$$

où le facteur $1/4$ représente vient de la terminaison 50 Ohms en sortie de TIA - on ne lit que la moitié de la tension effectivement obtenue en sortie de transimpédance. Par ailleurs G désigne le gain transimpédance.

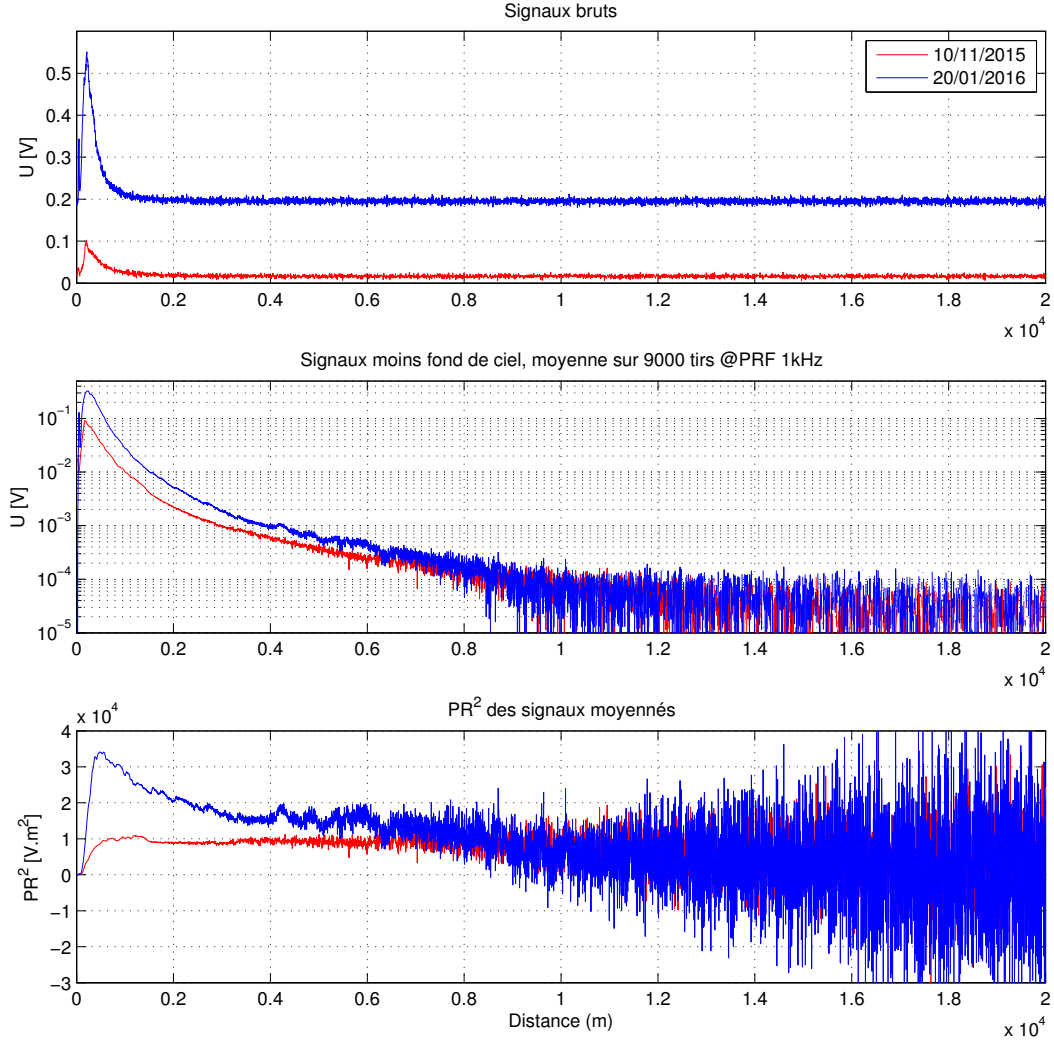


FIGURE 9.3 Comparaison de signaux non absorbés (dits OFF). Le 10/11/2015 l'expérience a eu lieu de nuit vers 18h45. Le 20/01/2016, l'expérience a eu lieu de jour vers 14h30.

Shot noise de fond de ciel. Il s'obtient de la même manière à partir de la tension continue dont on a retranché l'offset propre au niveau de polarisation (offset dû au courant résiduel photonique) :

$$\sqrt{\text{Var}(u)} = \sqrt{qB \cdot M \cdot G \cdot F \cdot u_{\text{fond de ciel}}} \quad (9.2)$$

Bruit de tavelures. On rappelle que la variance en courant dû aux bruit de tavelures vaut

$$\text{Var}(i) = \frac{I^2}{\mathcal{M}} \quad (9.3)$$

avec $\mathcal{M}$ le produit du nombre de tavelures spatiales par le nombre de tavelures temporelles dans l'hypothèse d'une lumière *cross-spectrally pure*.

Or le nombre de tavelures spatiales vaut environ 2600 pour le système COWI⁶

Étant donné une bande passante de 20 MHz, soit un temps caractéristique de 25 ns, et une largeur d'impulsion de 150 ns environ, le nombre de tavelures temporelles sur un

6. Hypothèses : télescope 20 cm avec obturation du secondaire sur 1/3 du rayon, divergence du laser de 0.34 mrad.

temps caractéristique est de l'ordre de l'unité.

En conclusion, l'écart type en tension mesurée imputable au bruit de tavelures vaut :

$$\sqrt{\text{Var}(u)} = \sqrt{\frac{1}{4} M^2 G^2 F \frac{I^2}{\mathcal{M}}} = \sqrt{\frac{F}{\mathcal{M}}} \cdot U \quad (9.4)$$

Bruit électronique. Le bruit dû à l'électronique d'amplification est de 2.8 mV rms pour une bande passante d'acquisition de 20 MHz.

Bruit de numérisation. Dans l'idéal, c'est à dire pour un signal *full scale range* (FSR) non bruité subissant une détérioration due au niveaux discrets d'un convertisseur analogique numérique idéal possédant n bits, le rapport signal à bruit en dB s'exprime selon [31]

$$\text{SNR} = 6.02n + 1.76\text{dB} \quad (9.5)$$

Étant donné une acquisition avec 16 bits sur la plage $\pm 1\text{V}$, cela donne un *low significant bit* (LSB) de $30 \mu\text{V}$. Un signal de 1 mV est typiquement codé sur 6 bits, soit dans l'idéal avec un SNR supérieur à 1000^7 .

Dans la pratique rares sont les cartes d'acquisition limitées par cette limite théorique. En effet tous les composants additionnels placés en amont de l'ADC et dont la fonction est d'adapter la plage de numérisation (switches, transformateurs, ADC drivers) vont induire un bruit en entrée. On introduit généralement le nombre de bits effectifs en soustrayant au nombre total de bits de la carte le nombre de bits correspondant à ce bruit d'entrée. Pour la carte d'acquisition utilisée, la X3-25M de Innovative Technologies, on a typiquement $300 \mu\text{V}$ de bruit rms en entrée, soit 12 bits significatifs. En fin de compte, le bruit de numérisation est négligeable devant le bruit électronique.

9.3.4 Estimation du rapport signal à bruit (SNR)

L'objectif de cette section est de comparer le bruit mesuré avec le modèle de bruit présenté ci-dessus. Prenons l'exemple⁸ du 20/01/2016.

Pour estimer le SNR à une distance r , on ne peut pas utiliser la série temporelle qui traduit avant tout les variations de puissance du laser et celles de l'atmosphère. On peut par contre utiliser un estimateur selon r tel que :

$$\hat{\text{std}}(u(r)) := \sqrt{\frac{1}{2N} \cdot \sum_{k=r-(N-1)dr}^{r+Ndr} (u(k) - \tilde{u}(k))^2} \quad (9.6)$$

où $\tilde{u}(r)$ correspond à la valeur en r de la régression linéaire du vecteur $[u(k)]$ au sens des moindres carrés.

Cette estimateur sera valable pour une atmosphère assez homogène mais il y a mieux. En prenant un profil sur deux et en effectuant une différence, on supprime les variations dues à l'atmosphère mais pas celles du au bruit. On utilisera dans la suite :

$$\hat{\text{std}}(u(r)) := \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{2N} \cdot \sum_{p=-N/2}^{N/2} (u(r + 2pdr) - u(r + (2p + 1)dr))^2} \quad (9.7)$$

7. SNR exprimé en variance. Notons bien qu'en détection directe la tension est proportionnelle à la puissance lumineuse. La formule précédente étant calculé dans le cas électrique où u n'est pas une puissance, on doit l'adapter en divisant par deux dans notre cas. Ainsi chaque bit supplémentaire améliore le SNR de 3 dB c'est à dire d'un facteur 2.

8. Attention c'est la série 100MHz, il faut vérifier que la série du paragraphe précédent est celle à 50 MHz

Le bruit calculé à partir du modèle de bruit et le bruit mesuré à partir de l'estimateur 9.7 sont rassemblés dans la figure 9.4. On y a également rajouté le calcul du SNR.

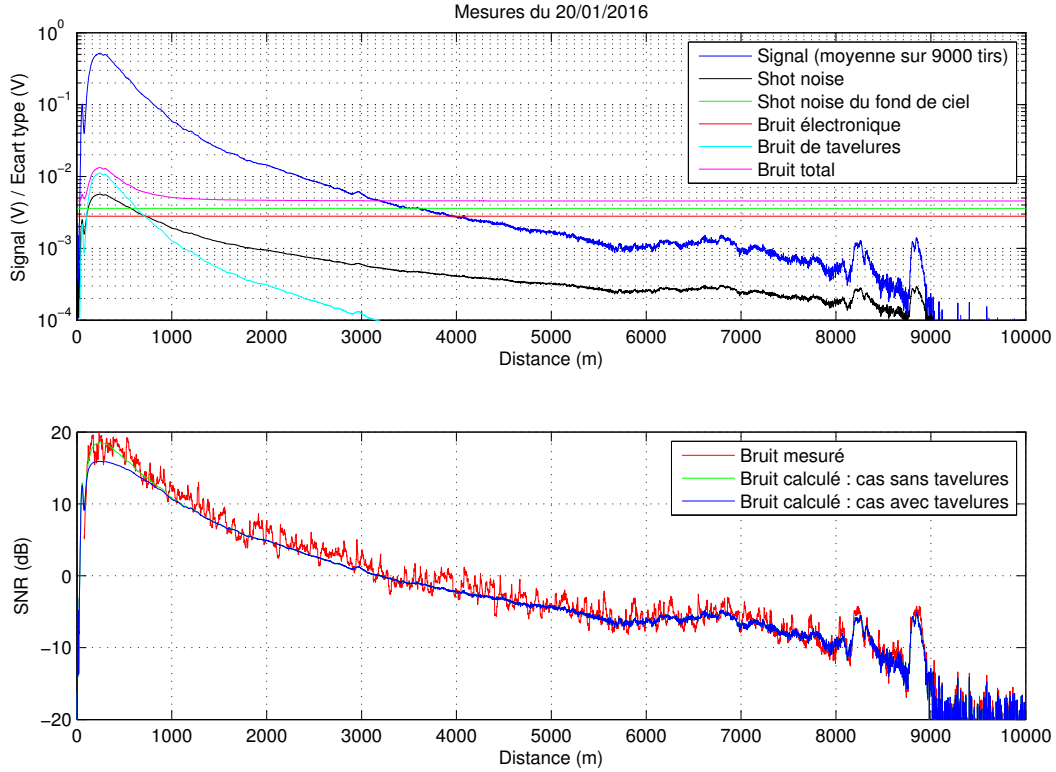


FIGURE 9.4 Calcul des différents termes de bruit (exprimés en écart-type pour un tir) à partir du signal rétrodiffusé (sorti du bruit en moyennant 9000 profils). Le rapport signal à bruit également calculé et confronté au SNR mesuré sur un tir.

On se rend compte que le bruit limitant est très rapidement le bruit électronique, en mettant de côté le bruit de fond de ciel qui peut être rendu négligeable par la mise en place du filtre. À faible distance, pour cette journée où le signal rétrodiffusé était particulièrement important, les contributions du bruit de shot noise et de tavelures ne sont théoriquement pas négligeables. En pratique le bruit de tavelures calculé semble surestimé. En effet le bruit mesuré s'ajuste davantage sur un modèle de bruit ne considérant que le shot noise et le bruit électronique.

Amélioration du SNR par moyennage. On a voulu vérifier la réduction du SNR par moyennage : en effet d'après le théorème centrale limite, en moyennant des réalisations indépendantes on réduit l'écart-type selon racine de fois le nombre de moyennes. Les résultats sont représentés en figure 9.5.

On constate que l'estimateur (9.6) ne rend pas fidèlement compte du SNR lorsque celui-ci devient important. Pour un nombre important de moyennes, le SNR à faible distance est largement sous-estimé, même par rapport au modèle de bruit avec tavelures. Cela peut s'interpréter par le fait que la réduction de l'écart-type est ultimement limitée par les variations spatiales du coefficient de rétrodiffusion. Or à très fort SNR, ce sont elles qui deviennent prépondérantes et il devient impossible d'estimer le bruit par cette méthode.

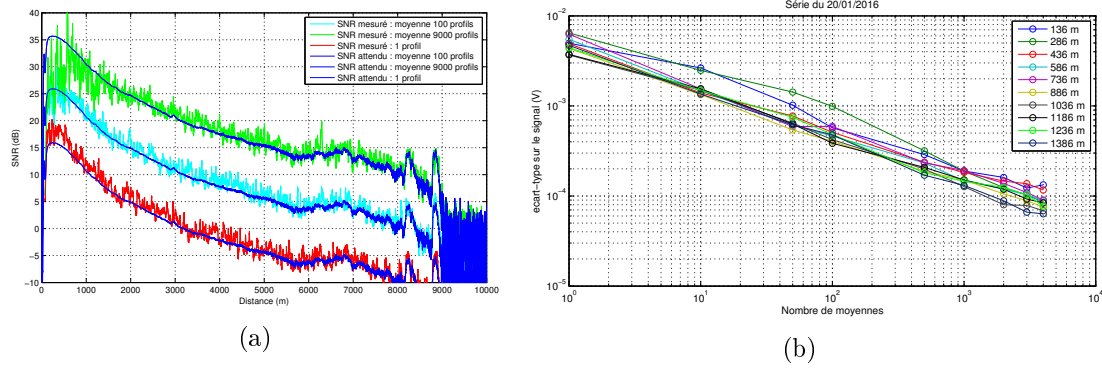


FIGURE 9.5 Mesures tir à tir du 20/01/2016. (a) Estimateur (9.6) avec $N = 8$, le SNR attendu est celui calculé à partir du niveau de signal et du modèle de bruit, en prenant en compte le bruit de tavelures. (b) Estimateur (9.7) avec $N = 8$ pour l'écart type en fonction du nombre de moyennes et de la distance.

En revanche l'estimateur (9.7) montre que la réduction de l'erreur par moyennage suit effectivement une décroissance en racine carrée du nombre d'échantillons. Cela confirme la validité du modèle de bruit blanc pour nos mesures.

9.3.5 Estimation du coefficient de rétrodiffusion particulière dans la couche limite

Étant donné que nous avons caractérisé la chaîne de détection, il est possible, dans l'hypothèse d'une atmosphère homogène du point de vue de coefficient de rétrodiffusion particulière, d'estimer ce dernier en confrontant le signal obtenu aux simulations.

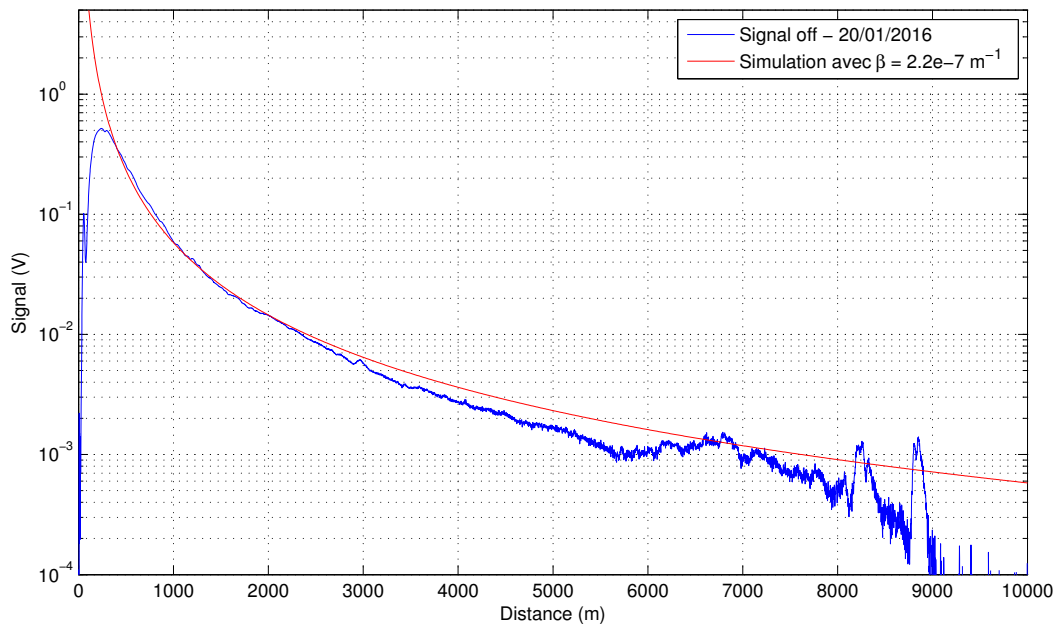


FIGURE 9.6 Comparaison avec une simulation avec les paramètres donnés dans la Table 9.3 et un coefficient de rétrodiffusion particulière de $2.2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$.

On a représenté en figure 9.6 une simulation de signal rétrodiffusé sans prendre en compte le facteur géométrique. Cette simulation représente ainsi le maximum de signal disponible étant donné un $\beta = 2.2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$. Cette valeur n'est pas aberrante mais est peut-être un peu faible. Le décollement peut s'expliquer par l'extinction.

Paramètres laser	Valeur
Energie par impulsion	11 mJ
Durée d'impulsion	150 ns
Paramètres détection	Valeur
Aire télescope	279 cm ²
Efficacité optique	55 %
Efficacité quantique	80 %
Responsivité	1.6 A/W
Gain transimpédance	350 000 Ω
Gain avalanche	23

TABLE 9.3 Paramètres de simulation pour le signal lidar du 20/01/16.

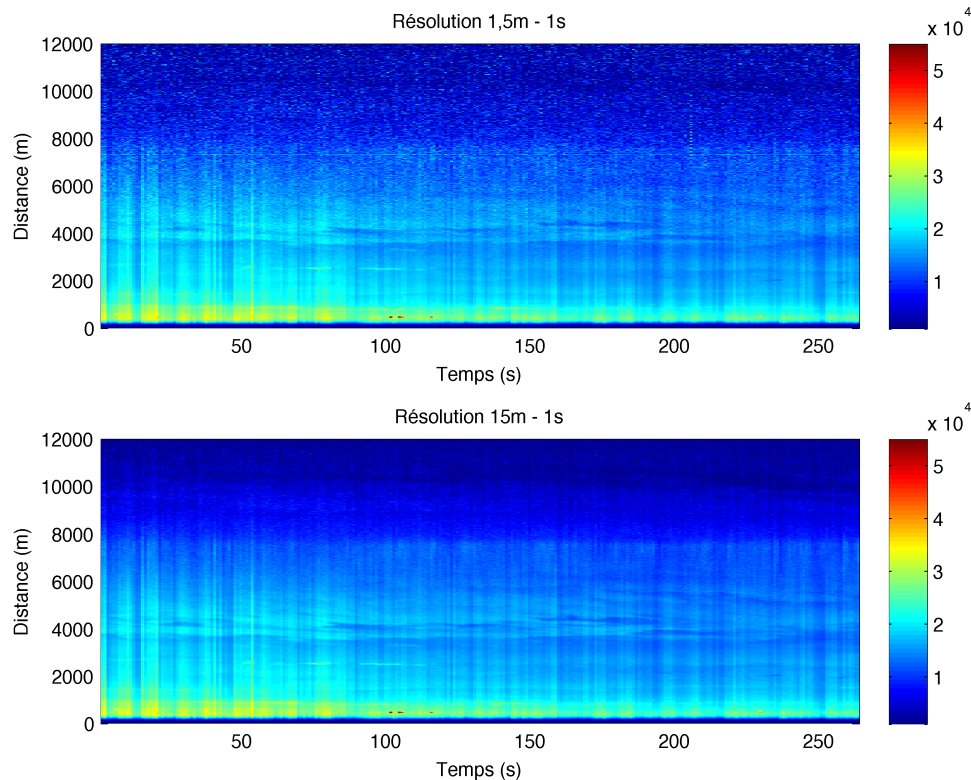
9.3.6 Série temporelle de $\beta \cdot T^2(r)$

Pour conclure sur le signal rétrodiffusé, on représente en figure 9.7 un exemple de série temporelle de $\beta \cdot T^2(r)$.

On remarque tout d'abord que la variation de puissance du laser induit des stries verticales. Pour les corriger proprement il faudrait disposer d'une mesure de la puissance émise.

La structure filamenteuse particulièrement visible sur la plage 4-6 kilomètres correspond à des couches de particules rétrodiffusantes.

Les points rouges occasionnels à 500 m correspondent à des cibles dures intermittentes, probablement un branchage sous l'effet du vent.

FIGURE 9.7 Série temporelle de $\beta \cdot T^2(r)$ du 19/01/2016

9.4 Signaux DIAL

9.4.1 Mesure en flanc de raie

Une série temporelle en flanc de raie a pu être enregistrée dans l'après-midi du 20 janvier 2016. Le positionnement en flanc de raie se fait à la longueur d'onde 2051.04 nm qui correspond à une épaisseur optique intégrée de 0.11 sur 1 km (pour 400 ppm dans des conditions standards de température et de pression). La figure 9.8 rassemble l'essentiel des informations propres à cette série de mesure. Les paramètres expérimentaux sont rassemblés dans la table 9.3.

Commentaires préliminaires

La journée du 20/01/2016 est avant tout caractérisée par un très bon fonctionnement du laser. La puissance moyenne obtenue était de l'ordre de 21-23W (soit environ 11 mJ par impulsion). Par ailleurs les conditions de rétrodiffusion étaient également favorables de sorte que des SNR très importants ont été atteints ce jour là.

La série temporelle présentée en figure 9.8 comprend 304×4096 profils. L'acquisition a été faite au moyen d'un FPGA programmé pour moyenniser 4096 profils successifs. On dispose donc en fin de compte de 152 profils on (résolution temporelle de 4s) et 152 profils off. Les séries de βT^2 font apparaître une série de couches de rétrodiffusion qui nous indique la direction du vent. Les points d'échos à 500 et 900 mètres correspondent vraisemblablement à l'entrée dans le champ du télescope de branchages sous l'effet du vent.

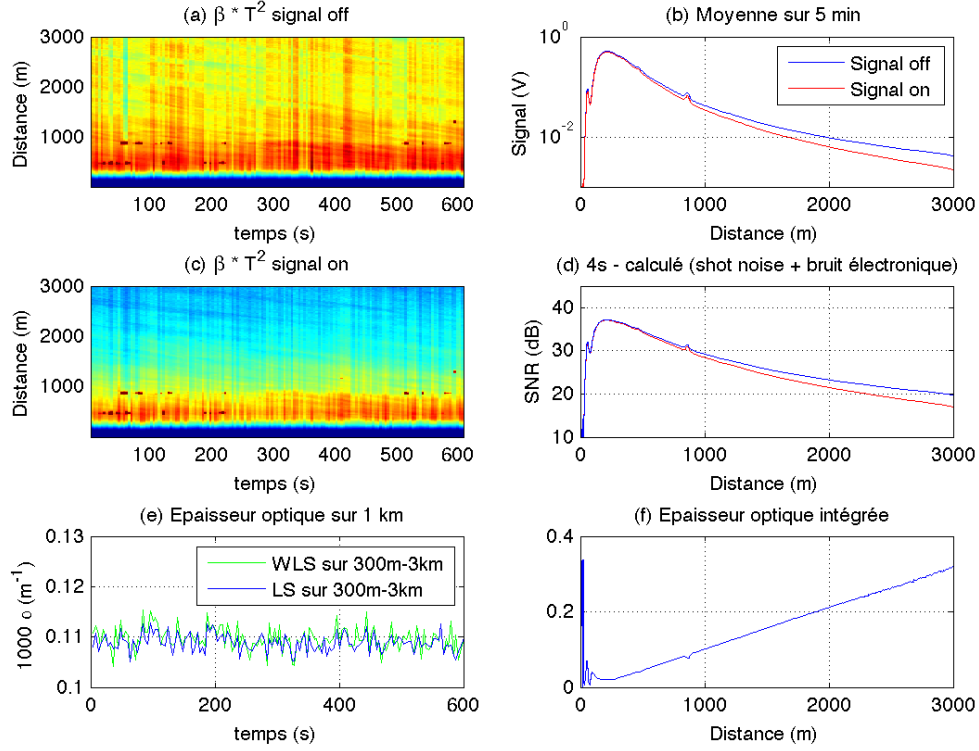


FIGURE 9.8 Synthèse de la série de mesures du 20/01/2016. (a) βT_{off}^2 (b) Moyenne des signaux on et off sur la totalité de la série temporelle (c) βT_{on}^2 (d) SNR en dB des signaux on et off. Ce SNR a été obtenu par le modèle de bruit (e) Estimation de l'épaisseur optique moyenne sur la distance 300m-3000m par la méthode des moindres carrés (LS) et la méthode des moindres carrés pondérés (WLS). (e) Épaisseur optique intégrée. Un comportement linéaire traduit une concentration constante.

Le SNR présenté en (d) correspond à une accumulation de 4096 profils. Ce dernier est obtenu par calcul en négligeant le terme de tavelures (contrairement à la figure 9.5).

L'épaisseur optique moyenne rapportée à 1 km est estimée par la méthode des moindres carrés (LS) et la méthode des moindres carrés pondérées (WLS). Les variations temporelles avec une résolution de 4s sont présentées en (e). L'écart type mesuré sur cette série est de 1.5 % pour le LS et 1.8 % pour le WLS. On compare l'écart-type attendu avec l'écart-type obtenu pour une mesure d'épaisseur optique locale dans l'analyse ci-dessous.

Erreur sur l'épaisseur optique locale

Pour mesurer l'épaisseur optique locale $\delta\tau = \alpha\delta r$, l'estimation la plus simple consiste à calculer la quantité :

$$\delta\tau = \alpha\delta r = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{S_{\text{off}}(r + \delta r) S_{\text{on}}(r)}{S_{\text{off}}(r) S_{\text{on}}(r + \delta r)} \right) \quad (9.8)$$

Pour cet estimateur, l'erreur relative ϵ (%) s'obtient approximativement⁹ par la formule

$$\epsilon := 100 \cdot \frac{1}{\delta\tau\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\text{SNR}_{\text{on}}^2} + \frac{1}{\text{SNR}_{\text{off}}^2}} \quad (9.9)$$

9. On néglige la dépendance en r du SNR sur la porte de mesure

Dans notre configuration flanc de raie, on a $\alpha = 0.11 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Cela signifie par exemple que sur une porte de mesure de 100 mètres, l'erreur relative pour un SNR_{on} de 1000 est de l'ordre de 10 %.

On a voulu comparer, pour les données du 20/01/2016, la prévision de l'écart-type sur une épaisseur optique locale (porte de mesure de 100m), avec l'écart-type mesuré pour différents niveaux de moyennage. Les résultats sont rassemblés en figure 9.9.

Pour trois niveaux de moyennage - 1 tir, 500 tirs, 4096 tirs - les SNR on et off sont calculés avec l'estimateur (9.7). La prévision de l'erreur sur l'épaisseur optique locale s'effectue ensuite grâce à la formule (9.9). Ces courbes sont appelées "écart-type calculé". Parallèlement, pour chaque distance et chaque paire de profils moyennés l'épaisseur optique locale est calculée en n'utilisant que les deux points extrémaux de la porte.¹⁰. L'écart-type sur la série temporelle obtenu correspond aux points dits "mesurés".

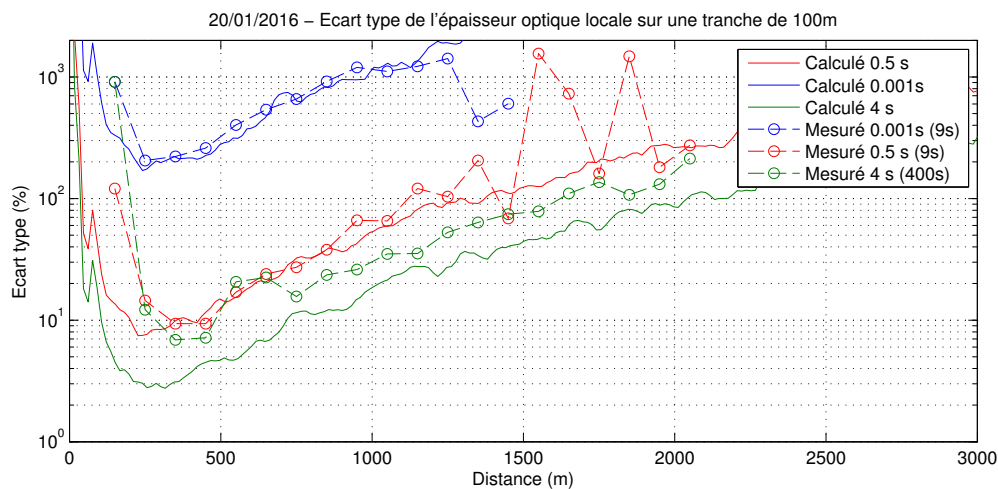


FIGURE 9.9 Ecart-type sur l'épaisseur optique locale sur une tranche de 100m pour trois niveaux de moyennages : 1 tir, 500 tirs, 4096 tirs. Les deux premiers niveaux utilisent la série de données tir à tir. La dernière utilise la série FPGA.

Discussion

La figure 9.9 montre le bon accord d'ensemble entre l'écart-type calculé et mesuré. À faible distance, malgré des SNR importants la forte dynamique du signal semble limiter l'efficacité de la mesure. Par ailleurs même si l'augmentation du nombre de moyennes améliore toujours la précision de la mesure, cette amélioration est plus lente qu'espérée lorsque l'on passe de 500 moyennes à 4096 moyennes. À cette observation on peut apporter les éléments de réponse suivants :

- Une réduction plus lente de l'erreur relative peut être due à une corrélation de l'atmosphère. Cette hypothèse me semble peu probable dans la mesure où la convergence plus lente concerne toutes les distances, et on sait qu'à longue distance le bruit très largement dominant est le bruit électronique qui est un bruit blanc. Il faudrait néanmoins vérifier cette hypothèse rigoureusement.
- Des variations de température à l'échelle de la série temporelle sont à considérer mais restent peu plausibles dans la mesure où l'on sait qu'une variation de 1 K entraîne une variation de l'ordre de 0.3 % sur l'épaisseur optique locale. L'étude

¹⁰. Méthode qui correspond à la formule 9.9

[30] de distribution de température dans la couche limite convective atmosphérique fait par exemple état de gradients de l'ordre de 1K/100 m.

- L'explication la plus vraisemblable de mon point de vue est la sensibilité aux gradients d'aérosols. L'observation fine de la série temporelle en figure 9.8 montre notamment la présence de cibles très rétrodiffusantes intermittentes à courte distance. On constate qu'elles entraînent des perturbations sur l'épaisseur optique intégrée (figure 9.8 (f)). Ces perturbations sont spatiales mais suggèrent un comportement semblable d'un point de vue temporel. Par ailleurs d'un point de vue général, la différence de largeur d'impulsion entre le on et le off induit un écart sur les profils de rétrodiffusion on et off. On ne dispose pas de relevés de la forme des impulsions on et off pour ces mesures. Or il serait judicieux de convoluer la série off par l'impulsion et on et vice versa comme préconisé dans [9], afin d'éviter une sensibilité à la largeur des impulsions. Là encore de nouvelles mesures avec cet outil sont nécessaires pour aller plus avant dans l'analyse de la précision de la mesure.

Quoi qu'il en soit, les mesures effectuées présentent une variabilité de 10-25 % sur la plage 250 m - 1 km pour la résolution (100 m, 4 s). Comme les variations naturelles de la concentration en CO₂ sont de l'ordre du %, cette variabilité traduit très vraisemblablement la précision de la mesure. Évidemment il n'est pas possible d'observer des variations de l'ordre du % avec une précision de 20 % mais il faut garder à l'esprit que d'autres gaz comme l'ozone ou la vapeur d'eau présente aisément des variations de 100 %. C'est la faible variation naturelle du CO₂ qui rend sa mesure par la méthode DIAL particulièrement exigeante.

Enfin on gardera également en tête le fait que l'erreur sur l'épaisseur optique est inversement proportionnelle à la longueur de porte de mesure. Il est ainsi légitime d'envisager des erreurs plus proches du 1% sur des résolutions spatiales plus grandes. On peut également augmenter le nombre de moyennes et réduire la résolution temporelle.

De nouveaux jeux de données plus conséquents sont toutefois nécessaires pour explorer finement la précision de la mesure.

9.4.2 Mesure en centre de raie

Une série temporelle en centre de raie a pu être enregistrée dans l'après-midi du 19 janvier 2016. Le positionnement en centre de raie se fait à la longueur d'onde 2050.967 nm qui correspond à une épaisseur optique intégrée de 0.65 sur 1 km (pour 400 ppm dans des conditions standards de température et de pression). La figure 9.10 rassemble l'essentiel des informations propres à cette série de mesure.

Commentaires préliminaires

La journée du 19/01/2016 est caractérisée par un bon fonctionnement du laser. L'analyse fine fait toutefois état d'une présence intermittente de tirs en régime relaxé. La puissance moyenne obtenue était de l'ordre de 21-23W (soit environ 11 mJ par impulsion). Par ailleurs les conditions de rétrodiffusion étaient également favorables de sorte que des SNR importants ont été atteints ce jour là : ils étaient néanmoins un peu plus faibles que le lendemain (en détection directe le SNR dépend directement du coefficient de rétrodiffusion et peut varier significativement d'un jour à l'autre).

Le fait principal de cette série de mesure est le défaut obtenu sur l'épaisseur optique intégrée (figure 9.10 (f)). En effet, à partir de 900 mètres environ on observe un écart de l'épaisseur optique intégrée au comportement linéaire attendu. Il est extrêmement

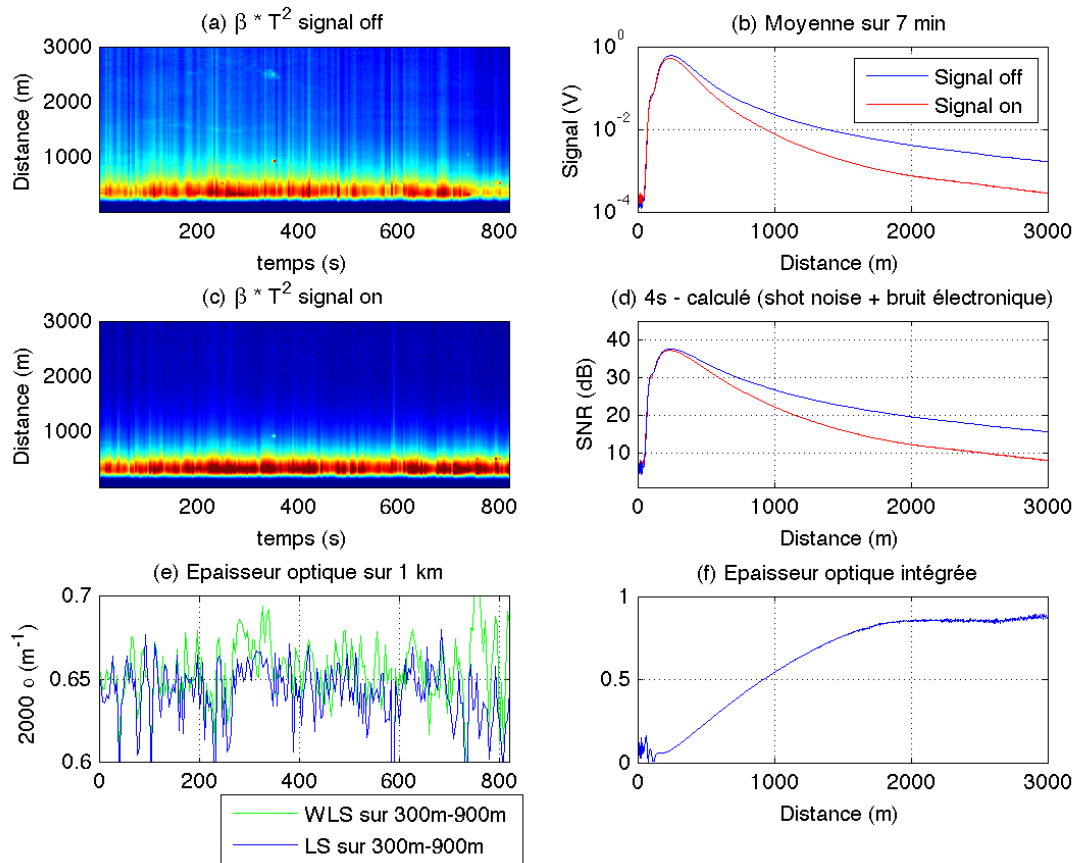


FIGURE 9.10 Synthèse de la série de mesures du 19/01/2016. (a) βT_{off}^2 (b) Moyenne des signaux on et off sur la totalité de la série temporelle (c) βT_{on}^2 (d) SNR en dB des signaux on et off. Ce SNR a été obtenu par le modèle de bruit (e) Estimation de l'épaisseur optique moyenne sur la distance 300m-900m par la méthode des moindres carrés (LS) et la méthode des moindres carrés pondérés (WLS). (f) Épaisseur optique intégrée.

raisonnable que cet écart soit imputable au problème de *long term settling time* du détecteur, point détaillé dans le chapitre précédent. Les réserves apportées à cette conclusion sont motivées par la difficulté d'être tout à fait exclusif dans l'attribution de l'origine d'un tel écart : tous les composants de la chaîne de détection contribuent potentiellement.

Constante de temps de la traînée parasite

Il s'avère que la configuration DIAL en centre de raie présente une particularité intéressante pour étudier la rémanence de la chaîne de détection. En effet, à cause de sa forte décroissance (imposée par l'absorption) on est certain que le signal on est négligeable au delà de 3 kilomètres¹¹.

En effectuant une régression sur une fonction exponentielle négative, on arrive à reconstituer de manière remarquable le signal attendu. On obtient alors une constante de temps de $16.3 \mu\text{s}$ pour la traînée parasite affectant le signal (cf figure 9.11). Cette figure suggère également fortement que le signal off doit être artificiellement augmenté par la traînée parasite. On émettra également une réserve sur l'estimation faite précédemment

11. 97 % d'atténuation dans l'hypothèse d'une épaisseur optique de 0.6/km

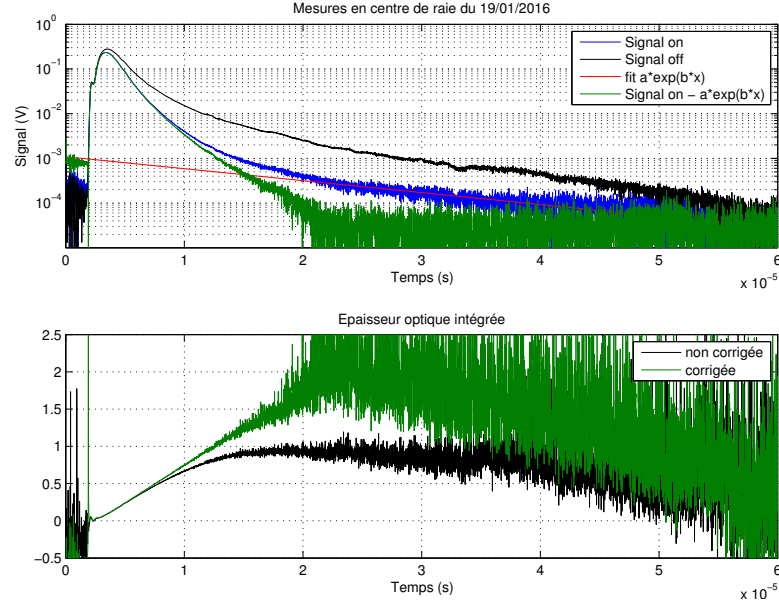


FIGURE 9.11 (a) Illustration de la régression sur une fonction du type $a \exp(b \cdot x)$ et représentation du signal on corrigé. (b) Représentation de l'épaisseur optique intégrée pour le signal on corrigé et le signal on non corrigé.

du coefficient de rétrodiffusion, même si cette dernière était essentiellement contrainte par la dynamique sur la plage 0-3 kms où l'influence de la rémanence est assez faible.

Un modèle simple pour décrire la traînée

Les observations faites au paragraphe précédente suggèrent que l'on puisse décrire la réponse de l'APD de la manière suivante :

$$i_s(t) = (1 - \epsilon) \cdot i_e(t) + \frac{Q(t)}{\tau} \quad (9.10)$$

$$\frac{d}{dt}Q(t) = \epsilon \cdot i_e(t) - \frac{Q(t)}{\tau} \quad (9.11)$$

Nous exprimons le fait que le courant avant avalanche i_e est pour la plupart $(1 - \epsilon)$ directement envoyé en sortie i_s mais qu'une partie alimente une capacité de charge $Q(t)$. Simultanément cette capacité se décharge avec un temps caractéristique τ pour alimenter le courant de sortie i_s .

Nous avons voulu comparer ce modèle aux données réelles. Les résultats sont rassemblés en figure 9.12.

Le signal on en centre de raie nous permet d'étalonner notre modèle et de trouver les paramètres (ϵ, τ) . Nous trouvons des valeurs de 0.00016 et 16 μ s respectivement. Ces valeurs ne sont pas très précises car l'ajustement est fait grossièrement.

Nous utilisons ensuite ce modèle pour transformer des signaux génériques on-off qui correspondent au premier ordre aux signaux mesurés en flanc de raie. L'idée est de visualiser l'impact du modèle sur des signaux flanc de raie. On s'aperçoit que la différence est bien visible à grande distance mais ténue.

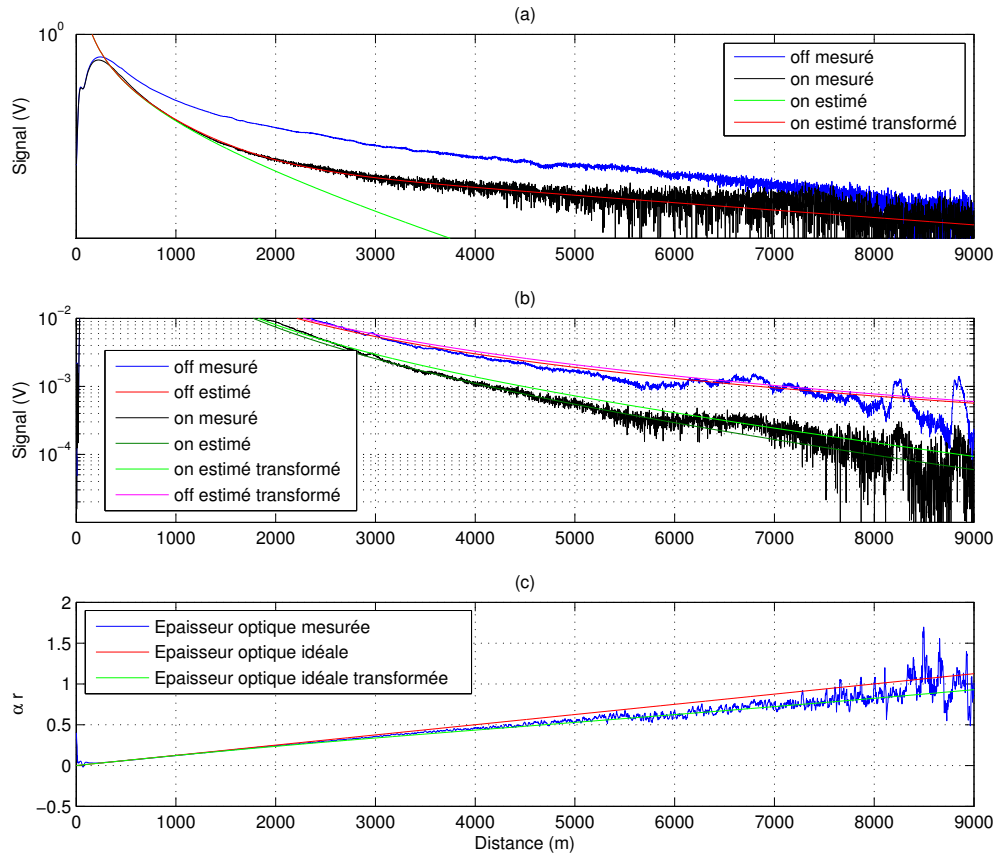


FIGURE 9.12 (a) Signaux en centre de raie (b) Signaux en flanc de raie (c) Epaisseur optique intégrée en flanc de raie.

Enfin (figure 9.12 (c)) nous comparons l'épaisseur optique intégrée mesurée en flanc de raie, avec celle que l'on obtiendrait avec des signaux idéaux et également avec des signaux idéaux sur lesquels on applique notre modèle. Les résultats obtenus sont très probants. Au premier ordre le modèle simple introduit explique aussi bien en centre de raie qu'en flanc de raie les résultats obtenus.

La perspective naturelle est d'étudier la possibilité de déconvoluer les signaux mesurés en utilisant ce modèle physique. Cette étude reste à mener.

Erreur sur l'épaisseur optique locale

Malgré le défaut dû au phénomène de rémanence affectant la chaîne de détection, on a souhaité étudier l'écart-type calculé et mesuré dans la configuration centre de raie, d'une manière tout à fait analogue à l'étude de la section précédente. Les résultats sont rassemblés dans la figure 9.13.

On y remarque notamment l'amélioration de précision de la mesure à courte distance, gain directement acquis grâce à l'épaisseur optique plus importante. On constate également que malgré l'augmentation du nombre de moyennes, on s'éloigne quelques peu de la précision attendue. Là encore de nouvelles mesures sont nécessaires pour confirmer ces observations.

En ce qui concerne la rémanence de la chaîne de détection, celle-ci réduit artificiellement l'épaisseur optique locale à partir de 800 mètres. Conformément à cela, on observe

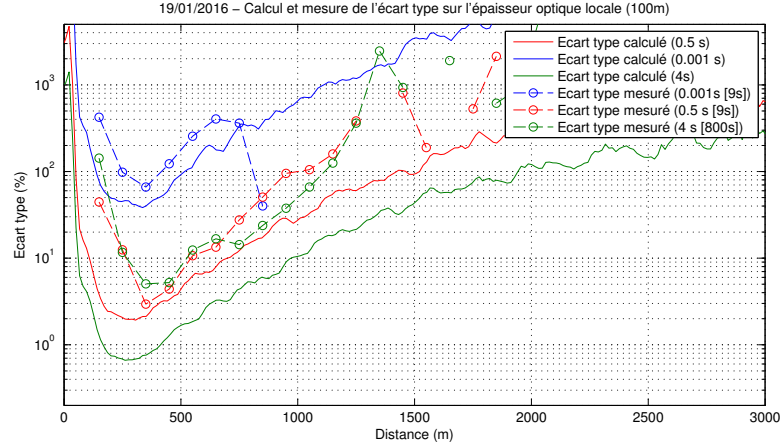


FIGURE 9.13 Ecart-type sur l'épaisseur optique locale sur une tranche de 100m pour trois niveaux de moyennages : 1 tir, 500 tirs, 4096 tirs. Les deux premiers niveaux utilisent la série de données tir à tir. La dernière utilise la série FPGA.

sur la courbe d'écart-type un net décollement de la pente des points mesurés par rapport à la pente des points calculés.

9.4.3 Comparaison avec la détection hétérodyne

Nous avons voulu comparer la précision obtenue dans les deux configurations précédentes avec les mesures effectuées en détection hétérodyne le 22/07/2013 [24]. La comparaison ne peut être que préliminaire dans le sens où les conditions météorologiques ne sont pas les mêmes.

Données du 22/07/2013 Les mesures effectuées le 22/07/2013 consistent en une série longue de 23 heures de mesures. Un traitement temps réel calcul le spectre du signal pour une porte de mesure de 100 mètres. Les spectres sont sommés pendant 4 secondes. On dispose donc d'un spectre on et d'un spectre off toutes les 4 secondes avec une résolution spatiale de 100 m.

Pour chaque spectre nous calculons la puissance rétrodiffusée correspondante en sommant les composantes spectrales au carré puis en soustrayant la puissance spectrale de bruit sur la bande de sommation :

$$P = \sum_{f_k \in B} s^2(f_k) - s_{bruit}^2(f_k) \quad (9.12)$$

De là, on accède à l'épaisseur optique différentielle locale selon :

$$\delta\tau = \alpha\delta r = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{P_{off}(r + \delta r)P_{on}(r)}{P_{off}(r)P_{on}(r + \delta r)} \right) \quad (9.13)$$

Dans l'optique d'améliorer le SNR, l'épaisseur optique locale est également calculée à partir de puissances moyennes sur une durée plus longue. On présente en figure 9.14 l'erreur relative sur l'épaisseur optique locale pour une porte de 100 mètres et deux durées temporelles d'accumulation : 4 s et 10 min.

Sur la même figure, on a reporté les points expérimentaux obtenus précédemment en détection directe. On a enfin également ajouté l'erreur relative obtenue, en détection

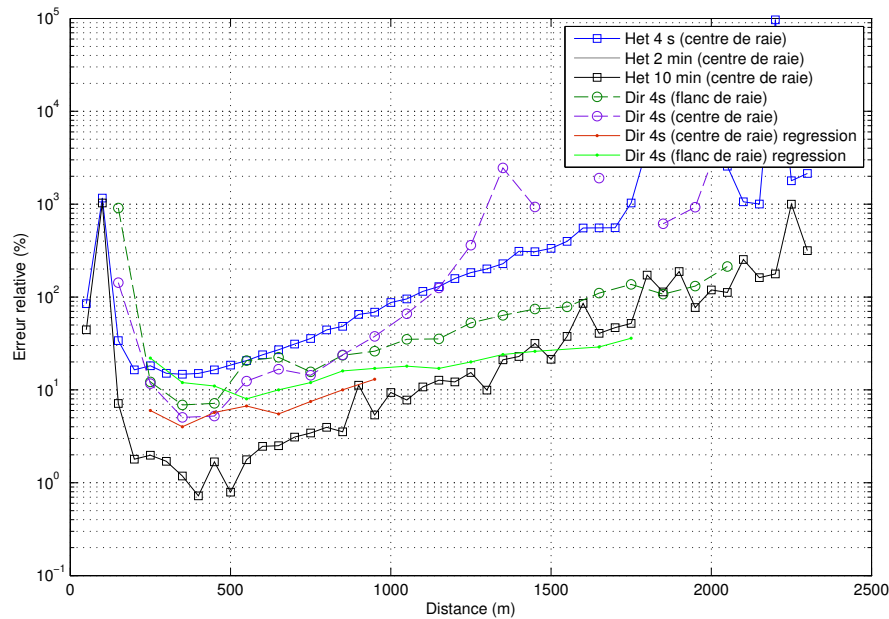


FIGURE 9.14 Comparaison de l'erreur relative sur une épaisseur optique locale (100 m) en fonction de la distance pour trois expériences : détection hétérodyne (centre de raie, 22/07/2013), détection directe (centre de raie, 19/01/2016), détection directe (flanc de raie, 20/01/2016). Pour les résultats relatifs à la détection directe, on distingue un calcul de l'épaisseur optique soit avec les points extrémaux, soit en faisant une régression.

directe, non pas uniquement avec les points extrémaux mais en effectuant une régression linéaire (moindres carrés) sur la porte de mesure (100 m). Ces points sont davantage comparables aux résultats de la détection hétérodyne car lors du calcul du spectre on intègre l'information de puissance sur toute la porte temporelle.

Discussion

L'estimateur utilisé pour le calcul de la puissance en hétérodyne est basique et des résultats légèrement meilleurs à faible CNR peuvent être obtenus avec d'autres estimateurs [67]. Néanmoins, les résultats obtenus ici mettent en évidence une erreur relative 4-5 fois plus faible en détection directe par rapport à la détection hétérodyne (en centre de raie pour 4s).

L'amélioration est moindre en flanc de raie à courte distance. En revanche à distance plus importante, l'erreur relative augmente moins vite en raison de la décroissance plus faible du signal on. Il s'agit du comportement attendu.

Maintenant en ce qui concerne la décroissance de l'erreur relative avec le nombre de moyennes, on constate que les mesures obtenues en détection hétérodyne présentent un bon accord avec le modèle du bruit blanc. On moyenne en effet 150 fois et la réduction est de l'ordre d'un facteur 10. En revanche en détection directe, le fait d'introduire des régressions doit théoriquement réduire l'erreur d'un facteur égal au nombre d'échantillons indépendants dans la porte spatiale. Pour une porte de 100 mètres (666 ns) et un temps caractéristique de 25 ns pour l'électronique de lecture, on est en droit d'espérer un facteur 5-6. Les résultats obtenus montrent une réduction importante à longue distance en flanc de raie, mais incertaine à courte distance. L'étude des séries temporelles donnant le calcul des erreurs relatives à courte distance montre la présence de pics parasites dont on doit faire l'étude au cas par cas et qui faussent les résultats. De nouvelles idées permettant de trier efficacement les données sont souhaitables.

9.4.4 Comparaison avec l'état de l'art des performances DIAL CO₂

La majorité des développements lidar CO₂ concernent l'application IPDA. Néanmoins un certain nombre d'études de mesures résolues (DIAL) ont été menées à 1.6 μm et 2 μm . Le tableau 9.4 regroupe les résultats publiés sur cette problématique. Ces résultats ne sont pas représentatifs de tous les systèmes lidar CO₂ car dans de nombreux cas seuls les résultats de mesures IPDA sont présentés.

λ	Détection	Erreur relative	Résolution	E^*	Réf
1.6 μm	PMT (Dir)	2 %	500 m - 5 min	22.3 %	[68]
1.6 μm	PMT (Dir)	25 %	200/800 m - 60 min	384/1550 %	[35]
2 μm	InGaAs (Het)	2.4 %	500 m - 6.7 min	31 %	[43]
2 μm	InGaAs (Het)	2.1 %	2500 m - 1 min	50 %	[33]
2 μm	InGaAs (Het)	2 %	100 m - 15 min	7.7 %	[24]
2 μm	HgCdTe (Dir)	10-20 %	100 m - 4 s	1.3- 2.6 %	

TABLE 9.4 Écart de l'art des performances des systèmes DIAL CO₂. La quantité E^* représente l'erreur relative ramenée à une résolution de 100 m - 1 min dans l'hypothèse d'une réduction temporelle suivant le modèle du bruit blanc.

Même si l'amélioration technologique inhérente à la technologie APD HgCdTe est indéniable, les résultats présentés doivent être interprétés avec précaution. En effet, les résultats présentés dans ce chapitre montrent que la réduction de l'erreur statistique ne va pas forcément de soi lorsque l'on se rapproche d'une erreur relative de 1 %. Par ailleurs l'étude des erreurs systématiques est au moins aussi importante pour valider la qualité d'un système.

9.5 Conclusion

- Nous avons présenté les résultats expérimentaux de mesures lidar effectuées avec la source laser du LMD et l'APD-HgCdTe du CEA LETI. Ces résultats démontrent tout le potentiel du capteur pour les applications lidar dans son format actuel (la taille ne pose pas problème).
- L'analyse de l'importance des différents bruits montre que le SNR est dominé par le shot noise du signal pour des distances inférieures à 500 mètres. Au delà c'est le bruit électronique qui impose la sensibilité de la chaîne de détection. Tous les efforts pour le réduire sont donc bienvenus. On a décrit en conclusion du chapitre (7) les possibilités identifiées à ce jour.
- Des mesures DIAL en centre et en flanc de raie ont été effectuées. Les mesures en centre de raie mettent très clairement en avant le bémol majeur du détecteur : le phénomène de rémanence décrit au chapitre (8) perturbe la mesure. En flanc de raie la perturbation est présente mais d'amplitude nettement réduite. Un modèle physique simple permet de faire une estimation au premier ordre du biais engendré par le phénomène de rémanence sur la mesure.
- L'étude de l'erreur relative sur l'épaisseur optique locale, autrement dit l'étude de la capacité de l'instrument à faire une mesure résolue, montre un bon accord avec la théorie pour un nombre de moyennes limité. Il semble cependant que la réduction de cette erreur sur des périodes de temps plus conséquentes (quelques secondes) soit plus lente que prévu. L'origine de ce ralentissement n'est pas clai-

rement identifié pour l'instant : des phénomènes parasites apparaissent dans les données et il faudrait trouver un tri efficace pour séparer ces phénomènes parasites de tendances physiques claires. De nouvelles données obtenues dans une atmosphère sans gradients d'aérosols permettraient de lever certains doutes.

- Enfin la comparaison, bien que préliminaire, avec la détection hétérodyne démontre sans conteste le gain en sensibilité apporté la détection directe avec une APD HgCdTe.

Chapitre 10

Performances d'un récepteur APD HgCdTe et circuit de lecture SFD

10.1 Introduction

Un des axes de recherche au CEA/LETI/DOPT/SLIR pour les détecteurs à base de photodiodes à avalanche HgCdTe est le comptage de photons. À la différence des SPAD (*single photon avalanche detector*), la photodiode reste en mode linéaire : dans le premier cas, l'avalanche générée par un photon n'est pas contrôlée. Elle permet de franchir un seuil en tension qui décide du comptage d'un photon (événement indiscernable du cas plusieurs photons incidents simultanés) mais le temps de récupération est long. Dans certains cas un refroidissement du détecteur est nécessaire pour éviter la destruction du matériau (*quenching*). Dans le second cas, l'avalanche ne s'emballe pas. Un seul photon engendre n électrons. Le gain n est fonction de la polarisation inverse de la photodiode. Sur un temps caractéristique du récepteur T_c (photodiode et circuit de lecture), un échelon en tension est observé (voir figure 10.1).

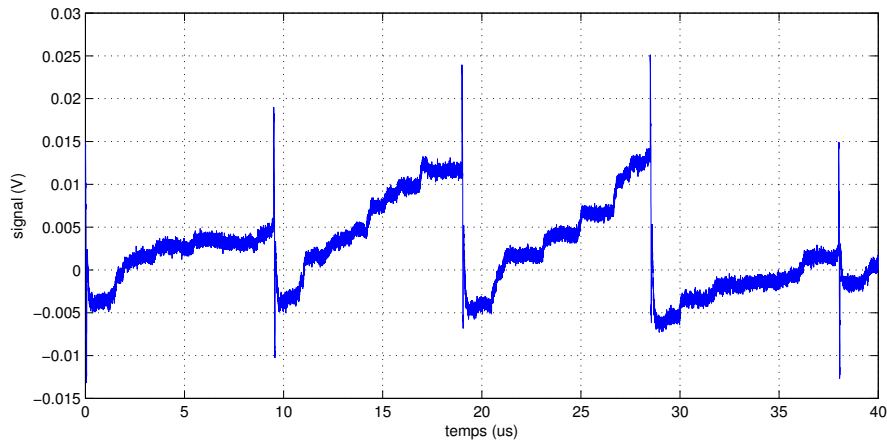


FIGURE 10.1 Exemple de signal obtenu avec une APD HgCdTe à $3.7\text{ }\mu\text{m}$ (monodiode) hybridée sur le circuit de lecture CL96 (SFD et amplificateur). Un *reset* est appliqué toutes les $9\text{ }\mu\text{s}$ environ et dure environ 100 ns . Le fait que le signal vaille en moyenne 0 provient du couplage AC du convertisseur analogique numérique.

Une condition fondamentale commune dans ces deux différents modes porte sur le courant d'obscurité. Celui-ci doit idéalement être négligeable devant le signal photonique. Dans le cas du comptage en mode linéaire, le bruit électronique doit être extrêmement faible pour que le gain puisse sortir l'échelon en tension du bruit.

Un circuit de lecture dédié au comptage de photons a été développé au SLIR lors d'une étude précédente [75]. L'étude de ce détecteur a néanmoins été reprise lors de cette thèse sous la perspective de l'application lidar, en conservant une approche analogique du signal : on ne cherche pas à compter les photons mais seulement le flux moyen. **La motivation essentielle est le gain en sensibilité que l'on peut espérer d'un tel montage.** En revanche la dynamique est limitée et il faut évaluer les biais potentiels.

Dans ce chapitre nous commençons par présenter le principe du SFD et les spécificités du circuit de lecture CL96. Par la suite, dans une première étude utilisant une monodiode coupant à $3.7\mu\text{m}$ nous mettons en évidence les écarts au modèle linéaire en fonction de la dynamique du signal. Dans une deuxième étude nous nous focalisons sur l'évaluation de la sensibilité dans le cas de l'hybridation de la macro-diode sur le circuit CL96. Nous calculons en particulier le NEP correspondant. Enfin nous utilisons les mesures lidar effectuées avec le module RTIA pour simuler une détection lidar à base de SFD.

10.2 Source Follower per Detector (SFD) Read Out Integrated Circuit (ROIC)

10.2.1 Principe

Le circuit de lecture (*read out integrated circuit* en anglais) à base de SFD (*source follower per detector*) est destiné à la mesure des très faibles flux de photons. On le retrouve en Astrophysique et en Astronomie SWIR principalement.

C'est avant tout un intégrateur : les charges générées au niveau de la photodiode sont accumulées sur une capacité aux bornes de laquelle on lit une tension. Cette capacité est régulièrement déchargée par une opération de *reset*. Dans le cas du SFD, comme l'objectif est d'avoir un bruit minimal (ce qui implique d'avoir le minimum de composants), on utilise la capacité de la photodiode elle-même pour intégrer les charges. Cela est rendu possible en connectant la cathode de la photodiode à la grille haute impédance d'un transistor MOS en mode saturation (voir figure 10.2).

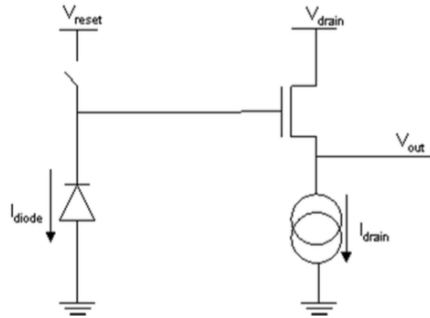


FIGURE 10.2 Schéma électrique équivalent du SFD

10.2.2 Signal

Soit C_d la capacité de la photodiode. Typiquement $C_d = 50\text{ fF}$. En supposant la capacité et le gain M de l'avalanche constants dans un premier temps, la tension V est reliée au flux incident de photons ϕ par

$$V(t) = V_{kT/C_d} + \int_0^t \frac{\phi(t')\eta\mathcal{R} + I_d + I_{th}}{C_d} dt' \quad (10.1)$$

où l'on note V_{kT/C_d} la valeur aléatoire de la tension en début de cycle (bruit d'injection de charge lors du reset), I_d le courant d'obscurité et I_{th} le courant engendré par le flux photonique résiduel. Ainsi le flux photonique résiduel est un paramètre critique pour ce montage, ce qui impose une électronique basse consommation et si possible refroidie.

10.2.3 Analyse du bruit

Bruit de charge

Commençons par le terme de reset. Le bruit de décharge est habituellement modélisé par un bruit blanc dont la variance en tension s'exprime par

$$\overline{V(t_0)^2} = \frac{k_b T}{C_d} \quad (10.2)$$

Pour avoir un ordre de grandeur, à $T = 77 \text{ K}$ et $C_d = 50 \text{ fF}$, on a $\sigma(V(t_0)) = 144 \mu\text{V}$. Il est courant d'exprimer cette quantité en électron de bruit. On écrit

$$\sigma(n) = \frac{C_d}{q} \sigma(V(t_0)) \quad (10.3)$$

Avec notre exemple numérique précédent on arrive à 45 électrons de bruit.

En pratique ce bruit n'est pas gênant car la quantité d'intérêt est $\Delta V := V(t_2) - V(t_1)$, avec t_1 et t_2 choisis de sorte qu'il n'y ait pas de *reset* entre les deux. De fait la valeur $V(t_0)$, bien qu'aléatoire, n'intervient pas dans la quantité ΔV .

Bruit de grenaille sur le courant

Dans le modèle d'un flux obéissant à la loi de Poisson, l'écart type sur n charges intégrées pendant T est de $\sqrt{n}$. Sachant que

$$\Delta V = nqC_d^{-1} \quad (10.4)$$

on obtient directement

$$\sigma(\Delta V) = \sqrt{n}qC_d^{-1} = \sqrt{\frac{q\Delta V}{C_d}} \quad (10.5)$$

Par exemple avec une différence de potentiel de 1V et une capacité de 50 fF on obtient un écart type en tension de 1.8 mV.

10.2.4 Spécificité du CL96

Le CL96 contient en plus du SFD un amplificateur en tension en sortie de bande passante 10 MHz et de gain 10. Puis on perd un facteur deux par le préamplificateur de la carte de proximité. On retiendra donc un gain effectif de 5.

10.2.5 Non linéarité

L'architecture SFD n'est pas faite pour assurer une bonne linéarité de la réponse. En effet :

- d'une part le gain n'est pas constant puisque les charges qui s'accumulent sur la capacité de la photodiode modifient la polarisation effective de la jonction.
- d'autre part la réponse du transistor MOS d'entrée ne présente qu'une linéarité locale.

Nous étudions dans la section suivante les écarts du CL96 à un modèle linéaire.

10.3 Étude de la linéarité du circuit de lecture SFD

10.3.1 Procédure expérimentale

On éclaire le détecteur de façon continue avec un gain faible de façon à obtenir une réponse quasi-linéaire entre deux resets (voir figure 10.3 (a)). Avec un gain important (mode comptage) il faudrait moyenner un grand nombre de signaux répétés pour accéder à la réponse du SFD.

En pratique dans les données présentées dans ce qui suit on moyenne une dizaine de signaux obtenus dans des conditions identiques pour améliorer le rapport signal à bruit.

On calcule ensuite la pente locale au moyen d'une régression linéaire sur une fenêtre temporelle de 300 ns (figure 10.3 (b)).

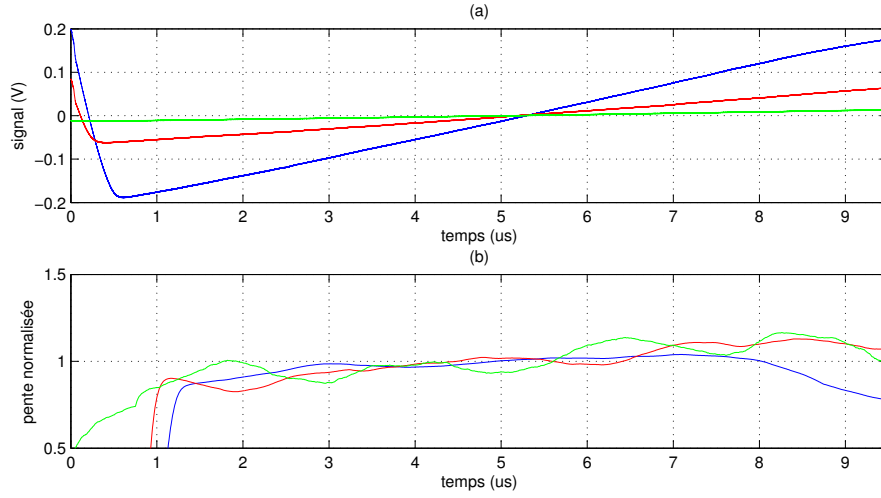


FIGURE 10.3 (a) Signal pour un éclairage continu, pour différents niveaux d'intensité. (b) Pente normalisée par rapport à la pente moyenne au centre de la fenêtre temporelle (moyenne effectuée entre 3 et 6 μs).

10.3.2 Analyse des résultats

Le CL96 peut être vu comme une fonction g qui associe à un nombre de charges n accumulées sur la capacité de la jonction, une tension en sortie v_s . Caractériser la linéarité du CL96 c'est caractériser la linéarité de g . Or

$$\frac{d}{dn}g = \frac{1}{\Phi} \cdot \frac{d}{dt}g \approx \frac{1}{\Phi} \cdot \frac{\Delta v_s}{\Delta t} \quad (10.6)$$

Ainsi on obtient,

$$\frac{1}{\Phi} \cdot \frac{d}{dn}g(n_0) \approx \frac{v_s(t + \delta t/2) - v_s(t - \delta t/2)}{\delta t} \quad \text{avec} \quad n_0 = g^{-1}(v_s(t)) \quad (10.7)$$

Dans cette perspective la figure 10.3 (b), qui présente les $\Delta v_s/\Delta t$ normalisés permet de décrire la dérivée de g . Cependant on prendra garde au fait que l'axe des abscisses (temps) ne décrit pas le point en lequel on calcule cette dérivée.

La courbe bleue, qui correspond au flux le plus intense, révèle un comportement fortement non linéaire avant 3 μs et après 8 μs, soit, au premier ordre, en dehors de la plage +/- 100 mV. Les courbes rouge et verte constituent théoriquement des zooms de

la courbe bleue sur les plages ± 60 mV et ± 10 mV respectivement. Les écarts à 1 observés pour les temps inférieurs $3 \mu\text{s}$ sont très supérieurs aux écarts à 1 de la courbe bleue sur la plage ± 100 mV. Il est donc probable que cet écart ait une autre origine. Une hypothèse probable est la proximité avec le *reset*.

Une analyse plus poussée pour les temps supérieurs à $3 \mu\text{s}$ est difficile car le rapport signal à bruit n'est pas suffisant. Le filtrage numérique appliqué induit des oscillations de Gibbs.

On retiendra que la plage de fonctionnement du module SFD est au premier ordre ± 100 mV. Dans l'éventualité d'une application lidar, une mesure plus fine de g sur cette plage devra être menée.

10.4 Étude de la macrodiode APD HgCdTe avec SFD hybridé

La macro-diode présentée dans le chapitre 7 a été hybridé sur le circuit CL96 (SFD). Nous nous sommes d'abord intéressé à la mesure de la capacité cette macro-diode.

10.4.1 Mesure de la capacité

On utilise la loi du *shot noise* pour cette mesure. L'expérience menée est la suivante. On éclaire le détecteur avec un laser continu, le compte de photons intégré suit donc une loi linéaire au cours du temps (voir figure 10.4) .

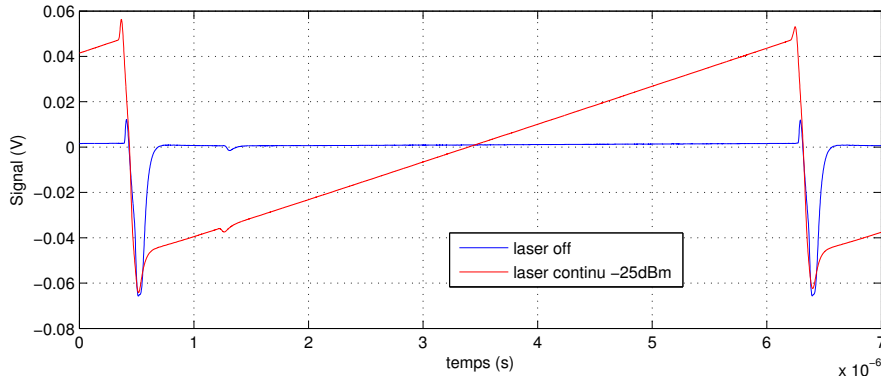


FIGURE 10.4 Signal en sortie de détecteur macro APD et SFD (CL96). Un millier d'acquisitions sont moyennées. La perturbation qui intervient à $1.2 \mu\text{s}$ provient du générateur d'impulsions commandant le *reset*.

On peut écrire le nombre de photons collectés par l'APD pendant Δt selon

$$\alpha N = \Delta V \quad (10.8)$$

et sous l'hypothèse d'une loi de Poisson, on a également

$$\text{Var}(\Delta V) = \alpha^2 N \quad (10.9)$$

On peut donc en déduire α (mV/e). Pour effectuer cette mesure, on choisit deux temps t_1 et t_2 et on calcule les quantités

$$\Delta V := [V(t_2) - V(t_1)]_{\text{laser on}} - [V(t_2) - V(t_1)]_{\text{laser off}} \quad (10.10)$$

$$\text{Var}(\Delta V) := [\text{Var}(V(t_2) - V(t_1))]_{\text{laser on}} - 2[\text{Var}(V(t_2))]_{\text{laser off}} \quad (10.11)$$

On a supposé que la variance en tension de sortie due au *shot noise* du courant d'obscurité était négligeable devant le bruit électronique. Les résultats sont rassemblés en figure 10.5. On notera qu'une polarisation de -10 V donnant lieu à un gain mesuré¹ de 40 a été employée de façon à faire ressortir plus facilement le *shot noise*.

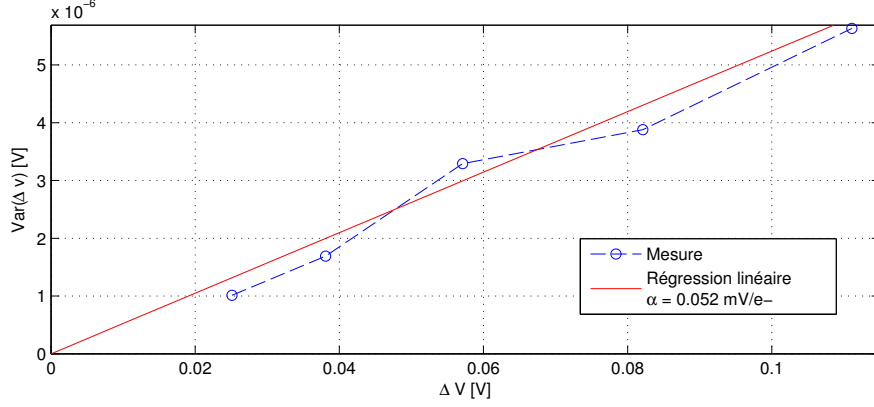


FIGURE 10.5 Variance de ΔV en fonction de ΔV .

On obtient une valeur de α de 0.052 mV/e. Or

$$\frac{N \cdot M \cdot G_{CL96} \cdot q}{C_d} = \Delta V \quad (10.12)$$

Étant donné un gain de 5 pour l'amplificateur et 40 pour l'APD, on en déduit que $C_d = 615$ fF. Remarque : étant donné que le gain est de 40 à -10V, les résultats obtenus sont cohérents avec ceux du monopixel pour lequel la valeur de 0.05 mV/e a été obtenue. Avec 37 diodes en parallèle on a 37 fois moins de gain due à la capacité ce qui est compensé par le gain de l'avalanche.

Par ailleurs le bruit électronique de 0.9 mV correspond à 17 électrons de bruit.

10.4.2 Calcul du NEP

On raisonne tout d'abord en électrons de bruit par temps caractéristique (50 ns pour une bande passante de 10 MHz). D'un côté la contribution en électrons de bruit du courant d'obscurité est de 1 électron. En effet l'accroissement de tension due au courant d'obscurité est de 1 mV sur 1 μ s). Cela fait donc 0.05 mV par temps caractéristique, soit un électron. Enfin comme le courant d'obscurité suit une loi de Poisson l'écart type est également 1 électron par temps caractéristique. De l'autre côté, le bruit électronique contribue à hauteur de 17 électrons de bruit par temps caractéristique. Comme la mesure de puissance est donnée par un ΔV , il faut multiplier ces 17 électrons par $\sqrt{2}$, cela donne 25 électrons de bruit électronique.

On obtient au final 26 électrons de bruit par temps caractéristique. En supposant une efficacité quantique de 0.8, cela correspond, à 2 μ m, à un NEP de 20 fW Hz^{-0.5}.

1. Ce gain est supérieur aux valeurs présentées dans le chapitre 7 en raison de la température de fonctionnement : 77 K

10.5 Simulation des performances lidar

10.5.1 Cas du 20/01/2016

À partir des caractéristiques obtenues dans le paragraphe précédent, nous avons voulu effectuer une simulation type lidar avec ce détecteur. On reprend pour le signal lidar les données obtenues avec le montage transimpédance, i.e. les mesures du 20/01/2016. En notant Φ la puissance lumineuse, η_q l'efficacité quantique de l'APD, η_o l'efficacité optique de réception et T la porte de mesure, le nombre d'électrons intégrés sur la capacité de la diode pendant une porte de mesure s'écrit :

$$N = \Phi \cdot \eta_o \cdot \eta_q \cdot T \quad (10.13)$$

$$\Delta V = N \cdot \alpha \quad (10.14)$$

et l'erreur relative sur une mesure de la puissance s'exprime selon

$$\frac{\text{std}(\Phi)}{\Phi} = \frac{\text{std}(\Delta V)}{\Delta V} = \frac{\sqrt{2\text{Var}_{\text{ampli}} + \alpha\Delta V}}{\Delta V} \quad (10.15)$$

La figure 10.6 présente une simulation de ΔV pour $T = 1 \mu\text{s}$ et $T = 25 \text{ ns}$ dans le cas du signal lidar du 20/01/2016. Le premier cas correspond à la limite du fonctionnement du module (reset au mieux toutes les micro-secondes). Le deuxième est introduit pour comparer la sensibilité avec le module RTIA.

10.5.2 Discussion

La dynamique permise par le module SFD est environ 200 mV. Cela limite l'utilisation d'un tel détecteur aux distances lointaines. Par exemple dans le cas en question, aux distances supérieures à 3 kms. Il va également de soi que les échos d'éventuelles cibles dures risquent de sortir de la dynamique permise.

Question sensibilité, à longue distance le bruit dominant est toujours le bruit électronique et la différence de NEP dirige la différence de sensibilité de la mesure de puissance.

On gardera à l'esprit que le NEP a été calculé pour une polarisation de 10V. Il peut être réduit par augmentation du gain.

10.6 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une alternative au traditionnel montage RTIA. Dans l'architecture SFD, le gain en sensibilité se fait au détriment de la dynamique et de la linéarité de la réponse. Il repose par ailleurs sur une faible capacité de photodiode. À titre de comparaison la même sensibilité est obtenue sans gain sur une simple diode (diamètre 30 μm) et sur la macrodiode (diamètre 200 μm) avec un gain de 40.

Malgré ces limitations, ce genre de montage offre une perspective intéressante pour des mesures à longue distance. En effet dans cette plage de mesures c'est le bruit électronique qui est dominant. De fait le gain en sensibilité du détecteur se traduit immédiatement en gain en précision sur la mesure de puissance rétrodiffusée. Nous regroupons dans la table 10.1 les principaux éléments de comparaison du détecteur introduit dans ce chapitre avec le module présenté au chapitre 7.

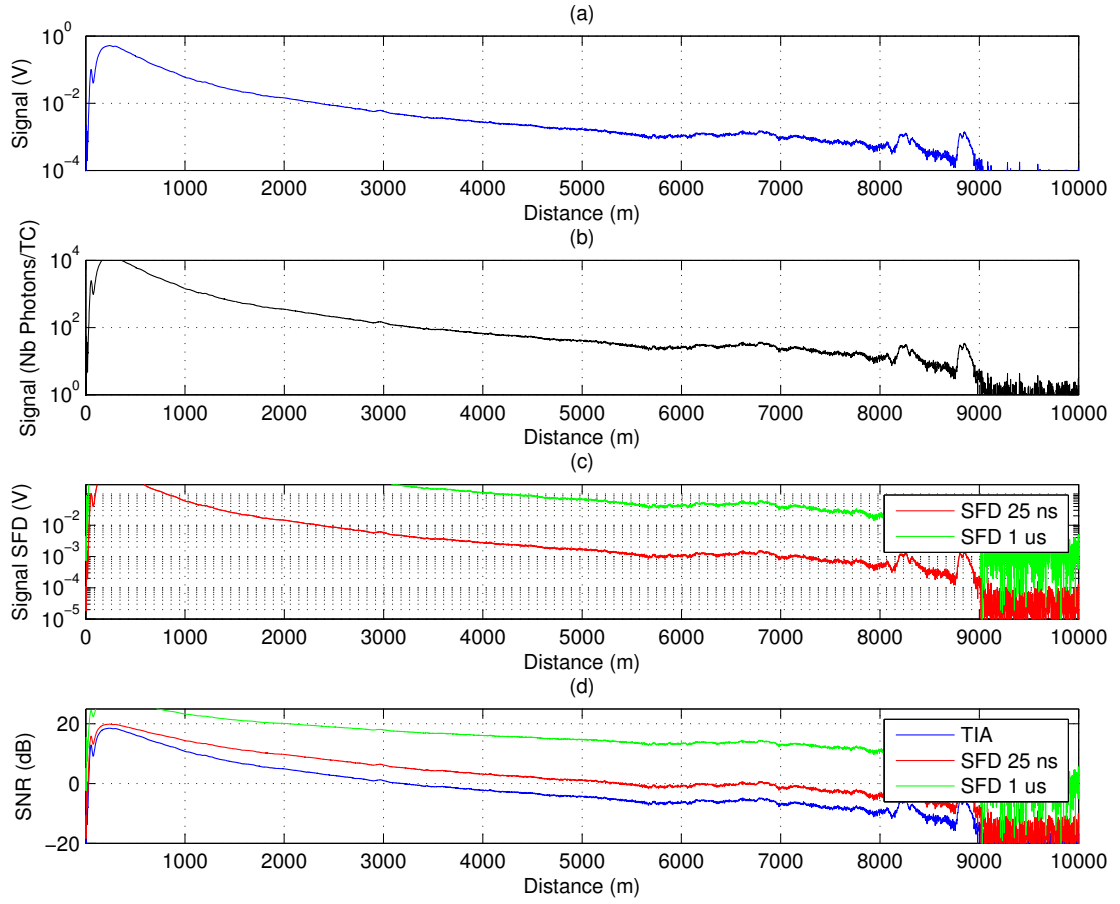


FIGURE 10.6 (a) Signal off pour la journée du 20/01/2016 obtenu avec le module RTIA. (b) Idem (a) exprimé en photons par temps caractéristique (c) Simulation du ΔV sur T correspondant pour le module SFD. Deux valeurs de T sont proposées : 1 μ s et 25 ns. Cette dernière valeur est introduite pour pouvoir comparer sur le temps caractéristique du module RTIA (d) Rapport signal à bruit.

	Module RTIA	Module SFD
Dynamique	+/-2 V	+/-100 mV
Température	195 K	77 K
Surface sensible (diamètre)	200 μ m	200 μ m
Courant d'obscurité	2 nA [0V]	3.2 pA [10V]
Gain	22	40
Bande passante	20 MHz	10 MHz
NEP	80 fW Hz ^{-0.5} [12 V]	20 fW Hz ^{-0.5} [10 V]

TABLE 10.1 Tableau comparatif des principaux paramètres des modules RTIA et SFD pour la macrodiode APD HgCdTe.

Chapitre 11

Conclusion générale et perspectives

Nous avons présenté dans ce manuscrit les premiers résultats expérimentaux portant sur l'utilisation de la technologie innovante APD HgCdTe pour l'application lidar DIAL. Ces développements s'inscrivent dans la perspective de l'évaluation de technologies à fort potentiel pour une future mission lidar spatiale. Nous résumons en trois points les enseignements issus de nos travaux.

Sensibilité du capteur

Le capteur, dans son format actuel (200 μm de diamètre, 80% d'efficacité quantique, refroidi par Peltier à 195 K et offrant une bande passante de 20 MHz), présente un NEP de $78 \text{ fW Hz}^{-1/2}$. Cette valeur est comparable à celles préconisées pour une future mission lidar spatiale $46/100 \text{ fW Hz}^{-1/2}$ (A-SCOPE), et peut être améliorée significativement en :

- Ajoutant un filtre froid et un écran froid dans le but de réduire le courant résiduel photonique. On pourrait ainsi travailler à une polarisation inverse plus élevée, donc à un gain supérieur. Ceci est synonyme d'amélioration de la sensibilité pour la plage de signaux où le bruit électronique domine le shot noise.
- Hybridant directement un TIA CMOS sur la photodiode. En effet, la capacité équivalente en entrée de TIA est actuellement dominée par le RI sur lequel est hybridé l'APD. Une réduction significative du bruit électronique est attendue.

Ces deux points expliquent au moins partiellement l'écart en sensibilité par rapport au récepteur monopixel de taille comparable produit par DRS pour la NASA-GSFC.

Le problème de la dynamique du signal lidar

L'application lidar est extrêmement exigeante pour la chaîne de détection en raison de la dynamique des signaux produits. Les phénomènes de traîne ou rémanence sont quantifiés par la notion de long term settling time. Ce temps de convergence long doit être minutieusement mesuré pour chaque composant de la chaîne de détection (et pour l'émetteur également) : photodétecteur, amplificateur électronique, convertisseur analogique-numérique.

Nous avons démontré que la macrodiode APD HgCdTe utilisée est sujette à une augmentation de son temps de convergence lorsqu'on la polarise. Le temps caractéristique de décroissance du signal rémanent est 16 μs . L'amplitude du signal rémanent semble être proportionnel au nombre de charges ayant transité par la jonction. L'hypothèse la plus vraisemblable sur l'origine physique de ce phénomène est le piégeage de charges dans la couche de passivation. On peut modéliser "localement" les signaux obtenus avec un bon accord à l'ordre un. Cependant la plage de validité des paramètres du modèle reste à étudier finement.

Pour explorer la réponse du récepteur à une impulsion courte (typiquement 20 ns), nous préconisons d'utiliser un système à interrupteurs optiques rapides dont le niveau de pertes est finement caractérisé. Il faudra par ailleurs être capable de caractériser l'amplificateur transimpédance associé. En effet nous avons montré que l'effet de l'APD est prépondérant par rapport à celui du TIA pour des impulsions supérieures à la micro-seconde. En revanche les résultats obtenus pour des impulsions brèves ne permettent pas de tirer de conclusion.

Performances de l'instrument intégré

L'association de l'émetteur du LMD avec le détecteur du LETI nous a permis d'effectuer les premières mesures lidar DIAL avec la technologie APD HgCdTe. Le faible jeu de données s'explique par le temps extrêmement réduit de disponibilité simultanée des deux composants. Par ailleurs des modifications ont dû être apportées d'une part au détecteur et d'autre part au laser pour obtenir un fonctionnement satisfaisant au premier ordre :

- Le TIA a dû être légèrement retouché pour éliminer au maximum des oscillations bas niveau.
- Nous avons montré que la pureté spectral du laser n'était pas bien contrôlée. Un travail sur la source laser est en cours pour porter l'émetteur à un degré de maturité plus important. On notera que ce défaut impacte peu le système quand on utilise une détection hétérodyne.

Les résultats obtenus démontrent :

- Une supériorité évidente de la chaîne de détection directe par rapport à la chaîne de détection hétérodyne précédente. Néanmoins des mesures simultanée, proposant donc la même atmosphère pour les deux détections, n'ont pas pu être mises en oeuvre. Une telle expérience est requise pour une comparaison fine des deux techniques (on notera que la technologie APD HgCdTe n'apporte rien pour la détection hétérodyne).
- Que le phénomène de rémanence observée sur la macro diode APD HgCdTe réduit la dynamique exploitable du signal lidar. Il n'est actuellement pas possible de mesurer un profil complet d'épaisseur optique en utilisant le centre de raie. L'influence de la rémanence est bien moindre en queue de raie.

Dans l'état actuel, l'erreur relative sur une mesure d'épaisseur optique locale est, pour les meilleurs résultats obtenus, de l'ordre de 10-20 % sur une portée 1.5 km pour une résolution spatio-temporelle de 4 s et 100 m. Cette précision est inférieure à celle attendue par simulation et des études futures devront décider de l'origine de cet écart. Deux hypothèses vraisemblables peuvent être émises : l'impact des gradients d'aérosols associé à un léger décalage temporel des signaux on et off, le fait que le bruit de speckle ne soit pas négligeable.

Enfin nous n'avons pas pu étudier finement les erreurs systématiques pour l'instant : nous proposons d'effectuer une campagne d'inter comparaison avec des instruments in-situ disposés le long de la ligne de visée dès lors que le système sera disponible.

Table des figures

1.1	Schéma simplifié du cycle du carbone	2
1.2	Évolution du CO_2 et du CH_4 au Mauna Loa	4
1.3	Profil AirCore-HR (LMD) de CO_2 et CH_4 - campagne Timmins 2014 . . .	6
1.4	Caméra C-RED de First Light Imaging	11
2.1	Illustration du principe du temps de vol pour la mesure lidar	15
2.2	Propagation d'une impulsion carrée à la vitesse constante v	16
2.3	Influence de l'effet Doppler sur le spectre de l'onde rétrodiffusée.	18
2.4	Intersection du cône de diffraction du laser et du champ de vue du télescope. Vue de coupe.	20
2.5	Simulations numériques du facteur géométrique	21
2.6	Schéma de détection hétérodyne en espace libre	23
3.1	Schéma de synthèse de la physique de la détection directe. (A) Source incohérente étendue. (B) Impact de la turbulence sur la cohérence de l'onde rétrodiffusée. (C) Figure de speckle sur le détecteur. (D) Caractère poissonien de la photo-détection. (E) Bruit électronique et excès de bruit dû à la propagation dans des câbles (F) Bruit de numérisation.	26
3.2	Illustration du changement de variable	29
3.3	Histogrammes du courant normalisé obtenu en détection directe (idem puissance rétrodiffusée à un facteur près) par une cible dure. L'aire du télescope est graduellement obstruée pour faire varier le nombre de tavelures. Les courbes noires en trait épais correspondent à la régression sur l'ensemble des fonctions définies par 3.28 selon le paramètre $\mathcal{M}$. Extraite de [11]	31
3.4	Comparaison des détections directe et hétérodyne	38
4.1	Calcul de la section efficace d'absorption σ_a , du coefficient d'absorption α_a et de la transmission sur 1 km pour le CO_2 et H_2O autour de la raie R30 du CO_2 . La base GEISA est utilisée dans l'hypothèse d'un profil Lorentzien (des études plus poussées ont été menées sur cette raie [36]). Les concentrations de 400 ppm et 10g/kg sont utilisées. On suppose des pression et température standards.	46
5.1	Schéma du lidar COWI	52
5.2	Schéma de l'asservissement de la DFB on en centre de raie. Le signe EOM renvoie à modulateur électro-optique. Il sert à créer une modulation de phase ($\exp(i\omega t + i\beta \sin \Omega t)$) de l'onde électromagnétique. C'est l'ingrédient principal de la méthode.	53
5.3	Schéma de l'asservissement en flanc de raie de la DFB on.	53
5.4	Représentation des différents éléments de la cavité en anneau.	54

5.5	États de fonctionnement du MAO. (a) le MAO est off, l'impulsion laser se forme. (b) le MAO est on, la formation de l'impulsion laser est bloquée, l'inversion de population dans le cristal croît, l'injecteur est présent dans la cavité.	55
5.6	Chronogramme	56
5.7	Vue de dessus de la source laser COWI.	57
6.1	Séries temporelles d'irradiance diffuse hémisphériques mesurées sur le site du SIRTÀ à l'Ecole Polytechnique. La figure de gauche illustre une journée sans nuages au contraire de la seconde. On voit que par ciel clair (figure de gauche) elle atteint 200 W/m^2 et qu'en revanche par ciel nuageux (figure de droite) elle peut atteindre 500 W/m^2	63
6.2	Transmission simulée du filtre interférentiel pour une incidence de 0 degrés (courbe bleue) et 5 degrés (courbe rouge). Données fournies par le constructeur Materion.	64
6.3	Schéma de la chaîne de détection proposée. Les calculs de positionnement ont été faits par un simple calcul d'optique géométrique destiné à donner un ordre de grandeur.	65
6.4	Ordre de grandeur de la tolérance en longitude pour différentes focales de L_3 exprimées en mètres.	66
6.5	Simulation de la chaîne de détection avec les composants réels. a) vue d'ensemble b) zoom micro lentille c) spot diagram.	67
6.6	Chaîne de détection. Étude par Henri Salvador et réalisation par Olivier Bousquet.	68
6.7	Comparaison des niveaux de bruit de fond de ciel et variabilité temporelle. Les mesures ont été effectuées avec des niveaux de polarisation différents puis corrigées en connaissant la courbe de gain de l'APD pour une référence au gain de 23 (correspondant à une polarisation de 12V). Les acquisitions ont été faites sur des durées différentes.	70
6.8	Mesures d'irradiance du pyranomètre du SIRTÀ installé sur le site de l'Ecole Polytechnique.	70
7.1	Alliages semiconducteurs pour l'infrarouge, gaps et paramètres de maille. .	74
7.2	Architectures planaires et HDVIP	75
7.3	Technologies d'hybridation	75
7.4	Géométrie de la macrodiode	76
7.5	Courant d'obscurité de la macro-diode	77
7.6	Homogénéité spatiale de la macro-diode	79
7.7	Schéma électrique équivalent du montage photodiode-préampli	80
7.8	Schéma électrique équivalent du bruit pour le montage photodiode-préampli	81
7.9	Densité spectrale de bruit due à e_n	82
7.10	Vue d'ensemble du détecteur du LETI	82
7.11	Réduction du NEP avec le gain d'avalanche	84
7.12	Évaluation de la linéarité de la réponse du détecteur	84
8.1	Montage à DEL pour la mesure du temps de convergence du TIA	89
8.2	Comparaison de la réponse impulsionnelle pour différents Op Amps et le montage à DEL	90
8.3	Montage <i>flat generator</i>	91
8.4	Front de descente pour le montage <i>flat generator</i> avec et sans réducteur .	92
8.5	Montage <i>flat generator</i> avec réducteur	92
8.6	Source de courant électronique pulsée bas niveau	93

8.7	Réponse du tia à un créneau en courant	93
8.8	Montage simple switch	94
8.9	Mesure du temps de convergence en fonction de la polarisation inverse - montage simple switch	95
8.10	Structure planaire n sur p de la photodiode à avalanche du CEA-LETI . .	96
8.11	Montage double switch	96
8.12	Résidu du switch 1 dans le montage à double switch	97
8.13	Importance de la durée d'excitation dans le phénomène de rémanence de l'APD HgCdTe	97
8.14	Temps de convergence de l'APD HgCdTe en réponse à une impulsion de 200 ns	97
8.15	Réponse à une impulsion laser brève	99
9.1	Conditions expérimentales lidar LMD	102
9.2	Signal de rétrodiffusion du 16/06/2015	103
9.3	Signaux off du 10/11/2015 et 20/01/2016	106
9.4	Analyse des bruits sur le signal off : cas du 20/01/2016	108
9.5	Réduction de l'écart-type par moyennage : cas du 20/01/2016	109
9.6	Estimation du β particulière : cas du 20/01/2016	109
9.7	Série temporelle de $\beta \cdot T^2(r)$ du 19/01/2016	111
9.8	Synthèse mesures DIAL du 20/01/2016	112
9.9	Erreur sur l'épaisseur optique locale en flanc de raie	113
9.10	Synthèse mesures DIAL du 19/01/2016	115
9.11	Décroissance exponentielle de la trainée parasite	116
9.12	Modèle physique simple pour le phénomène de rémanence	117
9.13	Erreur sur l'épaisseur optique locale en centre de raie	118
9.14	Comparaison des détections directe et hétérodyne	119
10.1	Exemple de signal du module à comptage de photons	123
10.2	Schéma électrique équivalent du SFD	124
10.3	Étude de la linéarité du SFD	126
10.4	Exemple de signal macro APD et CL96 sous éclairage constant.	127
10.5	Variance de ΔV en fonction de ΔV	128
10.6	Comparaison des récepteurs TIA et SFD	130

Bibliographie

- [1] J.B. Abshire, H. Riris, C.J. Weaver, J. Mao, G.R. Allan, W.E. Hasselbrack, and E.V. Browell. Airborne measurements of CO₂ column absorption and range using a pulsed direct-detection integrated path differential absorption lidar. *Applied Optics*, 2013.
- [2] P.F. Ambrico, A. Amodeo, P. Di Girolamo, and N. Spinelli. Sensitivity analysis of differential absorption lidar measurements in the mid-infrared region . *Applied Optics*, 2000.
- [3] A. Amediek, A. Fix, M. Wirth, and G. Ehret. Development of an OPO system at 1.57 μm for integrated path DIAL measurement of atmospheric carbon dioxide. *Appl. Phys. B-Lasers*, 2008.
- [4] A. Ansmann and J. Bosenberg. Correction scheme for spectral broadening by Rayleigh scattering in differential absorption lidar measurements of water vapor in the troposphere. *Applied Optics*, 1987.
- [5] J. Beck, C. Wan, M. Kinch, J. Robinson, P. Mitra, R. Scritchfield, F. Ma, and J. Campbell. The HgCdTe Electron Avalanche Photodiode. *IEEE*, 2006.
- [6] E.D. Black. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. *Am. J. Phys.*, 2001.
- [7] D. Bruneau, F. Gibert, P.H. Flamant, and J. Pelon. Complementary study of differential absorption lidar optimization in direct and heterodyne detections. *Applied Optics*, 2006.
- [8] D. Bruneau, P. Quaglia, C. Flamant, M. Meissonnier, and J. Pelon. Airborne lidar LEANDRE II for water-vapor profiling in the troposphere. I. System description. *Applied Optics*, 2001.
- [9] D. Bruneau, P. Quaglia, C. Flamant, and J. Pelon. Airborne lidar LEANDRE II for water-vapor profiling in the troposphere. II. First results. *Applied Optics*, 2001.
- [10] A. Dabas. *Étude du champ de vent par lidar Doppler : projet WIND*. Thèse de l'Ecole Polytechnique, 1993.
- [11] A. Dabas, P.H. Flamant, and P. Salamitou. Characterization of pulsed coherent Doppler LIDAR with the speckle effect. *Applied Optics*, 2004.
- [12] S. Derelle. *Éléments d'orientation des photodiodes à avalanche pour l'infrarouge : Application à la filière HgCdTe*. Thèse de l'Université Paris XI, 2009.
- [13] Analog Devices. MT046 - Op Amp Settling Time. *Analog Devices Application Notes*, 2009.
- [14] A. Dumas, J. Rothman, F. Gibert, G. Lasfargues, J-P. Zanna, and D. Edouart. Performances of a HgCdTe APD based detector with electric cooling for 2 μm dial/ipda applications. *Proceedings of the International Laser Radar Conference 2015*, 2015.
- [15] L.S. Rothman et al. The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2005.

- [16] N. Jacquinet-Husson et al. The 2009 edition of the GEISA spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2011.
- [17] L. Fiorani and E. Durieux. Comparison among error calculations in differential absorption lidar measurements. *Optics & Laser Technology*, 2001.
- [18] A. Fix, G. Ehret, J. Löhring, D. Hoffmann, and M. Alpers. Water vapor differential absorption lidar measurements using a diode-pumped all-solid-state laser at 935 nm. *Applied Physics B*, 2010.
- [19] K. Foubert, G. Lasfargues, L. Mathieu, S. Benahmed, G. Vojetta, J. Rothman, Q. Benoit à la Guillaume, Vincent Calvo, Jérémy Picot-Clemente, Florian Le Mounier, and Fabien Gibert. Development of HgCdTe single-element APDs based detectors for low flux short wave infrared applications. *SPIE*, 2013.
- [20] D.L. Fried. Optical Heterodyne Detection of an Atmospherically Distorted Signal Wave Front. *IEEE*, 1967.
- [21] J.L. Gach, P. Feautrier, E. Stadler, T. Greffe, F. Clop, S. Lemarchand, T. Carmignani, D. Boutolleau, and I. Baker. C-RED one : ultra high-speed wavefront sensing in the infrared made possible. *Proceedings SPIE*, 2016.
- [22] F. Gibert and D. Edouart. Système d’asservissement en fréquence sur le flanc de la raie R30 du CO₂. *Rapport final R&T CNES*, 2013.
- [23] F. Gibert, D. Edouart, C. Cenac, and F. Le Mounier. 2 μ m high-power multiple-frequency single-mode Q-switched Ho :YLF laser for DIAL application. *Applied Physics B*, 2015.
- [24] F. Gibert, D. Edouart, C. Cenac, F. Le Mounier, and A. Dumas. 2 μ m Coherent Differential Absorption Lidar reveals CO₂ mixing ratio field in the atmosphere . *Optics Letters*, 2015.
- [25] F. Gibert, P.H. Flamant, D. Bruneau, and C. Loth. Two-micrometer heterodyne differential absorption lidar measurements of the atmospheric CO₂ mixing ratio in the boundary layer. *Applied Optics*, 2006.
- [26] F. Gibert, P.H. Flamant, and J. Cuesta. Vertical 2 μ m Heterodyne Differential Absorption Lidar Measurements of Mean CO₂ Mixing Ratio in the Troposphere. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2008.
- [27] GIEC. *5th Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. 2013.
- [28] J. Goodman. *Statistical Optics*. Wiley classics, 1985.
- [29] O. Gravrand. Les détecteurs IR quantiques. *Sciences et Technique de l’Ingénieur, à paraître*, 2016.
- [30] E. Hammann, A. Behrendt, F. Le Mounier, and V. Wulfmeyer. Temperature profiling of the atmospheric boundary layer with rotational Raman lidar during the HD(CP)² Observational Prototype Experiment. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2015.
- [31] Texas Instrument. Understanding Data Converters - Application Report. *Texas Instrument*, 1995.
- [32] Texas Instrument. LMH6624 and LMH6626 Single/Dual Ultra Low Noise Wideband Operational Amplifier. *Texas Instrument Data Sheet*, 2014.
- [33] S. Ishii, K. mizutani P. Baron, and co authors. Partial CO₂ Column-Averaged Dry-Air Mixing Ratio from Measurements by Coherent 2 μ m Differential Absorption and Wind Lidar with Laser Frequency Offset Locking. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2012.

- [34] B.P. Ivanenko and I.E. Naats. Integral-equation method for interpreting laser-sounding data on atmospheric gas components using differential absorption. *Optics Letters*, 1981.
- [35] W. Johnson, K.S. Repasky, and J.L. Carlsten. Micropulse differential absorption lidar for identification of carbon sequestration site leakage. *Applied Optics*, 2013.
- [36] L. Joly, F. Gibert, B. Grouiez, A. Grossel, B. Parvitte, G. Durry, and V. Zéninari. A complete study of CO₂ line parameters around 4845 cm⁻¹ for Lidar applications. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2008.
- [37] L. Joly, F. Marnas, F. Gibert, D. Bruneau, B. Grouiez, P.H. Flamant, G. Durry, N. Dumelie, B. Parvitte, and V. Zéninari. Laser diode absorption spectroscopy for accurate CO₂ line parameters at 2 μm : consequences for space-based DIAL measurements and potential biases. *Applied Optics*, 2009.
- [38] A. Karion, C. Sweeney, P. Tans, and T. Newberger. AirCore : An Innovative Atmospheric Sampling System. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2010.
- [39] C.P. Kelley, S. Mohtadi, M.A. Cane, R. Seager, and Y. Kushnir. Climate change in the Fertile Crescent and implications of the recent Syrian drought. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2015.
- [40] M. Kerker. *The scattering of light*. Academic Press, 1969.
- [41] M.A. Kinch. A Theoretical Model for the HgCdTe Electron Avalanche Photodiode. *Journal of Electronic Materials*, 2008.
- [42] G.J. Koch, B.W. Barnes, M. Petros, J.Y. Beyon, F. Amzajerjian, J. Yu, R.E. Davis, S. Ismail, S. Vay, M.J. Kavaya, and U.N. Singh. Coherent differential absorption lidar measurements of CO₂. *Applied Optics*, 2004.
- [43] G.J. Koch, J.Y. Beyon, F. Gibert, B.W. Barnes, S. Ismail, M. Petros, P.J. Petzar, J. Yu, E.A. Modlin, K.J. Davis, and U.N. Singh. Side-line tunable laser transmitter for differential absorption lidar measurements of CO₂ : design and application to atmospheric measurements. *Applied Optics*, 2008.
- [44] A.O. Langford. Identification and correction of analog-to-digital-converter nonlinearities and their implications for differential absorption lidar measurements. *Applied Optics*, 1995.
- [45] M. Lescanne, J. Hy-Billiot, N. Aimard, and C. Prinet. The site monitoring of the Lacq industrial CCS reference project. *Energy Procedia*, 2011.
- [46] R. Measures. *Laser Remote Sensing*. Krieger Publishing Companys, 1992.
- [47] G.J. Megie, G. Ancellet, and J. Pelon. Lidar measurements of ozone vertical profiles. *Applied Optics*, 1985.
- [48] G.J. Megie and R. T. Menzies. Complementarity of UV and IR differential absorption lidar for global measurements of atmospheric species. *Applied Optics*, 1980.
- [49] O. Membrive, C. Crevoisier, C. Sweeney, F. Danis, A. Hertzog, A. Engel, H. Bönisch, and L. Picon. AirCore-HR : A high resolution column sampling to enhance the vertical description of CH₄ and CO₂. 2016.
- [50] N. Menyuk and D.K. Killinger. Assessment of relative error sources in IR DIAL measurement accuracy. *Applied Optics*, 1983.
- [51] N. Menyuk, D.K. Killinger, and C.R. Menyuk. Limitations of signal averaging due to temporal correlation in laser remote-sensing measurements. *Applied Optics*, 1982.
- [52] E.R. Murray, R.D. Hake Jr., J.E. van der Laan, and J.G. Hawley. Atmospheric water vapor measurements with an infrared (10 μm) differential absorption system. *Applied Physics Letters*, 1976.

- [53] Y. Pawela, N. Grossard, F. Le Mounier, F. Gibert, and J. Hauden. A LiNbO₃ Active Switch Coupler at 2050 nm for Differential Absorption Lidar and Atmospheric gas Monitoring. *IEEE*, 2011.
- [54] J. Pellegrino. *Développement de deux instruments LIDAR multi-longueurs d'onde et multi-espèces à base de sources paramétriques*. Thèse de l'Université Pierre et Marie Curie, 2014.
- [55] G. Perrais. *Étude des hétérostructures à base de CdHgTe - Application au développement de photodiodes rapides ou à avalanche pour l'imagerie infrarouge active*. Thèse de l'université de Grenoble, 2010.
- [56] T.F. Refaat, M.N. Abedin, G.J. Koch, and U.N. Singh. InGaAsSb Detectors? Characterization for 2- μ m CO₂ Lidar/DIAL Applications. *NASA/TP-2003-212140*, 2003.
- [57] T.F. Refaat, M.N. Abedin, O.V. Sulima, S. Ismail, and U.N. Singh. Al-GaAsSb/InGaAsSb phototransistors for 2- μ m remote sensing applications. *Optical Engineering*, 2004.
- [58] T.F. Refaat, S. Ismail, G.J. Koch, M. Rubio, T.L. Mack, A. Notari, J.E. Collins, J. Lewis, R. De Young, Y. Choi, M.N. Abedin, and U.N. Singh. Backscatter 2- μ m Lidar Validation for Atmospheric CO₂ Differential Absorption Lidar Applications. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2011.
- [59] T.F. Refaat, S. Ismail, T.L. Mack, M.N. Abedin, S.D. Mayor, S.M. Spuler, and U.N. Singh. Infrared phototransistor validation for atmospheric remote sensing application using the Raman-shifted eye-safe aerosol lidar. *Optical Engineering*, 2007.
- [60] T.F. Refaat, U.N. Singh, J. Yu, M. Petros, R. Remus, and S. Ismail. Double-pulse 2- μ m integrated path differential absorption lidar airborne validation for atmospheric carbon dioxide measurement. *Applied Optics*, 2016.
- [61] O. Le Rille. *Étude et validation d'un lidar hétérodyne émettant à 2 μ m pour l'Application à la Météorologie et à l'Environnement*. Thèse de doctorat de l'université Paris VI, 2002.
- [62] A. Rogalski. HgCdTe infrared detector material : history, status and outlook. *Reports on Progress in Physics*, 2005.
- [63] A. Rogalski. *Infrared detectors (2nd ed)*. CRC Press, 2011.
- [64] J. Rothman, K. Foubert, G. Lasfargues, and C. Largeron. Response Time Measurements in Short-Wave Infrared HgCdTe e-APDs. *Journal of Electronic Materials*, 2014.
- [65] J. Rothman, L. Mollard, S. Goût, L. Bonnefond, and J. Wlassow. History-Dependent Impact Ionization Theory Applied to HgCdTe e-APDs. *Journal of Electronic Materials*, 2011.
- [66] J. Rothman, G. Perrais, P. Ballet, L. Mollard, S. Gout, and J.P. Chamonal. Latest Developments of HgCdTe e-APDs at CEA LETI-Minatec. *Journal of Electronic Materials*, 2008.
- [67] B.J. Rye and R.M. Hardesty. Estimate optimization parameters for incoherent backscatter heterodyne lidar. *Applied Optics*, 1997.
- [68] D. Sakaizawa, C. Nagasawa, T. Nagai, M. Abo, Y. Shibata, M. Nakazato, and T. Sakai. Development of a 1.6 μ m differential absorption lidar with a quasi-phase-matching optical parametric oscillator and photon-counting detector for the vertical CO₂ profile. *Applied Optics*, 2009.
- [69] B. A. Saleh. *Fundamentals of Photonics*. Wiley series in pure and applied optics, 1990.

- [70] R.M Schotland. Errors in lidar measurement of atmospheric gases by differential absorption. *Journal of Applied Meteorology*, 1973.
- [71] J. W. Strohbehn. *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*. Springer-Verlag, 1978.
- [72] O.V. Sulima, T.F. Refaat, M.G. Mauk, J.A. Cox, J. Li, S.K. Lohokare, M.N. Abedin, U.N. Singh, and J.A. Rand. AlGaAsSb/InGaAsSb phototransistors for spectral range around 2 μ m. *ELETRONIC LETTERS*, 2004.
- [73] X. Sun, J.B. Abshire, and J.D. Beck. HgCdTe e-APD detector arrays with single photon sensitivity for space lidar applications. *SPIE Proceedings*, 2014.
- [74] M.C. Teich and B.E.A. Saleh. Effects of random deletion and additive noise on bunched and antibunched photon-counting statistics. *Optics Letters*, 1982.
- [75] G. Vojetta, F. Guellec, L. Mathieu, K. Foubert, P. Feautrier, and J. Rothman. Linear photon-counting with HgCdTe APDs. *SPIE*, 2012.
- [76] C. Weitkamp. *Ranged-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer, 2005.
- [77] M. Wirth, A. Fix, G. Ehret, J. Reichardt, R. Begie, D. Engelbart, H. Vömel, B. Calpini, G. Romanens, A. Apituley, K.M. Wilson, H. Vogelmann, and T. Trickl. Intercomparison of Airborne Water Vapour DIAL Measurements with Ground Based Remote Sensing and Radiosondes within the Framework of LUAMI 2008. *Proceedings of the 8th International Symposium on Tropospheric Profiling*, 2009.
- [78] M. Wirth, A. Fix, P. Mahnke, H. Schwarzer, F. Schrandt, and G. Ehret. The airborne multi-wavelength water vapor differential absorption lidar WALES : system design and performance. *Applied Physics B*, 2009.
- [79] I. Zayer, R. Daddato, M. Lanucara, K.J. Schulz, Z. Sodnik, H. Smit, M. Sans, J. Rothman, D. Giggenbach, P. Becker, R. Mata-Calvo, and C. Fuchs. Lunar Optical Communications Link (LOCL) Demonstration between NASA’s LADEE Spacecraft and ESA’s Optical Ground Station. *SpaceOps Conferences*, 2014.

Titre : Apport des photodiodes à avalanche HgCdTe pour la télédétection du CO₂ atmosphérique par lidar DIAL à 2 µm

Mots clefs : Optoélectronique, Lidar, Photodiode à avalanche HgCdTe, Métrologie

Résumé : L'infrarouge proche (1.5-2 µm) ou SWIR (*Short Wavelength Infrared*) est une région particulièrement adaptée à la mesure de gaz à effet de serre par lidar à absorption différentielle (DIAL). En effet, (i) cet intervalle spectral contient des raies d'absorption intenses pour les principaux gaz à effet de serre (CO₂, CH₄, H₂O, etc.) (ii) le taux d'extinction lors de la propagation du faisceau laser y est faible (iii) c'est une région spectrale dite en sécurité oculaire. Bien qu'abordée avec les moyens existants (détection hétérodyne), la mesure DIAL dans le SWIR a longtemps souffert de l'absence de photo-détecteurs ultra-sensibles. Les développements récents (années 2000) portant sur les photodiodes à avalanche (APD) HgCdTe ont changé la donne. En effet, ces dernières présentent de remarquables qualités d'amplification car elles allient trois propriétés fondamentales : un faible excès de bruit, un très faible courant d'obscurité et des gains importants. De telles propriétés sont essentielles pour les applications reposant sur la détection de très faibles signaux et en particulier le lidar.

Dans cette thèse, nous analysons les performances d'un détecteur monopixel (200 µm) à base d'APD HgCdTe (conçu sur mesure par le CEA-LETI) dans le cadre de mesures expérimentales de la concentration de CO₂ atmosphérique par li-

dar DIAL. L'émetteur laser est également un prototype, précédemment développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique. Il produit alternativement des impulsions de 10 mJ à deux fréquences contrôlées dans la plage 2050-2054 nm, le tout à une fréquence de répétition de 2 kHz. Grâce à l'association de ces deux technologies de pointe nous avons pu effectuer les premières mesures DIAL utilisant la technologie HgCdTe APD.

Les expériences menées nous ont permis de confirmer le remarquable niveau de performances en sensibilité attendu (75 photons de bruit par temps caractéristique d'une bande passante de 20 MHz) et soulignent le potentiel futur d'un tel capteur pour toutes les applications faible flux dans le SWIR. Concernant les mesures DIAL, nous avons obtenu expérimentalement une précision relative de 10-20 % sur la concentration en CO₂ pour une mesure dans la couche limite avec une résolution de 100 m - 4 s sur une portée de 1.5 km. Par ailleurs, l'analyse fine de la réponse impulsionnelle de la photodiode à avalanche révèle une dégradation notable du *long term settling time* lorsqu'on la polarise. Ce phénomène contraint la plage d'utilisation du capteur, ce que nous discutons en tenant ce comportement du détecteur dans une simulation lidar.

Title : CO₂ Optical remote sensing using 2 µm differential absorption lidar and HgCdTe avalanche photodiodes

Keywords : Photonics, Lidar, HgCdTe avalanche photodiode, Metrology

Abstract : The Short Wavelength Infrared (SWIR) region (1.5-2 µm) is well adapted for differential absorption lidar technique (DIAL) for several reasons : (i) it covers absorption bands with suitable intensity for the main greenhouse gases (CO₂, CH₄, H₂O, etc.) (ii) the extinction due to particles is low (iii) it belongs to the eye safe domain. However, one main drawback has long been the lack of efficient photodetectors for such frequencies. A major enhancement occurred in the early 2000s when it was understood that HgCdTe avalanche photodiodes (APD) present close to unity excess noise factor on top of high gain and very low dark current. These features make this technology an almost ideal amplifier, especially useful for ultra low flux applications such as lidar.

In this thesis, we analyze the performances of a custom large diameter (200 µm) monopixel HgCdTe-APD based detector (designed at CEA-LETI) in the framework of atmospheric CO₂ measurements with the DIAL technique. The laser emitter, a custom solid-state Ho:YLF laser developed at the Laboratoire de Météorologie Dynamique, is tunable

in the 2050-2054 nm range and produces 10 mJ pulses at a repetition rate of 2 kHz. This emitter is associated to a detection chain adapted to the HgCdTe APD based detector to provide the first atmospheric DIAL measurements using the HgCdTe APD technology.

Experiments confirmed the outstanding sensitivity of the detector (75 noise photons per characteristic time given a 20 MHz bandwidth) and highlight the huge potential of this technology for any application relying on low light flux detection in SWIR. With the system previously mentioned, we reach a precision of 10-20 % on CO₂ mixing ratio for a time-space resolution of 100 m and 4 s for measurements in the atmospheric boundary layer. Regarding the detector impulse response, we have shown evidence of a negative influence of reverse bias on the long term settling time of the APD. This phenomenon limits the dynamic range of useful signals and constraints the DIAL system. Thanks to numerical simulation taking into account this behaviour, we derive numerically expected biases on DIAL measurements.