



HAL
open science

Étude et réalisation d'un lidar dial cohérent fibré à 1.65 μm pour la mesure simultanée de la vitesse du vent et de la concentration de méthane

Simon Le Méhauté

► **To cite this version:**

Simon Le Méhauté. Étude et réalisation d'un lidar dial cohérent fibré à 1.65 μm pour la mesure simultanée de la vitesse du vent et de la concentration de méthane. Optique [physics.optics]. Université du Littoral Côte d'Opale, 2020. Français. NNT : 2020DUNK0555 . tel-02937523

HAL Id: tel-02937523

<https://theses.hal.science/tel-02937523>

Submitted on 14 Sep 2020

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.



École doctorale n° 104 : Sciences de la matière, du rayonnement et de l'environnement (SMRE)

Thèse de doctorat de l'Université du Littoral Côte d'Opale
Discipline : « PHYSIQUE, MILIEUX DILUÉS ET OPTIQUE FONDAMENTALE »

présentée par
Simon LE MÉHAUTÉ

**ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN LIDAR DIAL COHÉRENT
FIBRÉ À 1.65 μm POUR LA MESURE SIMULTANÉE DE LA
VITESSE DU VENT ET DE LA CONCENTRATION DE
MÉTHANE**

préparée au sein de
l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA) de Palaiseau

Soutenue le 19 Juin 2020,

Composition du jury :

Philippe KECKHUT	Physicien (CNAP), LATMOS, Paris	Rapporteur, Président
Philippe ROY	Directeur de Recherche, XLIM, Limoges	Rapporteur
Sandrine GALTIER	Maître de conférence, ILM, Lyon	Examinatrice
Alain DABAS	Ingénieur Général des Ponts, des Eaux et des Forêts, CNRM, Toulouse	Examineur
Hervé DELBARRE	Professeur des Universités, LPCA, Dunkerque	Directeur de thèse
Nicolas CÉZARD	Ingénieur de recherche, ONERA, Toulouse	Co-directeur de thèse
Xavier WATREMEZ	TOTAL E&P, Pau	Invité

Tables des matières

Introduction générale	1
I Télédétection d'émanations de méthane : enjeux et état de l'art	3
I.1 Les enjeux liés aux fuites industrielles de méthane	4
I.2 Revue des techniques existantes dédiées à la détection du méthane	8
I.2.1 Panorama général	8
I.2.1.1 Capteurs ponctuels	8
I.2.1.2 Télédétection de gaz par mesure optique	9
I.2.2 Capteurs optiques passifs : caméras IR	11
I.2.3 Capteurs optiques actifs	13
I.2.3.1 Technologies lasers pour la télédétection du méthane	13
I.2.3.2 Capteurs lasers continus : TDLAS et WMS	20
I.2.3.3 Capteurs lasers impulsionnels : les lidars	23
I.2.4 Vers une mesure simultanée vent/gaz	26
I.3 Conclusion du chapitre	29
II Lidar hétérodyne-DIAL pulsé : théorie et statistique du signal	31
II.1 Mesure DIAL/Doppler par lidar hétérodyne	33
II.1.1 Expression de la puissance optique P_s collectée par un lidar atmosphérique	33
II.1.2 Expression du photocourant aux bornes du détecteur	36
II.1.2.1 Cas d'un schéma de détection directe	36
II.1.2.2 Cas d'un schéma de détection hétérodyne	37
II.1.3 Mesure DIAL de la concentration d'un gaz par lidar hétérodyne	39
II.1.4 Mesure Doppler de la vitesse radiale de vent par lidar hétérodyne	42
II.2 Modélisation du rapport porteuse à bruit	44
II.2.1 Expression de la puissance de courant hétérodyne $\sigma_{i_H}^2$	44
II.2.1.1 Propagation des champs électromagnétiques	45
II.2.1.2 Expression de $i_H(t)$ dans le plan de la cible et discussion	45
II.2.1.3 Calcul de puissance de courant hétérodyne	46
II.2.2 Puissance de courant de bruit $\sigma_{i_B}^2$	47
II.2.3 Simplification de l'expression du CNR	48
II.2.3.1 Hypothèse de champs gaussiens non-tronqués	48
II.2.3.2 Expression simplifiée du CNR dans l'approximation des champs gaussiens non-tronqués et discussion	49

II.3	Statistique du signal lidar	51
II.3.1	Speckle transverse	51
II.3.2	Speckle et fluctuations du CNR instantané	51
II.3.3	Influence sur l'erreur de mesure DIAL	54
II.4	Conclusion du chapitre	56
III	Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA	57
III.1	Schéma général du prototype VEGA	59
III.2	Source laser fibrée pour le prototype VEGA	60
III.2.1	Caractérisations de l'étage d'injection	61
III.2.1.1	Largeur de raie des injecteurs	61
III.2.1.2	Contrôle pour la mesure DIAL : calibration spectrale des injecteurs	61
III.2.2	Amplificateur Raman fibré à 1.65 μm	66
III.2.2.1	Compétition entre diffusion Raman et Brillouin stimulée	66
III.2.2.2	Influence de la phase non-linéaire sur les performances lidar	70
III.2.2.3	Performances de la source laser	76
III.3	Conception et caractérisation du système lidar	79
III.3.1	Optiques d'émission/réception	79
III.3.2	Caractérisation des composants opto-électroniques	81
III.3.3	Intégration du prototype lidar	85
III.4	Conclusion du chapitre	87
IV	Étude de l'algorithme d'estimation soumis à des signaux lidar simulés	89
IV.1	Procédure d'acquisition	91
IV.2	Fonctionnement de l'algorithme d'estimation	92
IV.2.1	Calcul de la densité spectrale de puissance du signal	92
IV.2.2	Expression des estimateurs	94
IV.2.3	Évaluation de la précision des estimateurs	96
IV.3	Comportement des estimateurs et évaluation des performances de VEGA	98
IV.3.1	Génération de signaux lidar simulés	98
IV.3.2	Estimations du CNR et évaluations de précision	101
IV.3.2.1	Erreur systématique	101
IV.3.2.2	Détermination du nombre de cellule(s) de cohérence et précision des estimations de CNR	102
IV.3.3	Estimations DIAL/Doppler et évaluations de précision	104
IV.3.3.1	Insertion d'un panache sur la ligne de visée	105
IV.3.3.2	Seuil de détectabilité	107
IV.3.3.3	Estimation de la vitesse de vent radiale	108
IV.3.4	Qualité des estimateurs : tableau résumé	109
IV.3.5	Mesure d'une forte concentration	110
IV.3.5.1	Produit concentration-longueur optimal	110
IV.3.5.2	Scénario de l'accident majeur : influence de l'absorption	111
IV.4	Conclusion du chapitre	113

TABLES DES MATIÈRES

V Résultats expérimentaux et participation à une campagne de mesure	115
V.1 Mesures préliminaires de méthane et de vent au laboratoire	117
V.1.1 Estimations IPDA du méthane atmosphérique et première démonstration bi-fonction	117
V.1.2 Mesure par lidar de la concentration au sein d'une cellule de gaz	120
V.2 Caractérisation de lâchers contrôlés de méthane sur le terrain	123
V.2.1 Contexte de la campagne Lacq 2018	123
V.2.2 Robustesse et flexibilité de l'instrument VEGA	123
V.2.3 Définitions des indicateurs de performances DIAL	126
V.2.4 Résultats obtenus au cours de la campagne	127
V.2.4.1 Mesure de panache par procédure simple (test 1)	129
V.2.4.2 Présentation d'une seconde mesure par procédure simple (test 2)	134
V.2.4.3 Stationnarité et fréquence de commutation	138
V.2.4.4 Mesure de l'extension transverse d'un panache par procédure multi-lignes de visée (tests 3 et 4)	140
V.2.4.5 Caractérisation de fuites de haut débit par procédure multi-spectrale (test 5)	142
V.2.4.6 Vers une estimation autonome du débit d'une fuite	144
V.3 Extrapolation des performances de VEGA	147
V.4 Conclusion du chapitre	149
Conclusion générale	151
Annexes	
A Mesure de gaz avec une caméra infrarouge, contraste thermique	157
B Propagation et focalisation des faisceaux gaussiens	159
C Le rendement hétérodyne	163
D Augmentation du seuil Brillouin pour la source de VEGA	167
E Procédure d'estimation multi-longueurs d'onde	169
E.1 Formalisme matricielle	170
E.2 Estimation des DAOD et de leur matrice de covariance	170
F Organigramme du traitement des données	173
Bibliographie	175
Liste des tableaux	185
Table des figures	187

Remerciements

« On ne peut pas toujours être un héros, mais on peut toujours être un homme. »- Johann Wolfgang Goethe

C'est ce que j'ai essayé de faire. Finalement, quelle expérience professionnelle et humaine que d'avoir complété cette thèse ! Vous n'y êtes clairement pas pour rien, chacun à votre échelle, à votre façon.

Mesdames et messieurs ayant participé à l'évaluation de mon travail :

Philippe Keckhut pour avoir rapporté le manuscrit et présidé ma soutenance, Philippe Roy pour avoir rapporté le manuscrit. Sandrine Galtier, Alain Dabas pour avoir accepté d'être examinateurs lors de la soutenance. Merci pour l'intérêt porté à mon travail, et ces discussions et commentaires intéressants, nés de votre curiosité scientifique.

J'aimerais également remercier mes encadrants. Nicolas Cézard, au quotidien à l'ONERA. La confiance que tu m'as accordée, le plaisir que tu manifestes à transmettre ton savoir et faire avancer les projets ensemble, ta capacité d'écoute et ton exigence scientifique m'ont poussés à produire ce que j'estime être le meilleur travail de thèse qu'il m'était possible de restituer. Hervé Delbarre, pour ton regard avisé bien qu'extérieur sur mon travail lors de ces points de thèse et également pour la parfaite organisation de cette soutenance 2.0 à l'heure de l'épidémie de COVID-19.

La science c'est sympa, en binôme c'est bien. Avec un binôme « scientifico-comique » qui a le bon goût, je crois, d'être productif sur les deux aspects, c'est mieux. Philippe, on recommence quand tu veux.

Un lidar ne se développe pas tout seul, à l'aide d'une équipe c'est bien, avec celle de l'équipe SLS de l'ONERA Palaiseau c'est mieux. Ce fût un réel plaisir de travailler et de m'imprégner de votre culture scientifique au quotidien, qu'il s'agisse du travail sur VEGA (Christophe, Didier Didier) ou des discussions sur les différents projets de chacun. Ce fût un plaisir égal que de partager des conversations plus ou moins scientifiques, du sport et à de très rares occasions (...) des bières au Shamrock¹ avec vous. Pour ce second point, s'étend plus généralement à tous les doctorants du département d'optique de l'ONERA Palaiseau que j'ai pu croiser au cours de ma thèse.

À tous les gens qui ont contribué au projet NAOMI et/ou que j'ai pu côtoyer à Lacq 2018 (entre autres, Xavier Watremez chez TOTAL, Pierre-Yves Foucher à l'ONERA,

1. 225 Rue de Paris à Palaiseau, un chouette endroit allez-y !

l'équipe du DPHY de l'ONERA armée du lidar GAZ-L, Rolland, Didier armés de leurs caméras IR . . .). Merci pour cette campagne de mesure. Mettre « son » lidar dans une camionnette et faire 700 km, ça fait peur, mais c'est une chance de participer à une campagne pendant sa thèse. Je me souviendrais longtemps de cette quinzaine.

Passons maintenant à un article du Monde :

« Cette thèse, c'est l'histoire de ma vie » : couple et doctorat, l'inferral ménage à trois »

L'« enfer », c'est *pour* les autres. Cette conclusion, c'est grâce à toi qu'on peut la tirer, éclairés par quelques lumières qui dansent dans la nuit scandinave.

Merci Cassandra.

Enfer non, ménage à 2 + 1 en couple, ou à x + 1 oui². En vacances en famille, en week-end entre potes à Rennes, Paris ou dans quelques capitale européennes. Merci m'avoir accepté avec cet « intru » caché dans mon ordinateur et de m'avoir apporté le soutien et les moments d'évasion dont j'avais besoin. Jusqu'au soutien logistique de l'excursion finale à Dunkerque (merci Papa et Thibaut).

Restez qui vous-êtes, je me charge du reste maintenant, *c'est Goethe qui l'a dit*.

Pour ces trois années (presque quatre, blâmons l'épidémie de COVID-19 . . .),

MERCI À VOUS TOUS !

2. Désolé d'avoir déjà fait figurer un semblant d'équation et des notes de bas de page au sein des remerciements, c'est pas cool hein ?!

Acronymes et notations

LIDAR-lidar : Light Detection And Ranging
NAOMI : New Advanced Observation Methods Integration
VEGA : VEnt et GAz
DIAL : Differential Absorption Lidar
IPDA : Integrated-Path Differential Absorption
RRDA : Range Resolved Differential Absorption
DAOD : Differential Absorption Optical Depth
LIE : Limite inférieure d'explosivité
VMR : Volume Mixing Ratio (rapport volumique de mélange)
ppm : partie par millions
ppb : partie par milliard
LDV : ligne de visée
LR : Lidar Ratio
IR : infrarouge
HITRAN : High-Resolution TRansmission molecular Absorption database
OPO : Optical Parametric Oscillator
CW : Continuous Wave
TDLAS : Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy
RF : radio-fréquence
VAD : Velocity Azimuth Display
DSP : Densité spectrale de puissance
OL : oscillateur local
MAO : modulateur acousto-optique
DL : Diode Laser
DFB : Distributed FeedBack
EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier
PRF : Pulse Repetition Frequency
CNR : Carrier to Noise Ratio
NEP : Noise Equivalent Power
RIN : Relative Intensity Noise

EM : Electromagnétique
PM : Maintien de polarisation
AM : Modulation d'amplitude
FWHM : Full Width at Half Maximum
APD : Photodiode à avalanche
MOPA : Master Oscillator Power Amplifier
BCR : Borne de Cramer-Rao
TADI : Total Anomaly Detection Initiative

c : célérité (m/s)
 ε : permittivité (F/m)
 h : constante de Planck (J.s)
 k : constante de Boltzmann (J.K⁻¹)
 Φ : débit d'une fuite de gaz en g.s⁻¹
 x : rapport de mélange volumique d'un gaz (ppm)
 X : rapport de mélange moyen d'un gaz (ppm)
 ρ : concentration massique d'un gaz (g.m⁻³)
 T : transmission atmosphérique
 K : transmission instrumentale
 A : aire de la pupille de collection (m²)
 γ : rendement
 γ_h : rendement hétérodyne
 \vec{v} : vecteur vent (m/s)
 \vec{k} : vecteur d'onde (m⁻¹)
 v_R : projection de la vitesse de vent sur la LDV lidar (m/s)
 λ : longueur d'onde (m)
 σ_{abs} : section efficace d'absorption (m²)
 $\Delta\sigma$: le différentiel de section efficace d'absorption (m²)
 Δz : résolution longitudinale (m)
 τ_p : durée d'impulsions (à mi-hauteur) (sec)
 E_p : énergie par impulsions (J)
 f_1, m_1 : barycentre de fréquence (Hz)
 f_2, m_2 : largeur fréquentielle (Hz)

<p>f_d : décalage Doppler (Hz)</p> <p>B : bande d'analyse (Hz)</p> <p>β : coefficient de diffusion atmosphérique ($m^{-1}.sr^{-1}$)</p> <p>β_π : coefficient de rétrodiffusion atmosphérique ($m^{-1}.sr^{-1}$)</p> <p>θ : température (K)</p> <p>α : coefficient d'extinction (m^{-1})</p> <p>T : transmission atmosphérique</p> <p>f : fréquence (Hz)</p> <p>P_s : puissance diffusée (W)</p> <p>P_{OL} : puissance oscillateur local (W)</p> <p>\tilde{E}_{OL} : champ oscillateur local</p> <p>\tilde{E}_s : champ diffusé</p> <p>$Re(x)$: partie réelle de x</p> <p>η_q : efficacité quantique</p> <p>η_d : rendement du détecteur (A/W)</p> <p>σ_x^2 : variance de x</p>	<p>σ_x : écart type de x</p> <p>$\sigma_x(\tau)$: déviation d'Allan de x</p> <p>ϕ, φ : phase (rad)</p> <p>τ_c : temps de cohérence (s)</p> <p>i : courant (A)</p> <p>R_T : thermistance (Ω)</p> <p>R_c : résistance de charge (Ω)</p> <p>$w(z)$: rayon de faisceau en fonction de la distance (m)</p> <p>z_f : distance de focalisation (m)</p> <p>η_p : facteur de remplissage de la pupille</p> <p>M_t : nombre de cellule(s) de cohérence</p> <p>M_s : nombre de grains de speckle transverse</p> <p>T_g : durée de la porte d'analyse (s)</p> <p>N : nombre de tir(s) lidar</p> <p>$\mathcal{S}_x(f)$: densité spectrale de puissance de x (x^2/Hz)</p>
---	---

Introduction générale

Le gaz naturel représente, en 2017, la troisième source d'énergie primaire derrière le pétrole et le charbon. Il est composé principalement de méthane (en concentration de 70 – 100%) et extrait annuellement en quantité dépassant le milliard de milliards de mètres cubes à l'échelle du globe. Pour l'industrie pétrolière, une problématique majeure est l'occurrence de fuites de gaz. Elles peuvent survenir dès l'extraction (de gaz ou de pétrole), lors du transport, ou sur les sites de stockage. Le méthane étant inflammable pour des concentrations typiques de 5 à 15% dans l'air, de telles fuites peuvent directement menacer la sécurité des personnes sur site.

En milieu confiné, comme c'est le cas pour des forages *off-shore* ou terrestres profonds, le méthane peut par ailleurs détoner. De telles détonations sont à l'origine d'accidents majeurs, comme ceux survenus sur la plate-forme *off-shore* d'Elgin [Shukman, 2012] entre l'Ecosse et la Norvège en 2012, ou encore sur la plate-forme Deepwater Horizon [Pallardy, 2010], dans le golfe du Mexique en 2010. Ce dernier fût responsable de la mort de 11 personnes. De plus, ce type d'évènements peut conduire à des fuites importantes d'hydrocarbures dans l'atmosphère ou dans l'océan.

À l'échelle des installations pétrolières (usines, mines, puits de forage, sur terre ou en mer...), l'objectif d'un industriel est bien sûr la prévention de ces accidents mais également l'identification, la localisation et le diagnostic de fuites en cours. Des mesures à distance de la concentration de gaz et du débit (g.s^{-1}) peuvent alors s'avérer d'une grande utilité, notamment dans la gestion d'une situation de crise. De plus, le méthane est également un gaz à effet de serre majeur. L'augmentation des rejets de méthane dans l'atmosphère et l'ampleur de son impact environnemental sont largement documentés et discutés par la communauté scientifique [Höglund-Isaksson, 2012]. La collection des données de concentrations et de débit pourrait permettre à un industriel d'évaluer l'impact environnemental de fuites, à différentes échelles (de l'accident isolé jusqu'à la globalité de son activité).

C'est précisément dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse. En 2014, Total E&P Development et l'ONERA signent un contrat de recherche intitulé NAOMI³. Ce projet contient plusieurs thèmes relatifs à la télédétection d'hydrocarbures, à la sécurité des personnes et des installations, mais également à la protection de l'environnement. Pour caractériser à distance des émanations importantes de gaz naturel (*e.g.*

3. New Advanced Observation Method Integration

après une explosion), l'ONERA a proposé, en 2014, développer un système lidar hétérodyne fibré bi-fonction. Conceptuellement, ce choix permet d'envisager la mesure simultanée de la concentration de méthane et du champ de vent. Une première thèse, celle de [Benoit, 2017], a permis de concevoir un amplificateur laser fibré à $1.65 \mu m$ (correspondant à une résonance d'absorption du méthane), spécifiquement dédié au lidar.

C'est à partir de cet amplificateur que débute ce travail de thèse, dont l'objectif est la réalisation, la caractérisation et l'étude des performances du système lidar bi-fonction méthane/vent fibré. Ce manuscrit présente les travaux menés pour atteindre cet objectif au travers de cinq chapitres, dont je résume ici les points principaux :

- Le chapitre I, permet de situer le lidar hétérodyne fibré parmi les techniques déjà existantes pour la télédétection du méthane. L'intérêt de la mesure du champ de vent et de l'utilisation d'un système bi-fonction fibré, pour la caractérisation de fuites de méthane est mis en évidence.
- Le chapitre II pose les bases nécessaires à la compréhension du fonctionnement d'un lidar hétérodyne. Y figurent notamment les expressions du rapport porteuse à bruit, du rapport volumique de mélange du gaz mesuré par la technique DIAL, et de la vitesse radiale du vent.

Ces deux premiers chapitres servent à poser le contexte et les bases théoriques, les trois suivants exposent le travail réalisé au cours de cette thèse :

- Le chapitre III présente le développement et la caractérisation du prototype de lidar hétérodyne bi-fonction baptisé VEGA (« VEnt & GAZ »).
- Le chapitre IV présente, quant à lui, les différents outils numériques développés au cours de cette thèse. J'y expose notamment le fonctionnement de l'algorithme d'estimation de concentration de méthane et de vitesse du vent, à partir des signaux lidar bruts, mais également un outil de simulation des performances lidar.
- Finalement, le chapitre V présente les résultats expérimentaux et plus particulièrement ceux obtenus lors d'une campagne de mesure à laquelle j'ai participé en Octobre 2018. La perspective de la campagne a largement structuré ce travail thèse et son planning. Les résultats obtenus sont finalement mis en regard des simulations du quatrième chapitre et permettent alors d'extrapoler les performances du lidar à d'autres situations.

Chapitre I

Téledétection d'émanations de méthane : enjeux et état de l'art

Après une brève introduction générale, ce premier chapitre a pour objectif principal de contextualiser l'intérêt et le positionnement du système lidar développé au cours de cette thèse. Il s'agit plus particulièrement d'un lidar hétérodyne-DIAL fibré. Pour parvenir à cet objectif, une première partie détaille les problématiques majeures liées aux émanations de méthane pour un industriel. Je dresse dans une seconde partie, l'état de l'art des technologies permettant la caractérisation et l'identification de telles fuites. Cet état de l'art progresse d'une vue générale jusqu'aux capteurs lasers et, *in-fine* le lidar DIAL. En conclusion du chapitre, le choix d'un lidar hétérodyne-DIAL fibré est mis en regard de l'état de l'art.

Sommaire

I.1	Les enjeux liés aux fuites industrielles de méthane	4
I.2	Revue des techniques existantes dédiées à la détection du méthane	8
I.2.1	Panorama général	8
I.2.1.1	Capteurs ponctuels	8
I.2.1.2	Téledétection de gaz par mesure optique	9
I.2.2	Capteurs optiques passifs : caméras IR	11
I.2.3	Capteurs optiques actifs	13
I.2.3.1	Technologies lasers pour la téledétection du méthane	13
I.2.3.2	Capteurs lasers continus : TDLAS et WMS	20
I.2.3.3	Capteurs lasers impulsionnels : les lidars	23
I.2.4	Vers une mesure simultanée vent/gaz	26
I.3	Conclusion du chapitre	29

I.1. Les enjeux liés aux fuites industrielles de méthane

En 2007, le méthane est reconnu par le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC) comme l'un des gaz à effet de serre les plus importants [IPCC, 2013]. Bien que sa concentration actuelle dans l'atmosphère de notre planète soit environ 200 fois inférieure à celle du dioxyde de carbone, son potentiel de réchauffement global (PRG à 100 ans) est 25 fois supérieur¹. Les dynamiques futures prédites (e.g. le comportement du pergélisol [Zimov et al., 2006]) par la communauté scientifique pourraient faire peser, encore davantage, le méthane dans la balance. Aujourd'hui, la concentration moyenne de méthane s'avère supérieure à 1.8 ppm (partie par millions). Cette concentration a augmenté de 150% en comparaison de la période pré-industrielle [Kirschke et al., 2013], comptabilisant ainsi la part de l'augmentation liée à l'activité anthropique.

L'extraction et la transformation d'énergies fossiles comptent, quant à elles, pour 20% du budget global des émissions de méthane [Saunois et al., 2016]. En plus des émissions inhérentes à certaines installations (e.g. imbrûlés des torchères, ...), des fuites peuvent survenir sur des infrastructures. Il s'agit parfois d'émanations très conséquentes comme ce fût le cas lors de l'incident d'Aliso Canyon [Domonoske, 2016], à proximité de Los Angeles. Sans même considérer d'incidents, les émanations fugitives résultantes de l'industrie pétrolière aux États-Unis sont quantifiées par [Alvarez et al., 2018] : elles sont équivalentes à 2.3% de la production totale. De plus, [Farquharson et al., 2017] estiment que, à l'échelle de 20 ans, les émanations fugitives de méthane liées à la production de gaz naturel pourraient avoir un impact climatique similaire à celles des centrales à charbon². On peut également estimer les retombées économiques liées aux fuites. D'après [Larsen et al., 2015], un taux de perte estimé à 3% pour la production de gaz naturel engendre une perte annuelle de 30 milliards de dollars à l'échelle globale.

Pour un exploitant, il existe donc trois problématiques liées aux émanations de méthane : la sécurité, l'environnement et l'aspect économique. L'introduction a permis de présenter le scénario dit de l'accident majeur (Elgin, Deepwater Horizon) pour lequel ces problématiques sont exacerbées. La collection de données et la caractérisation de la fuite en temps réel s'avèrent, dans ce cas, cruciales.

Pour l'industriel, on peut citer deux quantités d'intérêt pour caractériser une fuite de gaz : les iso-contours de limite inférieure d'explosivité (LIE - équivalent à une concentration de 5%) ainsi que le débit Φ de la fuite, exprimé en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$. Le débit regroupe à la fois concentration et information sur la dispersion du panache (cf. figure I.1). Mathématiquement, il se définit comme le flux sur une surface S du produit entre la concentration massique du gaz ρ (g/m^3) et le vecteur vitesse du gaz (m/s) projeté sur la normale \vec{n} à la surface S . La vitesse du gaz est assimilable à celle du vent v si l'on néglige la vitesse d'éjection (i.e. on effectue une mesure suffisamment éloigné du point de fuite) et

1. https://www.bilans-ges.ademe.fr/documentation/UPLoAD_DOC_FR/index.htm?prg.htm

2. Cette affirmation suppose néanmoins un taux de pertes de l'ordre de 4 %

le déplacement vertical du panache (*i.e.* sa tendance à s'élever en l'absence de vent). L'équation et la figure suivantes décrivent ce concept de débit :

$$\Phi = \int_S \rho(\vec{r}) [\vec{v}(\vec{r}) \cdot \vec{n}] d\vec{r} \quad (I.1)$$

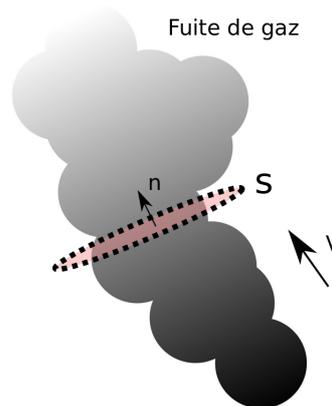


Fig. I.1: Débit d'une fuite de gaz à travers une surface S

Le projet NAOMI

Dans le cadre du projet conjoint à TOTAL et l'ONERA, une classification en trois scénarios de fuite a été établie. Les paramètres clés de ces derniers (comme le débit Φ , l'extension du panache, *etc.*), ainsi que le cahier des charges en terme de performances instrumentales sont présentés dans le Tableau I.1 à la page suivante :

1. Le premier cas de figure est un scénario de crise. Il implique une fuite « majeure » avec débit supérieur au kg.s^{-1} (*e.g.* après une détonation). Le panache possède une extension spatiale de l'ordre du km. Au sein du panache, on trouve une concentration élevée, potentiellement supérieure à la LIE localement. Il est souhaitable de mesurer la concentration avec une erreur relative de l'ordre de 10%. La gestion d'un tel évènement nécessite une télé-mesure à une portée souhaitable de l'ordre du km, à cause de l'évacuation potentielle du site concerné par l'évènement. La résolution spatiale de mesure est préférablement inférieure à 100 m. La caractérisation du panache se fait sur un temps de l'ordre de l'heure. Enfin, la localisation de la fuite n'est pas un point critique pour l'instrument, qui pourrait s'appuyer sur d'autres données à son arrivée sur les lieux de l'accident.
2. Dans le second scénario, il s'agit d'assurer la sécurité des installations et du personnel via le contrôle et l'identification des équipements endommagés (*i.e.* des points de fuite). La gamme de débits concernée est plus faible. Par conséquent, les spécifications en terme d'étendue du panache (la centaine de mètres), de portée (50 – 500 m), mais aussi de résolution spatio-temporelle de mesure (10 m et 5 min) sont réduites. La gamme de concentration d'intérêt reste toutefois la même : 10 à 100% de la LIE.

3. Le troisième scénario concerne le monitoring environnemental et des émanations fugitives. Elles sont de plus faibles débits, avec une limite basse de l'ordre de 1 g/s.

Au sein du projet NAOMI, un des objectifs de l'Onera et celui de ce travail de thèse est l'étude technique et la conception d'un dispositif capable de répondre aux spécifications du scénario #1. D'autre part, la capacité à répondre à un tel scénario nécessite le déploiement de l'instrument sur les lieux concernés (par bateau, hélicoptère, ...). Ainsi, la compacité, la robustesse, l'insensibilité de l'instrument à son environnement thermo-mécanique et sa capacité à être opérationnel dans la majorité des situations (sur terre, en mer, de jour comme de nuit), sont également des aspects importants qui vont fortement influencer le développement instrumental.

Nous allons voir, dans la section suivante, quelles sont les techniques permettant de répondre à un tel scénario.

Scénario	#1 : situation d'urgence	#2 : surveillance sur site	#3 : environnemental
Type de fuite	Explosion, fuite majeure	Contrôle d'équipements endommagés	Émanations fugitives
Débit (kg.s^{-1})	1 – 300	0.1 – 1	0.003 – 1
Site évacué	Oui	Non	Non
Résolution spatiale	< 100 m	10 m	?
Portée souhaitable	1 km	~ 50 – 500 m	50 – 500 m
Extension panache (m)	1000	50	Quelques m
Concentration d'intérêt	10-100 % LIE	10-100 % LIE	Quelques ppm
Vitesse de vent (m/s)	0-20	0-5	0-20
Précision relative	10 %	10 %	Non déterminée
Temps de mesure	1h	1 – 5 min	5 min
Localisation de la fuite	Moyen extérieurs	Autonomie	Autonomie

Tab. I.1: Description des performances instrumentales et besoins exprimés par TOTAL pour 3 scénarios de fuites de méthane établis dans le cadre du projet NAOMI

I.2. Revue des techniques existantes dédiées à la détection du méthane

I.2.1. Panorama général

Je présente tout d'abord un aperçu global des différentes techniques utilisées pour la détection de fuites de gaz. Une publication de P. Murvay datant de 2012 [Murvay and Silea, 2012] en dresse un inventaire très complet. La méthode de classement choisie dans cet article est présentée en Figure I.2. Elle permet de distinguer les techniques matérielles (parmi lesquelles on trouve, entre autres, capteurs optiques, acoustiques ou chimiques), logicielles et non-techniques. Les méthodes dites « non-techniques » peuvent par exemple faire appel aux facultés olfactives des chiens ou encore à l'utilisation de solutions savonneuses autour des pipelines³. Ce sont des méthodes uniquement qualitatives.

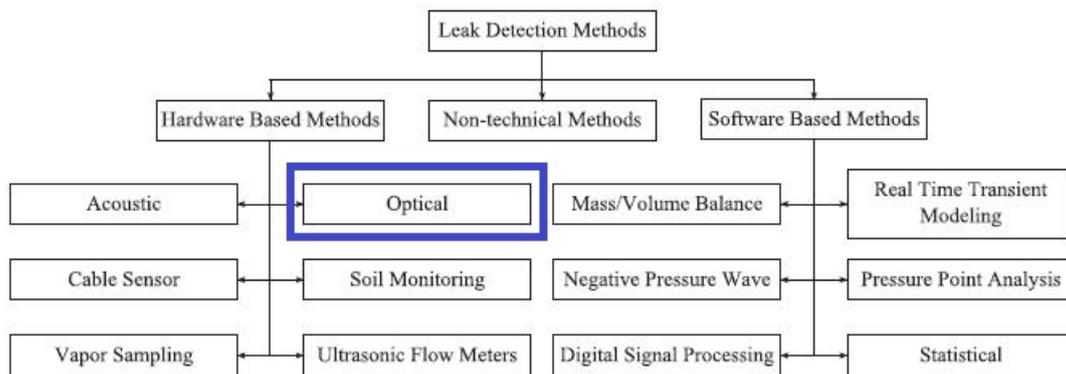


Fig. I.2: Organigramme des méthodes de détection de fuites de gaz - extrait de [Murvay and Silea, 2012].

I.2.1.1. Capteurs ponctuels

[Adegboye et al., 2019] décrivent, quant à eux, les méthodes dénommées « intérieures » comme nécessitant un contact physique avec l'infrastructure sous surveillance (type pipelines). C'est le cas de capteurs restituant des mesures température et/ou de pression. Des mesures distribuées peuvent être réalisées après l'installation préalable d'un réseau de capteurs. Les anomalies de température et de pression sont signatures d'une fuite de gaz. Cependant, lorsque qu'une fuite majeure survient, le protocole de sécurité peut exiger l'instauration d'une zone d'exclusion autour de l'accident. Il est donc difficile de quantifier la concentration du gaz cible, lorsque celui ci s'éloigne du point de fuite, avec des capteurs *in-situ*. C'est pourquoi nous allons nous concentrer uniquement sur les moyens de télédétection, pouvant intrinsèquement couvrir une

3. L'occurrence d'une fuite est alors révélée par la présence de bulles

plus grande zone et permettre une mesure à distance de sécurité des zones explosives.

Parmi les techniques de télédétection, on peut commencer par évoquer les capteurs acoustiques. Le principe du capteur est « d'écouter » le son produit par la fuite de gaz ou la réverbération d'un son émis par le capteur en direction de l'infrastructure. Cette technique rend même possible la localisation de la fuite en étudiant le délai entre le signal perçu par plusieurs capteurs géoréférencés. La mesure de l'amplitude acoustique permet également l'estimation de l'extension spatiale et du débit de la fuite. Cependant, le principal désavantage de ces capteurs réside dans le fait qu'ils sont affectés par l'environnement sonore dans lesquels ils sont placés. En effet, dans un environnement naturellement bruyant, le son produit par la fuite est susceptible d'être masqué [Murvay and Silea, 2012]. De plus, de tels capteurs ne sont pas sélectifs en ce qui concerne l'espèce chimique.

I.2.1.2. Télédétection de gaz par mesure optique

Il est également commun, d'après la littérature, d'utiliser des techniques optiques pour la mesure de concentration de gaz. [Hodgkinson and Tatam, 2012] en dressent un inventaire. Nous nous intéresserons, par la suite, uniquement à ces techniques. Cependant, nous ne discuterons pas des méthodes optiques nécessitant un prélèvement avant de réaliser la mesure comme c'est le cas pour la spectroscopie à cavité optique, en anglais, cavity ring-down spectroscopy, CRDS [Fawcett et al., 2002] ou encore les capteurs photo-acoustiques [Duquesnoy et al., 2018].

Parmi les techniques optiques ne nécessitant pas de prélèvement, on distingue deux catégories que nous allons détailler plus avant : les techniques actives et passives. On entend par technique active le fait que le rayonnement analysé est initialement émis par l'instrument lui-même. A l'inverse, la notion de technique passive sous-entend l'utilisation d'une source de rayonnement naturelle, comme par exemple le rayonnement de corps noir du fond atmosphérique ou de la scène. Dans les deux cas, la molécule cible est observée via sa signature spectroscopique, permettant de la discriminer d'autres espèces chimiques et de quantifier sa concentration.

Pour la télédétection de polluants par des méthodes optiques, trois types de signatures principales sont à considérer : la fluorescence, la diffusion Raman et les résonances d'absorption moléculaire. Les deux premières nécessitent l'excitation préalable (*i.e.* avec un laser) de la molécule cible et ne peuvent être observées qu'à l'aide de capteurs optiques actifs. De plus, les faibles sections efficaces⁴ (et leur dépendance chromatique) de diffusion Raman et de fluorescence nécessitent l'utilisation de systèmes laser de hautes énergies dans le domaine UV/visible et celle de détecteurs à comptage de photons. Ces derniers peuvent aisément être affectés par le signal lumineux

4. Quantité ayant la dimension d'une surface en m^2 et que l'on peut relier à la probabilité d'interaction lumière-matière (diffusion, absorption, fluorescence, ...)

de la scène naturelle, surtout en plein jour [Byer and Gaburny, 1973]. On notera par exemple le travail de [Veselovskii et al., 2019] sur la conception d'un lidar Raman pour la mesure du méthane. Néanmoins, les mesures présentées dans cette référence sont exclusivement effectuées de nuit.

Dans le cadre de ce manuscrit, on s'intéressera uniquement à la spectroscopie d'absorption, associée aux modes rovibrationnels moléculaires. On trouve principalement ces signatures dans l'infrarouge (de l'infrarouge proche à thermique $\lambda = 0.8 - 50 \mu m$). La gamme infrarouge est également une zone spectrale favorable pour la sécurité oculaire (EMP⁵ élevée).

Le principe général de la spectroscopie d'absorption est exposé ici. Un signal optique interagissant avec le gaz cible est plus ou moins transmis/absorbé en fonction de sa longueur d'onde λ d'après la loi de Beer-Lambert. En mesurant cette transmission, il est alors possible de remonter à la concentration du gaz. On appelle cette technique spectroscopie d'absorption directe. Supposons le gaz d'intérêt présent en concentration $n(z)$ (en molécules.m⁻³) sur une distance L, on a la transmission $T_\lambda(0, L)$:

$$T_\lambda(0, L) = \exp\left(-\int_{z=0}^L n(z)\sigma_{\text{abs}}(\lambda, z)dz\right) \quad (1.2)$$

La détermination de cette transmission permet de remonter à la valeur de la concentration n , en supposant toutefois cette dernière constante entre 0 et L et en connaissant la valeur de la section efficace d'absorption $\sigma_{\text{abs}}(\lambda, z)$, quantité discutée ci-après. Des simulations réalisées dans les conditions normales de pression et température, avec la base de données spectroscopiques HITRAN 2008 montrent la section efficace d'absorption du méthane dans la gamme 1 – 10 μm (cf. figure I.3). Dans le domaine proche et moyen infrarouge, les gammes spectrales pour lesquelles la section efficace d'absorption $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$ est la plus élevée sont (par σ_{abs} décroissantes) : 3.3 μm , 8 μm , 2.4 μm et 1.6 μm . Le domaine spectral présenté par la figure (1 – 10 μm) est typiquement, du fait de la présence de ces raies d'absorption, le domaine d'intérêt pour les technologies que nous allons évoquer par la suite.

De manière plus générale, le choix de la longueur d'onde (ou du domaine spectral) pour un capteur optique est régi par trois considérations majeures :

- la transparence atmosphérique, et par extension l'influence possible d'interférents (par exemple la vapeur d'eau dont le spectre est représenté en figure I.3)
- la maturité technologique des sources et/ou des détecteurs dans cette région spectrale
- la valeur de la section efficace d'absorption relativement à la portée et la sensibilité souhaitée pour l'instrument de mesure.

5. Exposition Maximale Permise

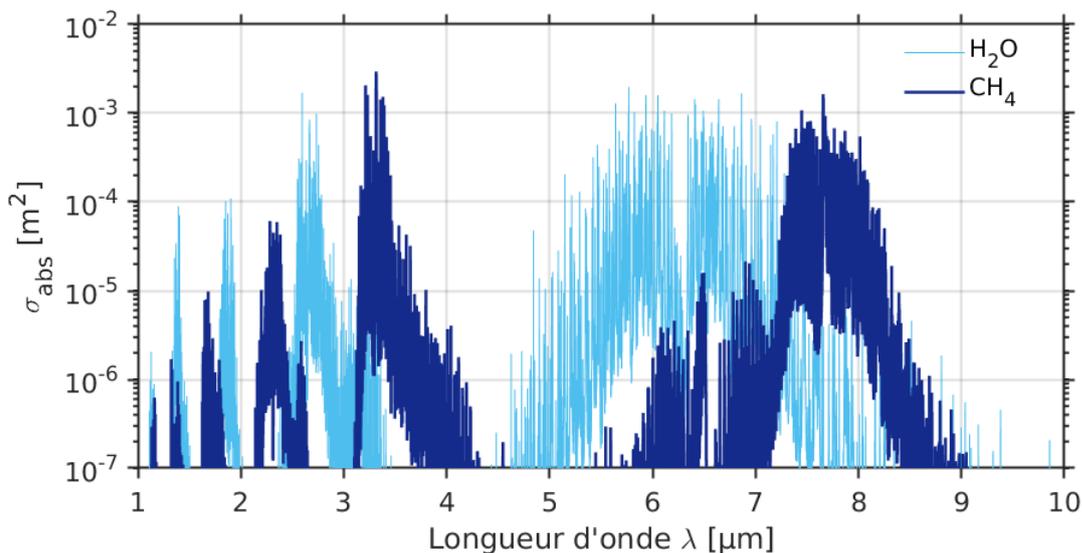


Fig. I.3: Section efficace d'absorption du méthane et de la vapeur d'eau entre 1 et 10 μm , calculées à partir des données spectroscopiques de la base [HITRAN 2008](#) avec une résolution $\Delta\lambda=1$ nm.

I.2.2. Capteurs optiques passifs : caméras IR

Les capteurs optiques passifs sont typiquement des caméras permettant de mesurer le rayonnement émis par une scène, dans différentes bandes spectrales. L'intensité de ce rayonnement est modifiée dans les bandes d'absorption du gaz lorsque celui-ci est présent dans la scène. En fonction du nombre de bandes analysées dans ces régions du spectre électromagnétique, et de l'étendue spectrale de ces bandes, on peut parler de caméra infrarouges multi-spectrales (quelques bandes larges) ou hyper-spectrales. Ces dernières produisent une image qui contient bien plus de données en raison du nombre élevé de bandes étroites [[Sabbah et al., 2012](#)]. Des filtres passe-bande sont utilisés afin de s'affranchir de tout le signal indésirable.

D'un point de vue applicatif, la compacité et la capacité d'imagerie rapide sont les atouts majeurs des caméras infrarouges. La figure [I.4](#) montre une caméra infrarouge de la société [Telops](#) déployée sur le terrain. Elle est dédiée à la détection de méthane. Ces instruments permettent également d'envisager des mesures aéroportées dans des zones peu accessibles. En terme de performances, les caméras infrarouges peuvent restituer des images en 2D d'un panache de gaz (avec une très bonne résolution transverse ~ 2 m à 1 km de distance dans [[Hulley et al., 2016](#)]). L'actualisation rapide de ces images permet une visualisation en temps réel. En résulte à la fois une excellente localisation du panache mais également la possibilité d'observer l'évolution de la fuite dans le temps et dans l'espace.

Cependant ces systèmes ont aussi des faiblesses. Tout d'abord, ils ne procurent pas résolution spatiale. la mesure nécessite généralement l'acquisition préalable d'une image de référence, sans panache de gaz incluant uniquement le rayonnement de la scène de fond. En présence d'un panache, l'information de concentration est alors in-



Fig. I.4: Hyper-Cam Methane de chez TELOPS

tégrée entre la caméra et le fond. De plus, la qualité de la mesure dépend du contraste thermique entre cette image de référence et le panache de gaz. En pratique, un bon contraste thermique n'est pas toujours assuré. La figure I.5 illustre ce point, qui est le défaut conceptuel majeur des caméras infrarouges pour la détection de gaz (voir l'annexe A pour plus de détails sur cette notion de contraste thermique).

La qualité de la mesure dépend également de l'intervalle de temps entre l'acquisition de(s) l'image(s) de référence et celle(s) contenant le panache de gaz. Dans un cas opérationnel où l'acquisition préalable d'une image de référence s'avère difficile, il est possible d'estimer les propriétés de la scène de fond en utilisant l'image contenant un panache. Mais dans ce cas, la qualité de la mesure dépend de la fiabilité de cette estimation. De plus, [Sabbah et al., 2012] font état des interférences possibles liées à la présence d'autres gaz, et notamment de vapeur d'eau, qui peut induire un biais de mesure ou limiter la sensibilité avec la distance.

Dans de bonnes conditions de mesures, et bien que la concentration restituée soit intégrée, il est possible de calculer le débit de la fuite avec une caméra multi ou hyper-spectrale, moyennant des hypothèses sur la géométrie du panache. Pour cela, il faut cependant disposer de données vent collectées par un autre instrument à proximité [Safitri et al., 2011] (par exemple un lidar Doppler ou un anémomètre sonique). Sur une série de cas test, [Doz et al., 2018] présentent des mesures du débit de lâchers de méthane contrôlés à l'aide d'une caméra infrarouge hyperspectrale. La distance d'observation est inférieure à la centaine de mètres. L'erreur s'avère inférieure à 2 g.s^{-1} pour 80% des lâchers effectués. Les auteurs font cependant état du besoin de disposer d'une station météo annexe pour quantifier la concentration de vapeur d'eau, nécessaire à l'inversion des signaux, et pour mesurer le vent. Lorsque le contraste thermique est satisfaisant, la capacité des caméras IR à identifier un panache en temps réel en fait d'excellentes candidates pour répondre au scénario NAOMI #2 (surveillance d'installations). En revanche, le manque de résolution longitudinale et la dépendance de la portée à la présence de vapeur d'eau sont susceptibles de ne pas satisfaire entièrement les besoins du scénario #1.

I. Télédétection d'émanations de méthane : enjeux et état de l'art

Cas 1 : Contraste thermique favorable Cas 2 : Contraste thermique défavorable

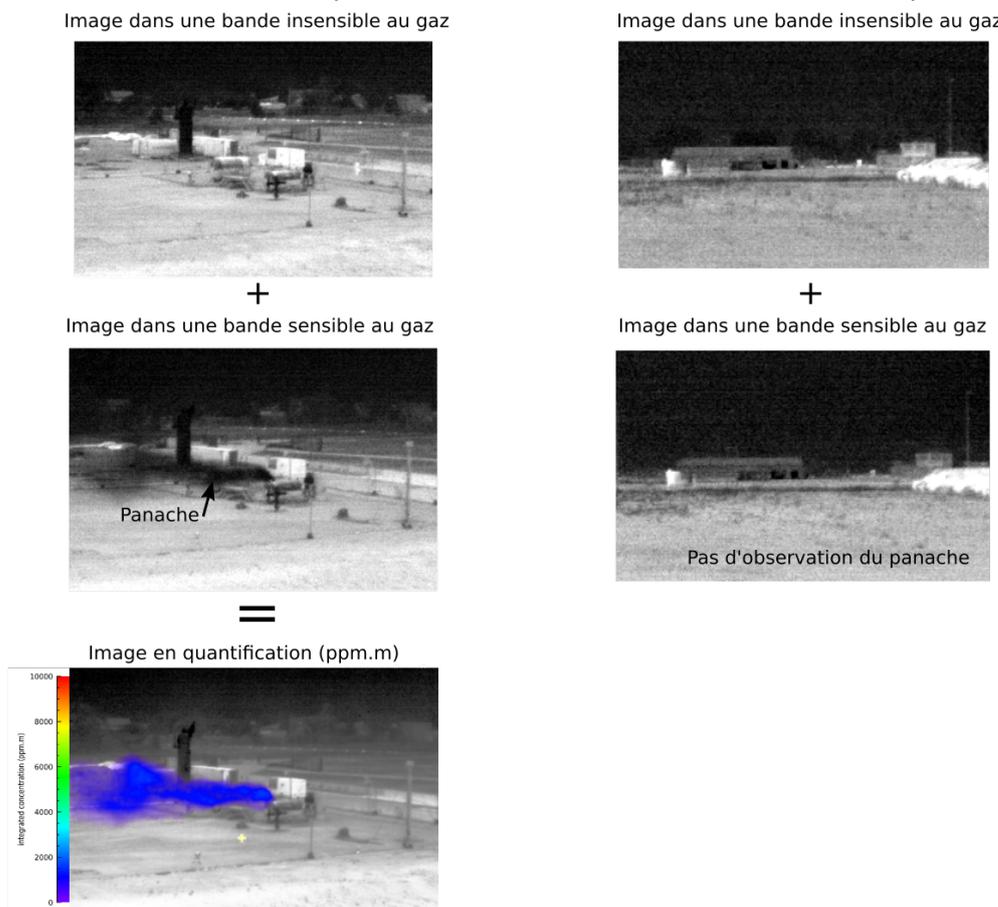


Fig. 1.5: Images obtenues avec une caméra infrarouge hyperspectrale lors de lâchers de méthane contrôlés. Cas 1 : le contraste thermique entre le sol et le panache est important et la concentration intégrée peut être calculée. Cas 2 : le contraste thermique entre l'atmosphère et le panache est insuffisant pour observer la fuite. Images fournies par Pierre-Yves Foucher (pierre-yves.foucher@onera.fr)

I.2.3. Capteurs optiques actifs

Après avoir souligné les avantages, mais aussi les inconvénients des caméras infrarouges dans le cadre applicatif de ce travail de thèse, nous allons maintenant évoquer les capteurs optiques actifs. Ces capteurs s'appuient sur les propriétés de la lumière laser. Celle-ci est caractérisée par sa directivité et sa monochromaticité. Elle permet la conception de systèmes de télédétection sélectifs pour un gaz donné, ayant une faible (parfois même négligeable) sensibilité au fond atmosphérique, offrant donc une couverture temporelle accrue.

I.2.3.1. Technologies lasers pour la télédétection du méthane

Les performances d'un capteur optique actif dépendent directement des propriétés de la source laser qu'il embarque, et trois d'entre elles sont particulièrement impor-

tante :

- Le régime temporel : l'utilisation d'une source émettant en régime continu (CW) ne permet pas d'envisager une mesure résolue le long de la ligne de visée. À l'inverse, une source délivrant des impulsions de durée τ_p permet d'obtenir, par mesure du temps de vol, des profils longitudinaux avec une résolution $\Delta z = c\tau_p/2$.
- L'énergie émise : elle conditionne l'obtention d'un rapport signal à bruit propice à la mesure. Celui-ci est proportionnel au produit de l'énergie émise et de la réflectivité de la cible. Pour obtenir un rapport signal à bruit identique, une mesure dans l'atmosphère nécessite d'avantage d'énergie qu'une mesure sur cible solide, de réflectivité supérieure.
- La longueur d'onde λ : la réalisation de capteurs optiques actifs dédiés à la spectroscopie d'absorption nécessite l'émission d'une onde électromagnétique dont la longueur d'onde correspond à des résonances du gaz cible. λ détermine à la fois l'absorption du gaz cible et des autres espèces (*i.e.* la transmission atmosphérique, la présence d'espèces chimiques interférentes). La longueur d'onde est également un paramètre important pour les considérations de sécurité oculaire.

Des sources lasers dédiées à la mesure du méthane ont été conçues très tôt. Par exemple, dès 1965, [Bradley Moore, 1965] parvient à obtenir un rayonnement cohérent à 3.39 μm continu (CW) en insérant du méthane dans une cavité optique d'un laser hélium-néon. Il évoque alors la possibilité d'utiliser un système bi-longueur d'onde, qu'il développe. Une des longueurs d'onde d'émission correspond à une résonance d'absorption de méthane dans le proche infrarouge et l'autre constitue une référence.

« *This laser source of two close frequencies provides an extremely sensitive method of detecting methane. In the absence of interfering absorbers, the relative transmission of the beam at the two frequencies gives the concentration of methane* » - [Bradley Moore, 1965].

Toutefois, d'autres technologies, plus efficaces ou plus pratiques ont été développées depuis. Nous allons, en nous appuyant sur la figure 1.6, en dresser un rapide panorama.

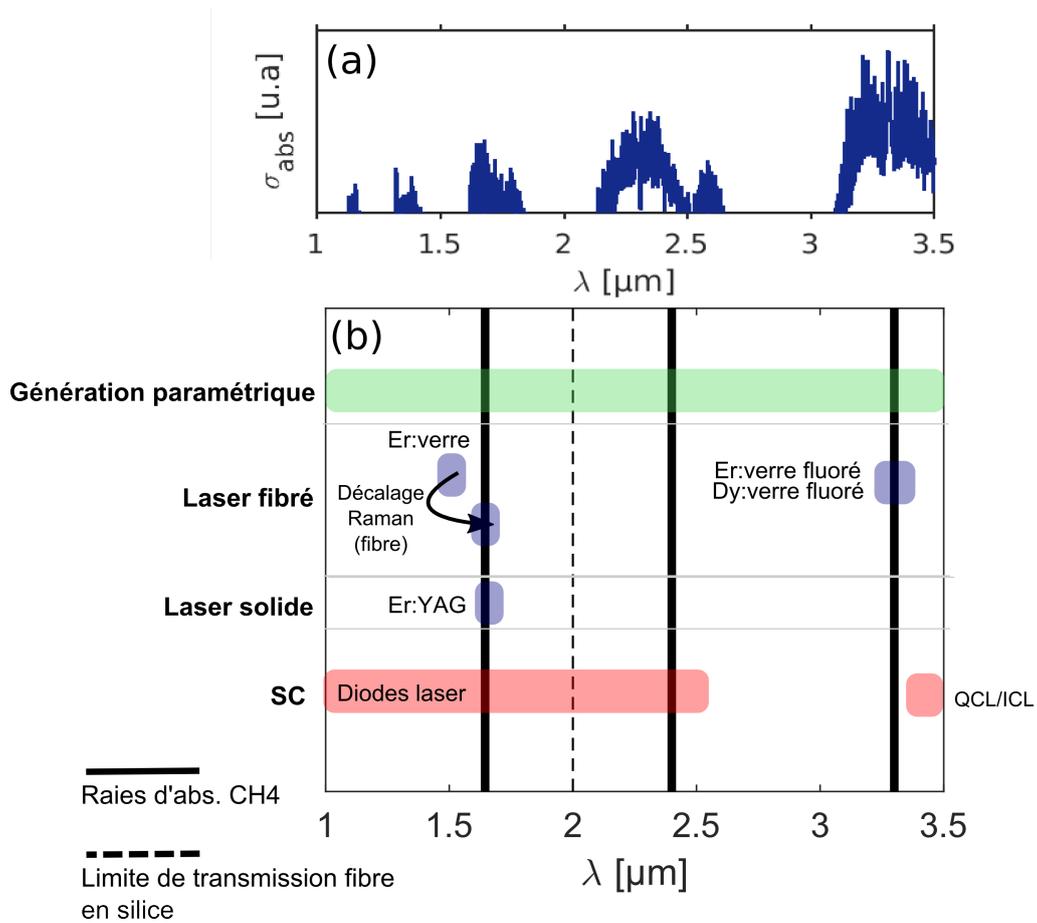


Fig. 1.6: (a) section efficace d'absorption du méthane (b) schéma représentatif de la disponibilité des sources lasers dans le proche infrarouge et coïncidences avec les résonances d'absorption de méthane. Le trait pointillé symbolise la limite de transmission de la silice qui compose les fibres optiques

Les matériaux semi-conducteurs (SC)

Les diodes lasers (DL) sont des composants optoélectroniques largement disponibles commercialement. Au fil des années, ces sources lasers semi-conductrices ont connu des améliorations significatives (en comparaison des lasers à gaz notamment), en terme de coût, de fiabilité et compacité. Elles donnent également accès à une large gamme de longueurs d'onde, de l'infrarouge proche ($1.6 \mu m$, notamment InGaAs) jusqu'à l'infrarouge thermique ($8 \mu m$) lorsque l'on inclut dans cette famille les lasers à cascade quantique (QCL) [Maamary et al., 2016]. Généralement, l'énergie émise par ces composants, en régime continu, s'avère faible. Utilisés seuls, ces composants sont donc inadaptés à une mesure spatialement résolue dans l'atmosphère. Néanmoins, les DL sont de bonnes candidates pour l'injection d'un amplificateur. De plus, il existe des diodes lasers accordables permettant des formats de modulation en fréquence pour lesquelles les amplitudes d'accordabilité typiques sont comparables à celles des largeurs de raies d'absorption des gaz⁶.

Génération et amplification paramétrique

Certaines longueurs d'onde d'intérêt pour la spectroscopie d'absorption de polluants industriels, d'agents toxiques ou de gaz à effet de serre (notamment du méthane) sont peu ou mal couvertes avec les lasers solides (cristaux et fibres). La génération paramétrique est une des techniques les plus communes pour la montée en énergie dans ces gammes spectrales. En considérant à la fois différentes longueur d'onde de pompe, matériaux non linéaires et type d'interactions (somme, différence, doublage de fréquence, etc..), de tels systèmes peuvent couvrir efficacement la gamme $1-4 \mu m$ [Dherbecourt et al., 2015]. Ce principe permet donc de concevoir des oscillateurs paramétriques optiques (OPO) et/ou des chaînes d'amplification (OPA) en régime pulsé. Ils permettent d'atteindre les performances nécessaires⁷ à la télémessure de l'espèce considérée et d'envisager des portées grandissantes [Barrientos Barria et al., 2013]. Néanmoins, puisqu'il s'agit de montages optiques en espace libre, l'alignement peut s'avérer sensible. [Livrozet et al., 2014] et [Riris et al., 2012] font par exemple mention de difficultés mécaniques rencontrées lors de mesures aéroportées. La conception thermo-mécanique de sources/chaînes d'amplifications paramétriques demande une attention toute particulière, pour prévenir dilatations thermiques et vibrations susceptibles de causer un désalignement, et donc une réduction des performances en fonctionnement.

Lasers à état solide pompé par diodes : Er³⁺ :YAG

La littérature fait également état de l'utilisation de lasers à état solide pompé par diode. Le milieu amplificateur est constitué d'ions Erbium dans une matrice YAG (Er³⁺ :YAG). Pompé à $1.53 \mu m$ ou $1.47 \mu m$, un tel matériau possède les caractéristiques spectroscopiques nécessaires à une inversion de population autour de $1.6 \mu m$. Les performances de tels systèmes sont encourageantes. À titre d'exemple, [Ye et al., 2016] font état

6. typiquement des dizaines de GHz

7. on parle typiquement de dizaines de mJ à une cadence de quelques dizaines Hz

d'une énergie de 4.7 mJ par impulsion et une fréquence de répétition de 200 Hz. La largeur de raie est de 2.52 MHz. [Chen et al., 2019] estiment que, en comparaison des OPO, ces sources sont davantage efficaces et compactes. Cependant, [Burns et al., 2018] mentionnent des efforts conséquents à fournir pour lutter, là aussi, contre les risques de désalignements et d'instabilités de la cavité laser.

Lasers et amplificateurs à fibres

Nous venons de voir que la principale faiblesse technique des OPO et des lasers Er^{3+} :YAG est la présence de nombreuses optiques en espace libre pouvant rendre difficile le maintien d'un alignement optimal sur le long terme. C'est une difficulté dont on peut s'affranchir avec l'utilisation de lasers fibrés, au sein desquels l'onde est guidée [Shi et al., 2014]. En comparaison des OPO, les lasers fibrés peuvent délivrer des impulsions de plus faible énergie mais avec une cadence de répétition plus élevée, et donc des puissances moyennes souvent comparables. En effet, dans une fibre, la lumière est extrêmement confinée. La grande densité d'énergie surfacique peut causer, plus rapidement que dans un cristal, l'apparition d'effets non-linéaires indésirables qui limitent l'énergie en sortie. Cependant, un plus haut ratio surface/volume permet une meilleure dissipation thermique et, par conséquent, des cadences de répétition plus élevées. De plus, les systèmes fibrés permettent d'obtenir, en règle générale, de très bonnes qualités de faisceau.

Pour la télédétection du méthane cependant, aucun des ions classiquement utilisés pour la conception de fibres optiques actives permettant l'amplification d'un signal optique (Er, Yb, Ho, ...) ne présente suffisamment de gain dans les gammes spectrales correspondant aux raies d'absorption. Par exemple, l'ion erbium (Er^{3+}) ne présente pas (ou peu) de gain optique au-delà de $1.6\text{-}\mu\text{m}$. De plus, les fibres télécoms en SiO_2 possèdent une transmission qui se voit dégradée par l'apparition de transitions multiphonons pour $\lambda > 1.7\ \mu\text{m}$. Ces mêmes transitions limitent l'efficacité de fibres actives dans la même gamme spectrale. Une autre solution est alors envisagée par [Mitchell et al., 2009]. L'idée est de concevoir un amplificateur fibré mettant à profit un effet d'optique non-linéaire : la diffusion Raman stimulée (SRS) [Agrawal, 2000]. En injectant un amplificateur Raman pompé à $1.55\ \mu\text{m}$, avec une diode laser, [Mitchell et al., 2009] parviennent à générer 1 W à $1.65\ \mu\text{m}$ en régime continu. S'appuyant sur cette idée mais l'étendant à un régime impulsionnel, [Benoit, 2017] a développé, au cours de sa thèse, un amplificateur Raman permettant d'obtenir des impulsions de 100 ns, d'une dizaine de μJ à une cadence de répétition de 20 kHz. C'est cet amplificateur qui sera utilisé au sein du lidar développé au cours de cette thèse, nous y reviendrons au chapitre III.

Enfin, pour concevoir des lasers fibrés émettant au-delà de $3\ \mu\text{m}$, il existe également des travaux récents consistant à introduire un dopage Er^{3+} ou Dy^{3+} dans des fibres en verre fluoré. [Fortin et al., 2016, Wang et al., 2019] montrent la réalisation d'un laser émettant autour de $3.3\ \mu\text{m}$ en continu (1.5 W) et en régime femtoseconde. En comparaison des fibres en SiO_2 communément utilisées dans les télécommunications, celles

I.2. Revue des techniques existantes dédiées à la détection du méthane

en verre fluoré présentent toutefois une maturité technologique inférieure et souffrent, pour la réalisation d'un système lidar fibré, d'un manque de composants clés, comme les coupleurs monomode par exemple.

Le tableau ci-après résume les performances, avantages et inconvénients des lasers évoqués au sein de cette partie.

Type [Ref.]	Région(s)	Perfs. (exemple)				+	-
		E_p	PRF	Δf	τ_p		
OPO/OPA [Amediek et al., 2017] [Veerabuthiran et al., 2015]	1.6 μm 3.3 μm	10 mJ 6 mJ	50 Hz 10 Hz	50 MHz ?	20 ns 6 ns	Énergie Accès λ	Alignement
Er ³⁺ :YAG [Ye et al., 2016]	1.6 μm	4.7 mJ	200 Hz	2.52 MHz	250 ns	Énergie	Alignement Stabilité
Semi conducteurs InGaAsP [Uehara and Tai, 1992]	1.6 μm	7 mW CW				Compacité	Énergie CW
Amplificateur Raman (fibre) [Mitchell et al., 2009]	1.6 μm	1 W CW				Auto-aligné	Non-linéarités CW
Dy ³⁺ :FG [Wang et al., 2019]	3.3 μm	CW/ f_s				Auto-aligné	Matériaux peu éprouvés
Er ³⁺ :FG [Fortin et al., 2016]							

Tab. I.2: Technologies lasers adaptées à la télédétection du méthane : performances, avantages et inconvénients.

I.2.3.2. Capteurs lasers continus : TDLAS et WMS

Près d'une vingtaine d'années après l'idée initiale de [Bradley Moore, 1965], [Uehara, 1985] et [B. Grant, 1986] montrent un exemple de l'application du laser hélium-néon bi-longueurs d'onde à la détection de méthane. Dans cette dernière publication, il est directement question de la caractérisation d'émanations de méthane (depuis des pipelines enterrées ou dans une décharge) après installation préalable de rétro-rélecteurs autour de la scène. Les auteurs démontrent la possibilité d'obtenir la concentration intégrée de méthane entre l'instrument et les réflecteurs, et ainsi de détecter une fuite.

Principe de mesure

Pour des capteurs dédiés à la détection de gaz à base de diodes lasers, on parle généralement de TDLAS⁸. Le principe de la TDLAS, illustré figure I.7, est le suivant : on vient moduler à la fréquence f_{mod} la longueur d'onde d'émission d'une diode laser autour d'une raie d'absorption du gaz d'intérêt. À chaque instant t dans la séquence correspond une longueur d'onde $\lambda(t)$. On peut par exemple appliquer une modulation sinusoïdale ou un simple créneau (*i.e.* fonctionnement à 2 longueurs d'onde). En fonction du format de modulation, on peut aussi trouver le terme WMS⁹, qui correspond généralement à une modulation sinusoïdale rapide couplée à l'utilisation d'une détection synchrone [Rieker, 2009].

Après mise en forme, on dirige le faisceau laser sur une cible dure placée à une distance L (sol, bâtiment où encore rétro-rélecteur placé en conséquence). La partie du signal diffusée est collectée puis analysée.

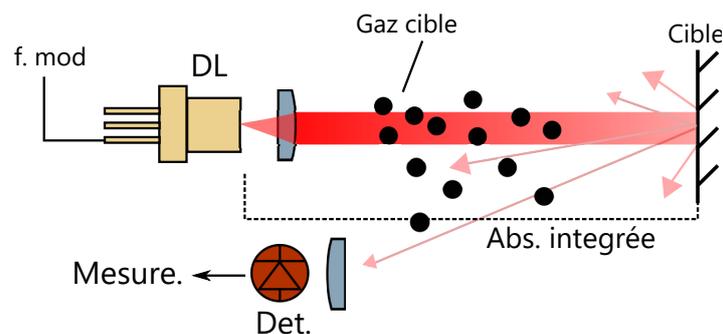


Fig. I.7: Principe générale de la mesure de gaz intégrée par WMS

Développements systèmes et discussion

On peut constater une grande évolution technique, depuis les lasers semi-conducteurs refroidis à l'hélium émettant autour de $7 \mu\text{m}$ [Koga et al., 1985, Reid and Sinclair, 1985] jusqu'aux systèmes fonctionnant à température ambiante [Uehara and Tai, 1992, Iseki

8. Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy

9. Wavelength Modulation Spectroscopy

I. Télédétection d'émanations de méthane : enjeux et état de l'art

et al., 2000] émettant autour de $1.6 \mu\text{m}$. Aujourd'hui, en ce qui concerne le marché de l'industrie pétrolière, il existe des systèmes commerciaux de mesure de gaz portatifs avec des lasers scannants pour afficher une image, notamment le Remote Methane Leak Detector [Frish, 2014] de la société PSI (figure 1.8b). Ils permettent à un opérateur de sonder une scène et d'y repérer une concentration intégrée supérieure au fond atmosphérique. D'autres systèmes commerciaux sont fixes mais à balayage et ont été développés pour la surveillance de fuites, la zone d'intérêt étant préalablement programmée. C'est le cas du « Laser Monitoring System » de la société Pergam qui peut détecter une fuite de méthane à l'aide d'une cible dure à 150 m (figure 1.8a). De plus, les mêmes entreprises se dirigent vers l'implémentation de ces capteurs sur drone (RMLD Sentry dans le cadre du programme « ARPA-e monitor » chez PSI et Laser Methane Copter chez Pergam).

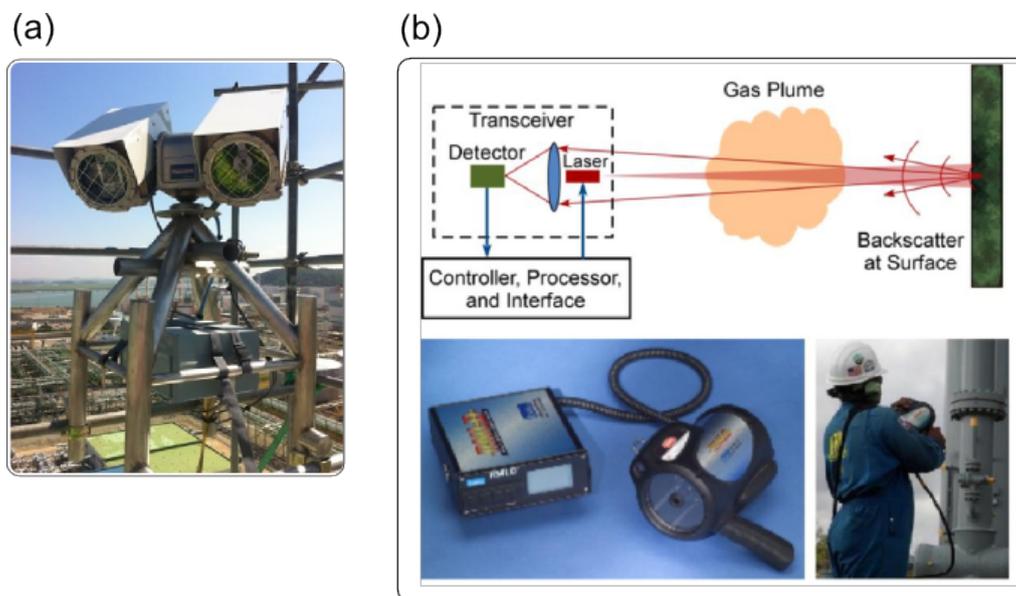


Fig. 1.8: Quelques systèmes commerciaux utilisant des lasers continus à $1.65 \mu\text{m}$ pour sonder la concentration intégrée de méthane sur un trajet jusqu'une cible topographique (a) tirée du site <http://www.pergam-suisse.ch/en/> : Laser Monitoring System (b) Tirée de [Frish, 2014]. PSI : Remote Methane Leak Detector

D'autres systèmes, toujours basés sur le même principe général de mesure, s'avèrent plus complexes. C'est le cas du système **GreenLite** développé par la société Harris. Initialement pensé pour la mesure du dioxyde de carbone, [Dobler et al., 2017a] font état d'une adaptation du système permettant de réaliser des mesures du fond atmosphérique depuis le sol ($\pm 10 - 15 \text{ppb}$ - parties par milliard), sur des trajets de l'ordre de quelques centaines de mètres. Le système est capable de quantifier de très faible(s) débit(s) (0.1g.s^{-1}) mais cela demande de disposer de données de vent procurées par un anémomètre sonique installé conjointement.

Il est important de noter que sans système de balayage du faisceau laser, ce type de capteur restitue conceptuellement la même mesure qu'un unique pixel d'une caméra infrarouge : une mesure à une dimension, intégrée sur le chemin entre le capteur et la cible. Les capteurs laser continus n'offrent pas de résolution longitudinale. C'est

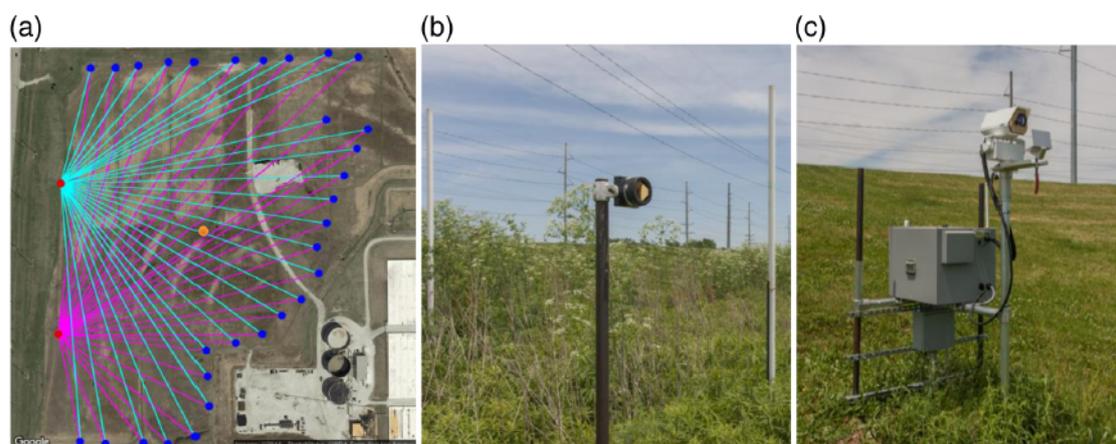


Fig. I.9: Disposition du système *GreenLite* durant une campagne de mesure du dioxyde de carbone dans l'Illinois (a) Site et disposition du système (points bleus : rétro-rélecteurs ; rouges : émetteur(s) (co-localisé avec le(s) récepteur(s)) (b) un rétro-rélecteur (c) un émetteur. Tirée de [Dobler et al., 2017b].

pourquoi des méthodes tomographiques sont utilisées pour reconstruire des cartographies 2/3D de la concentration mesurée [Thorpe et al., 2017]. Cette méthode confère à ces systèmes une certaine résolution spatiale mais cela nécessite, non plus l'installation d'un rétro-rélecteur, mais bien d'un réseau complet de ces derniers (figure I.9). Tous les trajets entre l'émetteur et les rétro-rélecteurs doivent évidemment être dégagés. Une telle installation pourrait difficilement être envisagée dans un scénario post-détonation, notamment dans un environnement *off-shore*.

I.2.3.3. Capteurs lasers impulsionnels : les lidars

Afin d'obtenir des instruments capables de fournir une mesure intégrée avec une portée supérieure et surtout une mesure résolue, l'utilisation d'instruments lidar implémentant des sources impulsionnelles de forte puissance crête est privilégiée. Voici les exemples de systèmes lidars qui constituent l'état de l'art au démarrage de ma thèse.

Absorption différentielle : principe de mesure

Une technique très représentée dans la littérature pour la télé-mesure de gaz par lidar est la technique DIAL (pour « Differential Absorption Lidar »). Dans sa version la plus simple, cette technique consiste à sonder une scène avec des impulsions optiques à deux longueurs d'onde : on-line et off-line [Byer and Gaburny, 1973]. Le rayonnement on-line est absorbé par le gaz cible alors que le rayonnement off-line l'est peu (ou moins) et constitue une référence. La propagation de ces deux longueurs d'onde, généralement assez proches, ne diffère que par l'absorption de l'espèce cible. On collecte ensuite le signal diffusé (par les composants de l'atmosphère, le sol, rétro-rélecteur etc...) et la normalisation du signal on-line par le signal off-line permet d'accéder à la concentration de gaz. Cette technique est formalisée au sein du chapitre suivant. La mesure par absorption différentielle est auto-référencée : elle ne nécessite pas de calibration préalable pour obtenir la concentration absolue du gaz cible. En fonction du support de la diffusion (particules ou cible surfacique), on parlera par la suite de RRDA (« Range-Resolved Differential Absorption ») pour une mesure résolue et de IPDA (« Integrated-Path Differential Absorption ») pour une mesure intégrée. Il est important de mentionner la dépendance de la mesure RRDA à l'état de l'atmosphère, et notamment de la densité d'aérosols, susceptible de varier dans le temps et l'espace.

De tels systèmes peuvent répondre à un ou plusieurs besoins en fonction de leurs spécifications. [Refaat et al., 2013] évoquent la possibilité de mesures IPDA et/ou RRDA du méthane depuis le sol, un avion ou même un drone. En ce sens, il s'agit d'instruments adaptés au monitoring d'une situation de crise.

Identification et caractérisation de sources de méthane par lidar

Au printemps 2015, [Amediak et al., 2017] réalisent, avec succès, des tests aéroportés d'un lidar dédié à la mesure du méthane et du dioxyde de carbone nommé CHARM-F. Les auteurs font état de la capacité de CHARM-F à localiser une source d'émission (en l'occurrence une bouche de ventilation d'une mine de charbon) et également d'estimer le débit en couplant les données IPDA aux données vent provenant d'une station météo locale ou de prédictions numériques. Pour le(s) conduit(s) de ventilation, le débit est alors estimé à $\sim 300 \text{ g.s}^{-1}$, une estimation qualifiée par les auteurs de « raisonnable », comparativement à des rapports mensuels de débit. La majorité de l'erreur relative sur le débit ($\sim 66\%$) est due à l'incertitude sur la mesure de vent.

[Bartholomew et al., 2017] présentent les résultats issus d'une campagne aéroportée embarquant un lidar IPDA. L'instrument repose sur une source Er^{3+} :YAG. Les auteurs parlent d'une sensibilité légèrement au dessus du niveau atmosphérique à des altitudes de vol de 800 – 1300 m et parviennent à identifier des panaches de méthane. Ils mentionnent de plus que la sensibilité est limitée par les vibrations de l'aéronef et leur impact sur le système.

[Ikuta et al., 1999] font quant à eux mention de mesures RRDA à $1.67 \mu\text{m}$ de la concentration de méthane dans un tube à une distance de 130 m, avec une résolution spatiale de 15 m. Le lidar embarque un OPO spécialement développé.

Le National Physical Laboratory a réalisé des mesures avec un instrument DIAL sur plus d'une trentaine de décharges en France, au Royaume-Uni et aux États-Unis. Leur lidar est embarqué dans un camion. Le système laser est décrit comme « une combinaison de lasers Nd :YAG, de lasers à colorants et différents étages non-linéaires » [Gardiner et al., 2017]. Il fonctionne à $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$, avec une énergie de $\sim 10\text{mJ}$ et une cadence 10 Hz. La procédure de mesure opte pour un système de balayage discret du faisceau, interceptant les éventuels panaches en différents points. Le temps d'accumulation par ligne de visée est de 1-2 min, conduisant à une mesure totale de 10–20 min pour 10 à 15 lignes de visées. Le système est placé aussi bien que possible en fonction de la direction du vecteur vent¹⁰ \vec{v} . Un mât météo préalablement déployé permet de mesurer ce vecteur à différentes hauteurs, correspondant à celle des lignes de visées, permettant ainsi l'estimation du débit (cf. figure I.10). L'instrument et la procédure s'avèrent ainsi adaptés pour déduire la localisation d'une source d'émission (la résolution longitudinale de mesure est de 10-30 m) ou discriminer plusieurs sources. De plus, aucune hypothèse sur la dispersion du panache et sa géométrie n'est nécessaire à l'estimation du débit Φ . [Innocenti et al., 2017] évoquent une portée allant de 400 à 1000 m.

Une équipe de l'Institut Lumière Matière (ILM) de Lyon a développé une méthode appelée « Optical Similitude Absorption Spectroscopy » [Anselmo et al., 2016] avant de l'appliquer à une mesure lidar (OSAS-Lidar). La méthode OSAS consiste en une mesure différentielle avec un spectre large (à l'échelle d'une raie d'absorption). L'inversion des signaux tient alors compte d'une version spectralement intégrée de la loi de Beer-Lambert. La source, fonctionnant autour de $1.6 \mu\text{m}$ consiste en plusieurs étages d'amplification non-linéaire initialement pompés par un laser Ti :Sa. [Galtier et al., 2018b] démontrent des mesures intégrées (0-100 m) dans un tube rempli de méthane. En considérant la longueur du tube (6 m) et pour un temps d'accumulation de 1sec, les auteurs évoquent ± 250 ppm d'erreur aléatoire. Puisque le spectre d'émission est large au regard des raies d'absorption, le contraste est faible : la méthode OSAS est donc plutôt adaptée à la détection d'une forte concentration. Les auteurs évoquent finalement la possibilité de réaliser des mesures résolues ainsi que des mesures de débit, en couplant les données OSAS-lidar avec des données de vent procurées par un capteur annexe.

10. Pour remonter au débit total, le lidar doit observer le panache au travers de la surface normale au vent

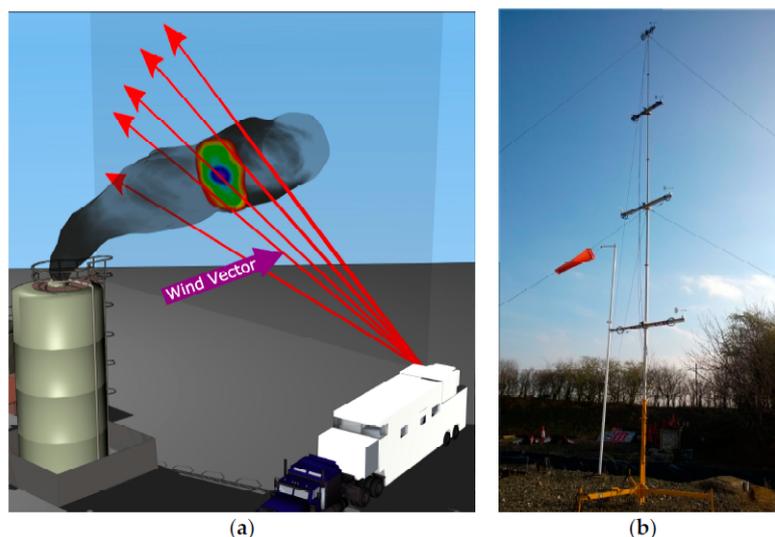


Fig. I.10: (a) Schéma de la procédure de mesure du débit en combinant les données RRDA et les vecteurs vent utilisé par le NPL pour la caractérisation de fuite de méthane (b) exemple d'un mât météo utilisé pour mesurer le vent à différentes hauteurs. Figure tirée de [Innocenti et al., 2017]

Lidars IPDA pour la mesure du méthane atmosphérique depuis l'espace

Afin d'améliorer les modèles climatologiques, le principal besoin relatif au méthane est l'acquisition de données dont la précision permet de quantifier de faibles écarts au ~ 1.8 ppm du fond atmosphérique. Ces écarts révèlent la présence de sources, réservoirs et de dynamiques de transport de méthane à la surface, à l'échelle régionale. Fruit d'une collaboration franco-germanique entre le CNES¹¹ et le DLR¹², la mission MERLIN (MEthane Remote sensing LIdar missionN) a pour finalité la mise en orbite d'un satellite intégrant un lidar IPDA pour la quantification des sources de méthane depuis l'espace (cf. figure I.11), à l'horizon 2022/25. L'objectif de la mission MERLIN est d'améliorer la précision et la couverture (en terme de latitudes et de saisons) des mesures relativement à celles procurées par les systèmes d'observation passifs (*in-situ* et en orbite) utilisés actuellement [Ehret et al., 2017, Pierangelo et al., 2016].

En 2011, forts de l'expertise acquise au cours des projets CHARM, [Fix et al., 2011] proposent l'utilisation d'amplificateurs et d'oscillateurs paramétriques optiques pour la conception d'une source laser répondant aux spécifications de la mission MERLIN¹³. Le système laser fonctionne en l'occurrence à des longueurs d'onde on et de $1.6456 \mu m$ et $1.6459 \mu m$ respectivement. Nous verrons que le lidar développé au cours de cette thèse utilise les mêmes longueur d'onde, mais avec un laser fibré.

11. Centre National d'Etudes Spatiales

12. Centre allemand pour l'aéronautique et l'astronautique

13. On constate, par ailleurs, au travers de la littérature, que les développements systèmes les plus matures sont des systèmes DIAL qui reposent sur l'avancée des sources optiques paramétriques [Dawsey et al., 2015]

I.2. Revue des techniques existantes dédiées à la détection du méthane

En 2015, [Riris et al., 2017] du centre de vol spatial Goddard de la NASA (GSFC) réalisent des tests aéroportés d'un lidar méthane dont l'émetteur se base également sur la génération paramétrique optique. Ces tests sont également destinés à servir de démonstrateur pour la mesure du méthane depuis l'espace.

Le lecteur intéressé peut retrouver plus de détails sur ces systèmes dans un tableau résumé figurant dans [Wagner et al., 2016].

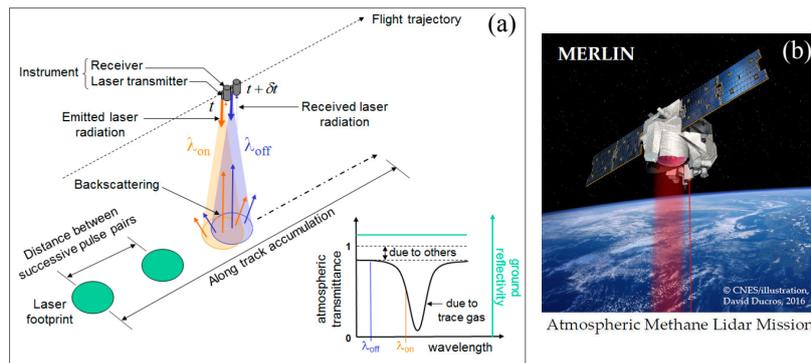


Fig. I.11: (a) Schéma de principe de la technique IPDA extrait de [Ehret et al., 2017] (b) vue d'artiste de la mission MERLIN

I.2.4. Vers une mesure simultanée vent/gaz

Plusieurs exemples cités plus haut (le lidar du NPL, CHARM-F, les caméras IR, ...) ont permis d'illustrer l'intérêt de la mesure du champ de vent pour l'estimation du débit d'une fuite/source de gaz. Plusieurs procédures de mesure du débit couplent un capteur dédié au gaz et un capteur dédié au vent (e.g. lidar DIAL et un mât météo). La mesure de vent peut également être réalisée à l'aide de lidars Doppler cohérents. [Menzies and Hardesty, 1989, Hill, 2018].

En mesurant le décalage Doppler f_d du signal lidar diffusé par les constituants de l'atmosphère (aérosols, molécules), il est possible d'en déduire la projection du vecteur vent sur la ligne de visée de l'instrument. Dans le domaine optique, à l'aide d'un interféromètre, il est difficile¹⁴ de résoudre directement des écarts de fréquence de l'ordre de f_d (environ $1 \text{ MHz}/(\text{m/s})$ à $1.65 \mu\text{m}$). Une telle mesure nécessite un pouvoir de résolution conséquent. En revanche, en utilisant un schéma de détection hétérodyne, pour lequel on observe les interférences du champ diffusé avec un champ de référence, la tension aux bornes du détecteur possède directement une composante oscillant à la fréquence f_d dans le domaine radiofréquence. On peut ainsi déterminer plus facilement la vitesse radiale de la cible, ou pour l'atmosphère, celle du vent.

14. Mais pas impossible - [She et al., 1992] avec des systèmes lidars dits « à haute résolution spectrale » (HSRL). C'est d'ailleurs ce type de systèmes (dans l'UV), qui a récemment été mis sur orbite dans le cadre de la mission ADM-Aeolus de l'Agence Spatiale Européenne [Reitebuch et al., 2009]. Celle-ci est destinée à mesurer la vitesse du vent depuis l'espace.

I. Télédétection d'émanations de méthane : enjeux et état de l'art

Il est également possible reconstruire le vecteur vent \vec{v} en utilisant plusieurs angles de mesure (et donc plusieurs projections) [Lhermitte, 1961] : on appelle cette technique « Velocity Azimuth Display » (VAD).

En terme de développement instrumental, la maturité des systèmes lidars Doppler a évidemment progressé conjointement à l'évolution des technologies lasers, détecteurs et de traitement du signal. Alors que les premiers lidars Doppler utilisaient des lasers à gaz (10.6 μm), ou à cristaux (2 μm) [Targ et al., 1996] présentant un encombrement certain, de nombreux systèmes actuels optent pour la technologie fibrée garantissant la compacité, la robustesse et l'auto-alignement des instruments. Il existe aujourd'hui divers systèmes commerciaux, comme le **Wind Cube** de la société *Leosphère* ou encore les lidars **ZX300** (précédemment **Zéphyr**) de la société *ZXLidars* garantissant des portées de mesure allant de plusieurs hectomètres jusqu'à quelques km. Présentant un système d'une architecture similaire, [Dolfi-Bouteyre et al., 2016] font état d'une portée de 16 km à l'aide d'amplificateurs fibrés de haute performance. Compte tenu de leurs performances et de leur robustesse, de tels systèmes trouvent naturellement leur(s) application(s) dans l'industrie, l'éolien, la météo et le climat ou encore l'aviation.

Dès 1975, [Inaba and Kobayasi, 1975] évoquent la possibilité d'utiliser un schéma de détection hétérodyne pour augmenter le rapport signal à bruit d'un système DIAL dans l'IR, à l'époque limité par les performances des détecteurs. On parlera dans ce manuscrit de lidar hétérodyne-DIAL (H-DIAL). A la fin de cette publication il est question d'accéder à d'autres paramètres atmosphériques, et justement de mesurer la vitesse du vent avec le même système.

« It seems also feasible to extend this technique to the measurement of several meteorological parameters such as atmospheric temperature, humidity, visibility, and wind velocity. »

En 1998, [Weibring et al., 1998] évoquent la même idée mais font part de certaines réserves :

« In principle, it should be possible to use the same laser setup for both DIAL and wind measurement, but since the best geometry and directions are different, this is difficult in practice. The measurements also have to be timeshared between the two modes, and simultaneous monitoring of the concentration distribution and wind field is not possible »

L'argument sur la géométrie optimale de mesure, différent pour la mesure du champ de vent et celle de la concentration, reste vrai (cf. figure 1.12). En effet, l'estimation du débit s'effectue via la mesure de la concentration sur une surface S et du vecteur vent normal à cette dernière. Appelons \vec{n} le vecteur normal à cette surface S et \vec{w} un vecteur unitaire représentant la direction de la ligne de visée lidar. Le produit scalaire $(\vec{w} \cdot \vec{n})$ vaut $\cos(\alpha)$. La mesure de vent, par décalage Doppler, se limite à la projection sur la LDV lidar : on mesure $\vec{v} \cdot \vec{w}$. Avec une LDV fixe, si $\alpha = \pi$ alors on mesure la

I.2. Revue des techniques existantes dédiées à la détection du méthane

bonne projection de vent ($\vec{v} \cdot \vec{n}$) mais la concentration répartie sur la surface n'est pas accessible. Si $\alpha = \pi/2$ c'est exactement l'inverse. Il existe donc un compromis en fonction de α , or cet angle n'est pas, a priori, connu et est susceptible de varier dans le temps selon la météo. Cette discussion explique notamment la raison pour laquelle les mesures de débit de méthane réalisées par le NPL (camion lidar) nécessitent un placement stratégique du lidar relativement au sens du vent.

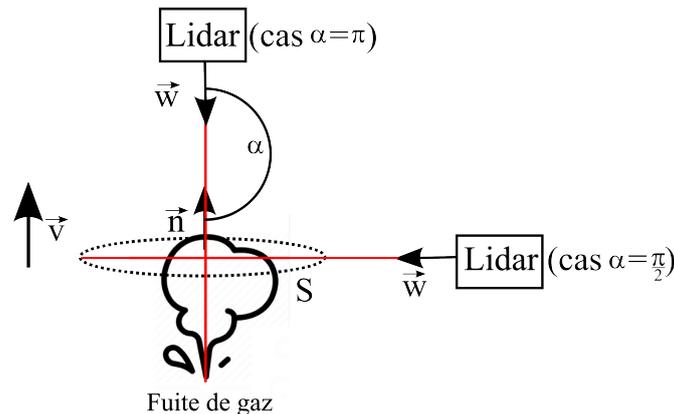


Fig. I.12: Géométrie de mesure pour la mesure simultanée du vent et de la concentration de gaz pour un panache

La meilleure stratégie est donc de parcourir une excursion angulaire. Elle permet de reconstruire le vent par VAD¹⁵ et de scanner la surface S et le panache. Cette procédure de mesure s'avère pertinente, moyennant des hypothèses d'homogénéité de la masse d'air sur la scène étudiée lors de la mesure. Une telle homogénéité n'est pas toujours vérifiée sur des temps courts, surtout à proximité du sol (*i.e.* turbulences). Cependant, on peut faire l'hypothèse qu'elle l'est sur des échelles de temps plus grandes. On peut alors restituer des mesures pertinentes sur des temps d'accumulation de l'ordre de la minute.

Concernant la simultanéité des mesures DIAL et vent, des travaux de [Gibert et al., 2006] décrivent l'architecture et le principe de fonctionnement d'un système H-DIAL pulsé. Ils implémentent une source laser solide Ho,TM :YLF à $2 \mu m$ dédiée à la mesure du dioxyde de carbone. Dans le cas où les phénomènes observés sont stationnaires à l'échelle du temps de mesure, le système mesure simultanément, et de manière résolue dans l'espace, la vitesse de vent et la concentration en dioxyde de carbone, et ce sur des portées kilométriques (0-2 km). Il est alors possible d'effectuer des mesures de flux de dioxyde de carbone dans la couche limite de l'atmosphère. Préalablement à ce travail de thèse, il n'existait cependant, à notre connaissance, aucun instrument H-DIAL développé spécifiquement pour la mesure de méthane, et qui plus est en technologie fibrée.

15. On peut envisager une excursion angulaire de $\pm 15^\circ$ pour reconstruire \vec{v} [Augere et al., 2019]

I.3. Conclusion du chapitre

L'état de l'art dressé au cours de ce chapitre (et résumé au sein du Tableau I.3 de à page suivante) a permis de discuter d'une très riche instrumentation déjà existante, dédiée à la télédétection de fuites de méthane. J'ai notamment évoqué les caméras infrarouges offrant compacité, bonne résolution transverse et la capacité de visualisation en temps réel d'un panache. Des capteurs compacts embarquant des lasers continus sont, quant à eux, adaptés à la surveillance des sites. Enfin les lidars DIAL permettent d'obtenir résolution longitudinale et portée de mesure accrue. En considérant les forces et faiblesses de chacun des instruments présentés, les avantages attendus d'un lidar bi-fonction hétérodyne-DIAL fibré, pour répondre aux spécifications du scénario de crise majeure sont les suivants :

1. être a priori **adapté à la caractérisation à distance de fuites sur le terrain**, dans un scénario opérationnel (système embarqué), en tirant profit de la compacité, **l'insensibilité accrue à l'environnement thermo-mécanique et la nature auto-alignée de la technologie fibrée**.
2. l'utilisation d'un schéma de détection hétérodyne permet la conception d'un **instrument bi-fonction**, capable de mesurer simultanément la concentration de **méthane** (par la technique DIAL) et la vitesse de **vent** (Doppler). La collection simultanée de ces deux données brutes permet d'envisager une nouvelle **approche autonome de l'estimation du débit d'une fuite de méthane**, ne nécessitant pas de disposer d'un second capteur (*e.g.* un mât météo, un anémomètre sonique, ...).
3. être sélectif au méthane, la mesure DIAL étant une mesure spectroscopique.
4. procurer **des mesures résolues** le long de l'axe de l'instrument avec un laser impulsionnel, permettant la localisation d'un panache sur ce même axe avec une portée kilométrique envisageable, en fonction notamment des performances du système laser.

Avant de rentrer dans le détail technique du démonstrateur réalisé au cours de cette thèse, le chapitre suivant expose les principes fondamentaux de fonctionnement d'un lidar hétérodyne-DIAL impulsionnel.

	Technique	Résolution longitudinale	Estimation du débit ϕ	Notes	Références
 Caméra TELOPS	CAMÉRAS IR MULTI/ HYPERSPÉCTRALES	- Mesure intégrée	-Nécessite capteur annexe pour \vec{v}	+ Résolution transverse + Visionnage en temps réel + Compact - Influence de la vapeur d'eau	[Doz et al., 2018] [Sabbah et al., 2012]
 Système GreenLite	CAPTEURS LASER CW	- Mesure intégrée o Possible avec méthodes tomographiques	-Nécessite capteur annexe pour \vec{v}	+Compact +Mise en oeuvre +Peu coûteux -Nécessite une cible	[Dobler et al., 2017b] [Thorpe et al., 2017] [Frish, 2014]
 Spectrum instr.	LIDARS (DIAL, OSC)	+Utilisation d'impulsions (e.g. : 4m [Innocenti et al., 2017]) o Intégrée pour applications environnementales	- Nécessite capteur annexe pour \vec{v}	-Alignement laser (OPO) ++Portée	[Gardiner et al., 2017] [Galtier et al., 2018a] [Amediek et al., 2017] [Dherbecourt et al., 2019]
 Lidar Doppler fibré ONERA	LIDAR H-DIAL FIBRÉ	+Utilisation d'impulsions	+ Autonome en principe bi-fonction vent & gaz	+ Compact et auto-aligné (fibre) - Énergie limitée* (fibre) + Portée	[Cézard et al., 2016]

Tab. I.3: Tableau résumé sur les capteurs optiques pour la télédétection de fuites de méthane ; positionnement du lidar bi-fonction H-DIAL

* en comparaison d'une chaîne laser OPO/OPA

Chapitre II

Lidar hétérodyne-DIAL pulsé : théorie et statistique du signal

Ce chapitre détaille la manière dont fonctionne un lidar hétérodyne-DIAL (H-DIAL), solution dont l'intérêt pour la télédétection de fuite de méthane a été présenté au chapitre précédent. Après une brève introduction générale sur les lidars, l'expression de la puissance optique collectée par un lidar atmosphérique est présentée. Cette équation ainsi que l'introduction du rapport porteuse à bruit nous sont utiles pour établir les expressions d'intérêts dans le cadre de ce travail de thèse : celles de la concentration de gaz (DIAL) et de la mesure vent (Doppler). Une deuxième partie vise quant à elle à se munir d'un modèle analytique du rapport signal à bruit qui nous sera utile pour modéliser le bilan de liaison de l'instrument et ses performances. Finalement, une troisième section traite de la statistique du signal et vise à obtenir une expression de l'erreur sur la mesure de concentration envisagée par lidar H-DIAL.

Sommaire

II.1	Mesure DIAL/Doppler par lidar hétérodyne	33
II.1.1	Expression de la puissance optique P_s collectée par un lidar atmosphérique	33
II.1.2	Expression du photocourant aux bornes du détecteur	36
II.1.2.1	Cas d'un schéma de détection directe	36
II.1.2.2	Cas d'un schéma de détection hétérodyne	37
II.1.3	Mesure DIAL de la concentration d'un gaz par lidar hétérodyne	39
II.1.4	Mesure Doppler de la vitesse radiale de vent par lidar hétérodyne	42
II.2	Modélisation du rapport porteuse à bruit	44
II.2.1	Expression de la puissance de courant hétérodyne $\sigma_{i_H}^2$	44
II.2.1.1	Propagation des champs électromagnétiques	45
II.2.1.2	Expression de $i_H(t)$ dans le plan de la cible et discussion	45

II.2.1.3	Calcul de puissance de courant hétérodyne	46
II.2.2	Puissance de courant de bruit $\sigma_{i_B}^2$	47
II.2.3	Simplification de l'expression du CNR	48
II.2.3.1	Hypothèse de champs gaussiens non-tronqués	48
II.2.3.2	Expression simplifiée du CNR dans l'approximation des champs gaussiens non-tronqués et discussion	49
II.3	Statistique du signal lidar	51
II.3.1	Speckle transverse	51
II.3.2	Speckle et fluctuations du CNR instantané	51
II.3.3	Influence sur l'erreur de mesure DIAL	54
II.4	Conclusion du chapitre	56

II.1. Mesure DIAL/Doppler par lidar hétérodyne

Comme le montre la figure II.1, un système lidar se compose d'une source laser, d'un système de mise en forme du faisceau via des optiques adaptées (focalisation notamment), d'un système optique de collection (téléscope) et d'une chaîne de détection et du traitement du signal. Dans l'architecture la plus simple, les optiques de réception et d'émission sont confondues. On parle alors de configuration mono-statique. La source laser génère des impulsions et le photo-détecteur reçoit le signal diffusé par la cible, située à une distance z , au bout d'un temps τ . Puisque l'on connaît la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique (notée c), la mesure de ce temps de vol $\tau = 2z/c$ permet de localiser la cible sur la ligne de visée. C'est le principe de l'écho-localisation.

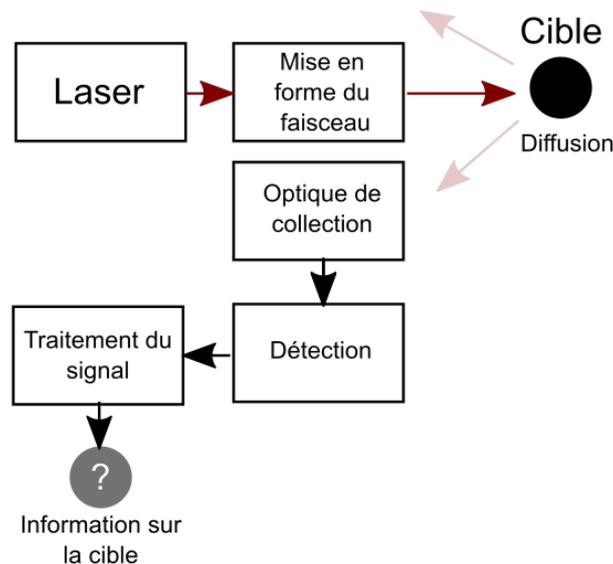


Fig. II.1: Principe général d'un instrument lidar

II.1.1. Expression de la puissance optique P_s collectée par un lidar atmosphérique

Paramètres de la diffusion

En raison de sa faible longueur d'onde λ , l'onde électromagnétique générée par une source laser est susceptible d'interagir avec de petits objets. Elle est continûment diffusée par les composants de l'atmosphère : particules en suspension et/ou molécules. Dans ce cas, on décrit l'intensité de la diffusion, dans un angle solide donné et par mètre de propagation¹, par le coefficient de diffusion atmosphérique β exprimé en $m^{-1}.sr^{-1}$. Ce dernier dépend de la concentration de diffuseurs (m^{-3}) et de la section

1. Contrairement à une cible surfacique, il s'agit là d'une cible volumique et, par conséquent, la longueur d'interaction doit être considérée

efficace de diffusion (m^2). Le coefficient β possède une certaine distribution angulaire. Pour une mesure lidar, on s'intéresse au coefficient de rétro-diffusion β_π (*i.e.* vers le système de collection de l'instrument). Un lidar qui s'appuie sur la diffusion de la lumière par les composants de l'atmosphère est désigné comme « lidar atmosphérique ».

Le régime de diffusion est différent en fonction de la valeur typique du ratio λ/a où a représente la dimension des diffuseurs. On distingue deux régimes de diffusion, celui de Rayleigh et celui de Mie.

Cas $\lambda/a \gg 1$: régime de Rayleigh

Décrivant la diffusion de la lumière par les atomes et les molécules, ce régime de diffusion est élastique (*i.e.* sans modification de l'amplitude du vecteur d'onde \vec{k}). On peut montrer que la puissance diffusée par unité d'angle solide évolue comme λ^{-4} . Les longueurs d'onde les plus courtes (UV, bleue) sont donc davantage diffusées. La polarisation est conservée et la cohérence temporelle de ce processus de diffusion est régie par la théorie cinétique des gaz.

Cas $\lambda/a \sim 1$: régime de Mie

Il décrit la diffusion de la lumière par les particules en suspension dans l'atmosphère (aérosols, gouttelettes, cristaux de glace, ...). La description de ce régime est mathématiquement plus complexe. Une description analytique nécessite d'effectuer une hypothèse de sphéricité des diffuseurs (pour des particules non-sphériques, la théorie de Mie n'est qu'en première approximation). De plus, dans ce régime, la distribution angulaire de β s'avère fortement anisotrope, globalement piquée vers l'avant. La dépendance chromatique de la diffusion Mie est plus faible que pour le régime de Rayleigh. L'interaction mène à un élargissement spectral limité à quelques centaines de kHz, car les particules en suspension possèdent une statistique de vitesse resserrée (en comparaison du régime de Rayleigh) autour de la vitesse du vent. Si on considère le cas de diffuseurs sphériques, l'état initial de polarisation est également conservé. Les résultats prédits par la théorie de Mie tendent vers ceux prédits par la théorie de Rayleigh pour des diffuseurs de petit diamètre.

Dans le cas où l'on considère une distribution de particules réaliste (à l'aide de la base de données OPAC² par exemple), on observe, dans l'infrarouge proche, quelques décades de plus en terme de coefficient de rétrodiffusion dans la couche limite de l'atmosphère en faveur du régime de Mie relativement au régime de Rayleigh. La contribution de la diffusion de Rayleigh est donc négligeable dans cette région spectrale. C'est le régime de Mie qui va donc nous intéresser au cours de ce manuscrit. En pratique, la valeur de β est sensible aux variations spatio-temporelles de la concentration et/ou du type de diffuseurs présents. En régime de Mie, ces disparités peuvent engendrer une variabilité d'environ une décade du coefficient de diffusion d'un jour à l'autre. La

2. Optical Properties of Aerosols and Clouds

portée et les performances d'un instrument lidar s'appuyant sur la diffusion particulière sont donc grandement dépendantes de la composition de l'atmosphère lors de la mesure.

Extinction par diffusion et « lidar ratio »

Au cours de la propagation, il faut aussi tenir compte de l'extinction par diffusion, c'est à dire toute l'énergie perdue par diffusion dans les autres directions de l'espace³. Ces pertes sont quantifiées par le coefficient de pertes linéiques α , exprimé en m^{-1} . On définit communément le « lidar ratio » comme $\alpha\beta_\pi^{-1}$. Dans l'infrarouge proche et en moyenne temporelle, dans la troposphère, sous nos latitudes, ce ratio est proche de 50 (valeur issue d'un calcul réalisé avec la base de données *OPAC*).

Résolution longitudinale du lidar

Considérons une impulsion laser de durée τ_p et un profil d'impulsion $P_0(t)$ en sortie du système laser. Tout au long de sa propagation dans l'atmosphère cette onde est diffusée et absorbée. Une partie, quantifiée par le coefficient β_π , du rayonnement diffusé, se re-dirige vers l'instrument. La puissance P_s alors reçue sur l'optique de collection à tout instant t correspond à la diffusion par un volume d'atmosphère, illuminé à un temps antérieur. Si on considère ce volume centré à la distance z , on peut alors écrire $z = c\tau_{ar}/2$ avec τ_{ar} le temps d'aller et retour à la distance z (c'est à ce temps que l'on observe l'interaction).

Pour un instant d'observation τ_{ar} donné, on observe, sans discernement, le signal rétrodiffusé provenant des distances $z_- = c\tau_{ar}/2 - \tau_p/4$ et $z_+ = c\tau_{ar}/2 + \tau_p/4$. On définit $\Delta z = z_+ - z_-$, qui correspond à la limite basse de la résolution longitudinale de l'instrument tel que :

$$\Delta z = c\tau_p/2 \quad (\text{II.1})$$

Équation lidar

En plus des paramètres déjà évoqués (β , α , τ_p), le calcul de la puissance collectée par un lidar atmosphérique suite à l'éclairement d'un volume d'atmosphère par le laser nécessite également de considérer :

- la transmission atmosphérique $T_\lambda(0, z)$ (cf. Eq.I.2) (terme qui comprend l'information sur l'absorption du gaz cible)
- les paramètres de collection comme l'angle solide d'observation du volume Az^{-2} (où A est l'aire de la lentille de collection), K la transmission instrumentale, et $\gamma(z)$ le recouvrement entre les champs de vue émission et réception (compris entre 0 et 1).

3. En ce sens, α et β_π sont deux quantités interdépendantes

On peut alors écrire, par intégration sur une profondeur Δz , la puissance reçue à chaque instant par le détecteur.

$$P_{s_\lambda}(t) = K^2 \int_{\Delta z=c\tau_p/2} P_0(t - \tau_{ar}) \frac{A}{z^2} \beta_{\pi_\lambda} T_\lambda^2(0, z) \gamma(z) dz \quad (II.2)$$

En faisant l'hypothèse que les paramètres varient peu sur l'intervalle Δz et, en remarquant que $\tau_p P_0 \simeq E_p$ (l'énergie par impulsion en sortie du laser), on obtient l'équation lidar : [Megie and Menzies, 1980] :

$$P_{s_\lambda}(z) = K^2 E_p \frac{c}{2} \times \frac{A\gamma(z)}{z^2} \times \beta_{\pi_\lambda}(z) T_\lambda^2(0, z) \quad (II.3)$$

Les paramètres composant cette équation sont résumés au sein du Tableau II.1 :

Paramètres instrumentaux et géométriques		
E_p	Énergie par impulsion	J
τ_p	Durée de l'impulsion laser	s
A	Surface de l'optique de collection	m ²
K	Transmission du système (Cas monostatique)	
γ	Facteur de recouvrement	
Paramètres atmosphériques		
β_π	Coefficient de rétro-diffusion du milieu de propagation	m ⁻¹ .sr ⁻¹
T	Transmission du milieu de propagation	

Tab. II.1: Paramètre de l'équation lidar (Eq.II.3)

II.1.2. Expression du photocourant aux bornes du détecteur

II.1.2.1. Cas d'un schéma de détection directe

De manière rigoureuse, on écrit le courant aux bornes du photodétecteur, possédant une réponse quadratique en champ, comme l'intégrale sur sa surface sensible Σ_{det} du carré du module du champ incident \tilde{E}_s . Dans l'Eq.II.4, ε et μ sont respectivement les permittivité et perméabilité diélectrique du milieu de propagation. η_q représente le rendement quantique (probabilité de conversion photon/électron) sur la surface sensible du détecteur. La constante de Planck est notée h et i_B représente les sources de bruits en détection directe (bruit du détecteur, rayonnement parasite, ...). On considérera la normalisation suivante $\frac{1}{2}\varepsilon_0 c \int_{\Sigma} |\tilde{E}(\vec{r})|^2 d\vec{r} = P$ de manière à faire apparaître P_s . Cette normalisation est conservée par la suite.

$$\begin{aligned}
 i(t) &= \eta_q e \lambda (hc)^{-1} \times \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \times \left(\int_{\Sigma_{\text{det}}} (|\vec{E}_s(\vec{r}, t)| dS) \right) + i_B(t) \\
 &= \eta_d \times P_s + i_B(t)
 \end{aligned}
 \tag{II.4}$$

Par la suite, on écrit la sensibilité du détecteur comme $\eta_d = \eta_q e \lambda (hc)^{-1}$. Elle s'exprime en $A.W^{-1}$. e est la charge de l'électron,

II.1.2.2. Cas d'un schéma de détection hétérodyne

Nous avons néanmoins vu, au premier chapitre, qu'un schéma de détection hétérodyne est classiquement privilégié [Dolfi-Bouteyre et al., 2016] pour la mesure du champ de vent. C'est le schéma de détection retenu pour ce travail de thèse. Le schéma (figure II.2) décrit le principe de fonctionnement d'un lidar hétérodyne.

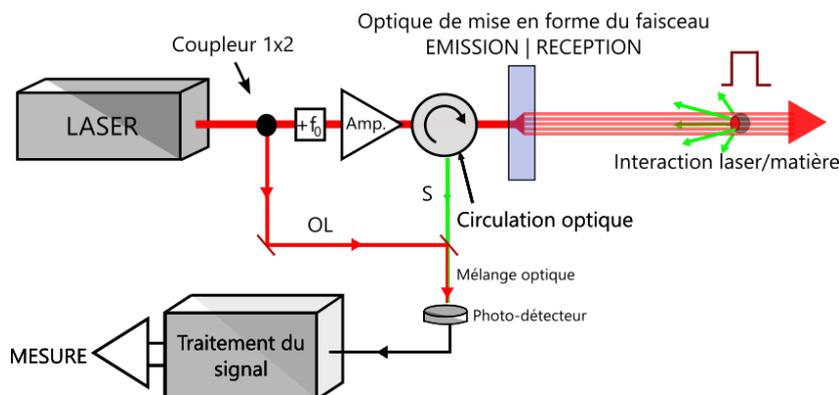


Fig. II.2: Schéma général du fonctionnement d'un lidar hétérodyne

L'onde de référence ou « oscillateur local » (OL) est prélevée au laser maître à l'aide d'un coupleur 1 vers 2. La seconde partie non-prélevée est quant à elle amplifiée, sculptée sous forme d'impulsions optiques et décalée en fréquence d'une quantité f_0 (de l'ordre de plusieurs dizaines de MHz). On appelle cette fréquence la « fréquence intermédiaire ». Ce décalage permet notamment de s'affranchir des contributions de bruit à basse fréquence de la chaîne de détection (en f^{-1}), mais également de connaître le signe de la vitesse relative de l'objet sondé par rapport à l'instrument. Ces impulsions viennent ensuite éclairer les particules de l'atmosphère. Après interaction avec un volume d'atmosphère, le signal rétrodiffusé (voie S) est collecté via le même système optique qu'à l'émission (configuration monostatique). Le champ optique⁴ diffusé \vec{E}_s est finalement mélangé avec le champ d'oscillateur local \vec{E}_{ol} . Il s'agit d'une méthode interférométrique, donc sensible à la phase du champ. Dans ce cas, on peut écrire le courant aux bornes du détecteur comme l'intégrale sur sa surface sensible Σ_{det} du carré du module de la somme des champs \vec{E}_{ol} et \vec{E}_s :

4. On note $\vec{E}(r, t) = E(r, t)e^{j\varphi(t)}$

$$i(t) = \eta_d \times \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \times \left(\int_{\Sigma_{\text{det}}} \left(|\tilde{E}_{ol}(\vec{r}, t)|^2 + |\tilde{E}_s(\vec{r}, t)|^2 + 2\text{Re} \left(\tilde{E}_{ol}^*(\vec{r}, t) \tilde{E}_s(\vec{r}, t) \right) dS \right) \right) + i_B(t) \quad (\text{II.5})$$

Ce courant total $i(t)$ peut être subdivisé en quatre contributions :

$$i(t) = i_{ol} + i_s(t) + i_H(t) + i_B(t) \quad (\text{II.6})$$

1. i_{ol} est le photo-courant continu généré par le champ d'oscillateur local.

$$i_{ol} = \eta_d P_{ol} \quad (\text{II.7})$$

2. $i_s(t)$: le photo-courant généré par le champ rétrodiffusé (de faible amplitude). On retrouve la même expression qu'en détection directe

$$i_s = \eta_d P_s \quad (\text{II.8})$$

3. $i_H(t)$: le photo-courant alternatif résultant du battement, à la différence de fréquence, autour de la fréquence f_0 , entre les deux champs électriques. Il est proportionnel à l'amplitude du champ \tilde{E}_s . L'oscillateur local procure un gain au champ diffusé, faisant de la méthode interférométrique une méthode plus sensible pour détecter de faibles signaux. Le paramètre γ_H est le « rendement hétérodyne » moyen. Cette quantité, faisant l'objet de l'annexe C, représente l'efficacité de mélange ou le contraste d'interférence entre les champs OL et S.

$$i_H(t) = 2\eta_d \sqrt{\gamma_H P_s P_{ol}} \cos(2\pi(f_s - f_0)t) \quad (\text{II.9})$$

4. $i_B(t)$: la contribution des différentes *sources de bruit* dont la liste fera l'objet de section [II.2.2](#)

Le rapport porteuse à bruit : CNR

En effectuant un filtrage des composantes continues, on se retrouve uniquement avec le courant hétérodyne $i_H(t)$ et la contribution du bruit $i_B(t)$ dans la bande considérée.

Ces deux contributions sont de moyennes nulles et de moments de second ordre $\sigma_{i_H}^2$ et $\sigma_{i_B}^2$ respectivement. On désigne ces moments comme « puissances de courant ». De manière très générale, la « capacité d'extraire de l'information », en s'appuyant sur le courant mesuré, est liée au rapport porteuse à bruit moyen dans le domaine

II. Lidar hétérodyne-DIAL pulsé : théorie et statistique du signal

radiofréquence. On l'appelle CNR pour « Carrier to Noise Ratio ». Cette quantité s'écrit, dans le domaine temporel, comme le ratio des puissances de courant hétérodyne et de bruit :

$$\text{CNR} = \frac{\sigma_{i_H}^2}{\sigma_{i_B}^2} \quad (\text{II.10})$$

À partir de l'Eq. II.9 et avec l'hypothèse que la majeure contribution de bruit dans la bande d'analyse B est le bruit de photon de l'oscillateur local (limite quantique), on obtient [Bruneau et al., 2006] :

$$\text{CNR}_\lambda(z) = \frac{\gamma_H(z)\eta_{q_\lambda} P_{s_\lambda}(z)}{h\nu B} \quad (\text{II.11})$$

En injectant l'expression de P_s de l'Eq. II.3 (avec facteur de recouvrement $\gamma = 1$ simulant un cas monostatique) on montre :

$$\text{CNR}_\lambda(z) = \frac{\gamma_H(z)\lambda\eta_{q_\lambda}}{hcB} K^2 E_{p_\lambda} A \frac{c}{2} \times \frac{1}{z^2} \times \beta_{\pi_\lambda}(z) T_\lambda^2(0, z) \quad (\text{II.12})$$

II.1.3. Mesure DIAL de la concentration d'un gaz par lidar hétérodyne

La technique DIAL évoquée au premier chapitre permet la mesure de concentration de gaz. Il s'agit d'une mesure spectroscopique qui consiste, dans sa version la plus simple, à interroger le milieu avec des rayonnements à deux longueurs d'onde : une référence radio-métrique λ_{off} et une longueur d'onde absorbée par l'espèce gazeuse considérée λ_{on} . La Figure (II.3) illustre le principe de la méthode. La diffusion et les pertes sur la ligne de visée sont supposées identiques pour les deux longueurs d'onde. En ce sens, les équations qui vont suivre sont exprimées dans cette plage restreinte de longueur d'onde.

En collectant et en comparant les signaux rétrodiffusés par l'atmosphère ou par un écho de cible dure pour ces deux longueurs d'onde, on a accès à l'information relative à l'absorption moléculaire. Cette information est comprise dans le paramètre $T_\lambda(0, z)$ présent dans l'équation régissant le CNR (Eq. II.12). Il est donc possible de comparer les CNR à deux longueurs d'onde pour calculer le terme de transmission. On peut alors en déduire le rapport de mélange volumique (VMR) du gaz x (en ppm) sur la ligne de visée via la loi de Beer-Lambert. Celle-ci décrit la transmission atmosphérique T d'une

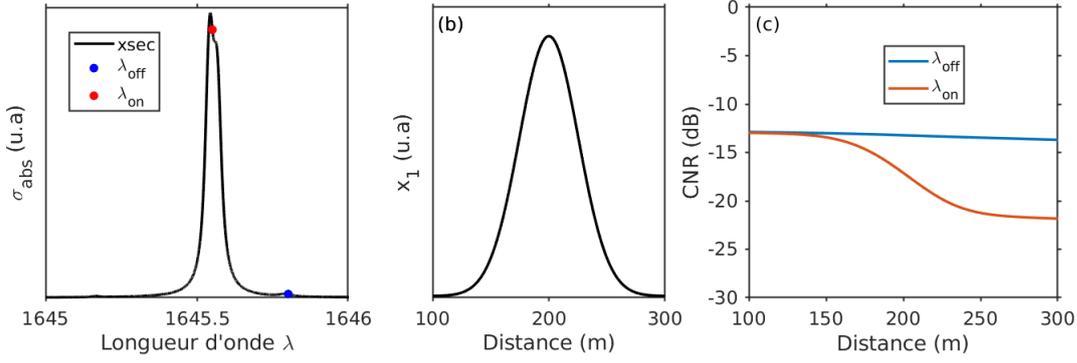


Fig. II.3: (a) Section efficace σ_1 du méthane autour de $1.645\mu\text{m}$ et choix des longueurs d'onde *on* et *off* (b) le rapport de mélange du gaz d'intérêt x_1 sur la ligne de visée (c) comparaison des CNR pour les longueurs d'onde *on* et *off*

tranche d'atmosphère de profondeur $R' - R$ en présence de M espèces gazeuses de la manière suivante :

$$T_\lambda(R, R') = e^{-\int_R^{R'} [\sum_{m=1}^M \sigma_m(\lambda, z, P, \Theta, x_{\text{H}_2\text{O}}) x_m(z) + \alpha(\lambda, z)] dz} \quad (\text{II.13})$$

Ici, σ est la section efficace d'absorption, exprimée en $\text{ppm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. La forme de raie et donc la valeur de cette section efficace sont susceptibles d'être affectées par différents paramètres aérologiques comme la pression (P), la température (Θ) ou le rapport de mélange de vapeur d'eau ($x_{\text{H}_2\text{O}}$). On omettra, par soucis d'écriture, d'indiquer toutes ces dépendances par la suite. Le terme α en $[\text{m}^{-1}]$ représente les pertes par diffusion au cours de la propagation. On introduit également un paramètre adimensionné désigné comme « épaisseur optique ». Il se définit comme $\tau = -\log(T_\lambda)$. Dans notre cas, nous allons scinder ce terme en deux termes :

1. un terme τ_λ qui considère uniquement l'absorption du gaz d'intérêt ($m = 1$)
2. un terme τ_λ^0 qui prend en compte les autres contributions (pertes par diffusion, présence d'autres gaz).

$$T_\lambda(R, R') = e^{-[\tau_\lambda(R, R') + \tau_\lambda^0(R, R')]} \quad (\text{II.14})$$

$$\tau_\lambda(R, R') = \int_R^{R'} \sigma_1(\lambda, z) x_1(z) dz \quad (\text{II.15})$$

$$\tau_\lambda^0(R, R') = \int_R^{R'} \left[\sum_{m=2}^M \sigma_m(\lambda, z) x_m(z) + \alpha(z) \right] dz \quad (\text{II.16})$$

En partant de l'Eq.(II.15), on peut écrire le différentiel d'épaisseur optique $\Delta\tau$ d'absorption (en anglais DAOD⁵) engendré par le gaz d'intérêt uniquement ($m = 1$), entre

5. Differential Absorption Optique Depth

II. Lidar hétérodyne-DIAL pulsé : théorie et statistique du signal

0 et R de la manière suivante [Bruneau et al., 2006] :

$$\Delta\tau(0, R') = \tau_{\lambda_{on}}(0, R') - \tau_{\lambda_{off}}(0, R') = \int_0^{R'} x_1(z) \left[\sigma_1(\lambda_{on}, z) - \sigma_1(\lambda_{off}, z) \right] dz \quad (II.17)$$

On appellera la fonction $WF(z) = \sigma_1(\lambda_{on}, z) - \sigma_1(\lambda_{off}, z) = WF(z)$ la « fonction de poids ⁶ »

On voit que le ratio des CNR (définis par l'Eq. II.12) aux distances R' et R fait apparaître l'épaisseur optique $\tau_{\lambda}(R, R')$:

$$\frac{CNR_{\lambda}(R')}{CNR_{\lambda}(R)} = e^{-2\tau_{\lambda}(R, R')} e^{-2\tau_{\lambda}^0(R, R')} \frac{f_{\lambda}(R')}{f_{\lambda}(R)} \quad (II.18)$$

$$\left(\text{avec } f_{\lambda}(z) = \gamma_H(z) \lambda \eta_{q_{\lambda}} K^2 E_{p_{\lambda}} z^{-2} \times \beta_{\pi_{\lambda}}(z) \right)$$

Avec les deux longueurs d'onde *on* et *off* on voit apparaître la DAOD $\Delta\tau_{\lambda}(R, R')$:

$$\frac{CNR_{\lambda_{on}}(R') CNR_{\lambda_{off}}(R)}{CNR_{\lambda_{on}}(R) CNR_{\lambda_{off}}(R')} = e^{-2\Delta\tau_{\lambda}(R, R')} e^{-2\Delta\tau_{\lambda}^0(R, R')} \times \frac{f_{\lambda_{on}}(R') f_{\lambda_{off}}(R)}{f_{\lambda_{on}}(R) f_{\lambda_{off}}(R')} \quad (II.19)$$

Rapport de mélange moyen

À l'aide de l'équation précédente, on obtient l'équation DIAL Eq. II.20 qui nous donne l'épaisseur optique différentielle entre les distances R' et R. On pourra aussi bien réaliser une mesure :

- résolue (RRDA) notée x_1 entre R' et R en s'appuyant sur le signal de rétrodiffusion atmosphérique
- « intégrée colonne (IPDA) » notée X_1 entre 0 et R, avec généralement un signal retour qui provient d'un écho de cible dure (sol, nuage, ...)

$$2\Delta\tau(R, R') = -\log \left(\frac{CNR_{\lambda_{on}}(R') CNR_{\lambda_{off}}(R)}{CNR_{\lambda_{on}}(R) CNR_{\lambda_{off}}(R')} \right) + \log \left(\frac{f_{\lambda_{on}}(R') f_{\lambda_{off}}(R)}{f_{\lambda_{on}}(R) f_{\lambda_{off}}(R')} \right) - \left(\tau_{\lambda_{on}}^0(R, R') - \tau_{\lambda_{off}}^0(R, R') \right) \quad (II.20)$$

Dans l'hypothèse où λ_{on} et λ_{off} sont suffisamment proches pour considérer que la seule interaction qui diffère au cours de la propagation est celle de l'absorption de l'espèce chimique d'intérêt (*i.e.* $\beta_{\pi_{\lambda}} \tau_{\lambda}^0$ le deuxième et troisième terme de l'équation II.20 s'annulent, la mesure DIAL est auto-calibrée. On obtient :

6. Weight Function

$$\Delta\tau(R, R') = -\frac{1}{2} \log \left(\frac{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}(R') \text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}(R)}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}(R) \text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}(R')} \right) \quad (\text{II.21})$$

En injectant (II.17) dans (II.21) on obtient finalement l'expression du VMR pour une mesure RRDA :

$$x_1 \left(\frac{R' + R}{2} \right) = -\frac{1}{2 \int_R^{R'} WF(z) dz} \times \log \left(\frac{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}(R') \text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}(R)}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}(R) \text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}(R')} \right) \quad (\text{II.22})$$

Avec $R = 0$, il s'agit d'une mesure IPDA. La perte de résolution spatiale est compensée par un plus grand rapport CNR (coefficient de diffusion plus élevé que dans l'atmosphère). L'écriture ci-dessous nécessite également des longueurs d'onde suffisamment proches pour supposer les paramètres de la fonction $f_\lambda(z)$ achromatiques, à l'exception de l'énergie à l'émission :

$$X_1(0, R') = \frac{1}{2 \int_R^{R'} WF(z) dz} \times \log \left(\frac{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}(R') E_{\lambda_{\text{off}}}}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}(R') E_{\lambda_{\text{on}}}} \right) \quad (\text{II.23})$$

II.1.4. Mesure Doppler de la vitesse radiale de vent par lidar hétérodyne

Avec la mesure de la concentration de gaz, celle de la vitesse du vent est la deuxième nécessaire au calcul du débit d'une fuite de gaz. Elle s'effectue par mesure du décalage Doppler.

L'effet Doppler-Fizeau

Supposons le problème à une dimension suivant : une cible, possédant une vitesse algébrique v_R projetée sur la ligne de visée de l'instrument, diffuse une onde initialement de fréquence f_i . Étant donc en mouvement par rapport à l'instrument, la fréquence f_s de l'onde perçue par l'instrument est légèrement différente par effet Doppler-Fizeau ⁷ (cf. figure II.4). Mathématiquement on peut montrer que le décalage Doppler f_d s'écrit :

$$f_d = f_s - f_i = -2f_i v_R / c \quad (\text{II.24})$$

7. ou effet Doppler relativiste

II. Lidar hétérodyne-DIAL pulsé : théorie et statistique du signal

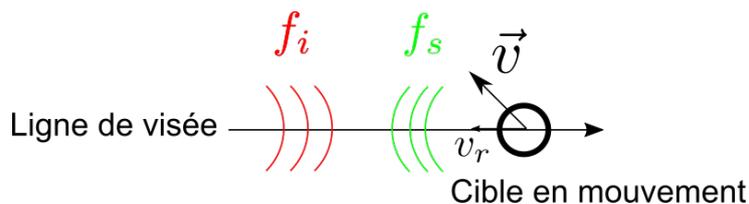


Fig. II.4: Décalage Doppler : illustration

En considérant une longueur d'onde de $1.65 \mu\text{m}$, le rapport f_d/v_R vaut $-1.22\text{MHz}/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$. Une vitesse radiale négative indique un vent dirigé vers le lidar.

La mesure de cette vitesse à l'aide d'un lidar hétérodyne nécessite de représenter le courant total $i(t)$ (Eq.II.5) dans l'espace de Fourier avec une bande d'analyse B . La figure II.5 illustre une densité spectrale de puissance (DSP) du courant hétérodyne⁸ $\mathcal{S}_{i_H}(f)$ gaussienne de moment d'ordre 1 f_1 et de moment d'ordre 2 centré f_2 et d'intégrale $\sigma_{i_H}^2$. On peut alors écrire la densité spectrale du courant total $\mathcal{S}_i(f)$ comme :

$$\mathcal{S}_i(f) = \frac{\sigma_h^2}{\sqrt{2\pi f_2^2}} \times \exp\left(-\frac{(f - f_1)^2}{2f_2^2}\right) + \mathcal{S}_{i_B}(f) \quad (\text{II.25})$$

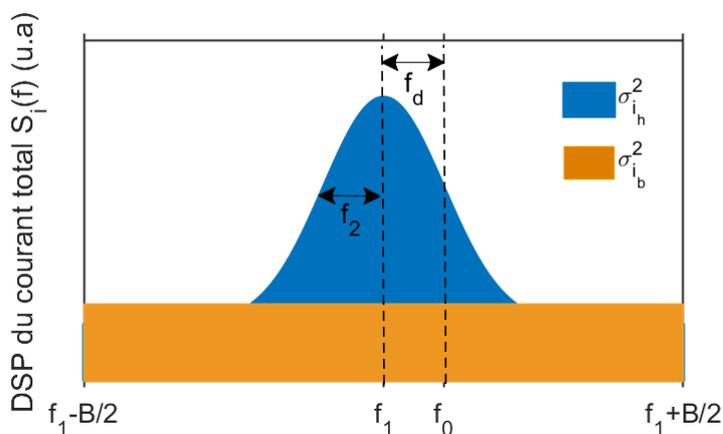


Fig. II.5: Illustration des paramètres de la DSP du photo-courant total

D'après le schéma ci-dessus, l'obtention de f_d et donc de v_R nécessite de comparer f_1 (le barycentre de la DSP du courant hétérodyne) avec la fréquence intermédiaire f_0 :

$$v_R = -\frac{\lambda}{2} (f_1 - f_0) \quad (\text{II.26})$$

8. La DSP de $x(t)$ est notée $\mathcal{S}_i(f)$

Les performances des mesures Doppler ne seront cependant discutées plus avant qu'au chapitre IV. La suite du chapitre (section IV.2) vise plutôt à établir un modèle analytique du CNR faisant apparaître clairement les paramètres instrumentaux et atmosphériques. On tâchera notamment de s'affranchir du rendement hétérodyne γ_H dans l'expression II.12 et à y intégrer les paramètres géométrique du faisceau laser, plus concrets à utiliser. Nous discuterons finalement (section II.3) des propriétés statistiques d'une mesure de CNR et des répercussions de ces propriétés sur les mesures DIAL.

II.2. Modélisation du rapport porteuse à bruit

Afin d'obtenir un modèle analytique du CNR qui va nous permettre de réaliser des simulations de performances, on repart de la définition du rapport porteuse à bruit ($\sigma_{i_H}^2/\sigma_{i_B}^2$) (Eq.II.10). Le calcul du numérateur est exposé ci-après.

II.2.1. Expression de la puissance de courant hétérodyne $\sigma_{i_H}^2$

On décrit, d'après l'Eq.II.27, le courant hétérodyne, comme une fonction de recouvrement entre les champs électrique OL et signal, dans le plan Σ_{det} du détecteur. D'après le système de coordonnées introduit figure II.6 on a :

$$i_H(t) = \eta_d \epsilon_0 c \times \text{Re} \left(\int_{\Sigma_{det}} \tilde{E}_s(\vec{r}_{det}, z_{det}, t) \tilde{E}_{ol}^*(\vec{r}_{det}, z_{det}, t) dS \right) \quad (\text{II.27})$$

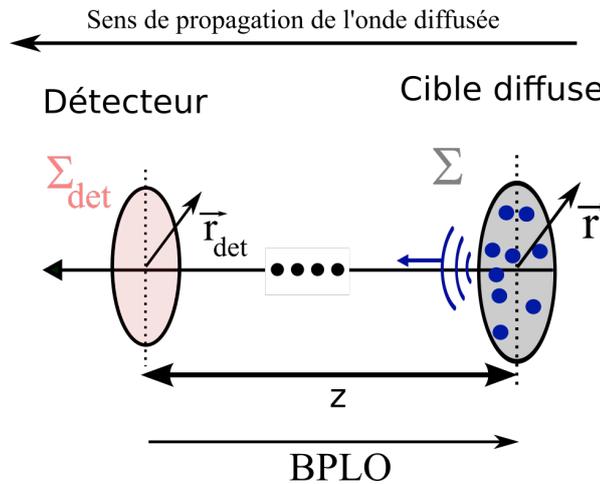


Fig. II.6: Schéma du système de coordonnées utilisé par la suite. L'indice « det » se réfère au détecteur ; aucun indice ne décrit le plan de la cible, BPLO : Back Propagated Local Oscillator

II.2.1.1. Propagation des champs électromagnétiques

Le processus de diffusion par un volume d'atmosphère est par nature statistique en raison de la position des diffuseurs lors de l'interaction. C'est pourquoi le champ rétrodiffusé \tilde{E}_s dans l'équation précédente possède une expression relativement complexe. Il est plus parlant d'exprimer l'Eq. II.27 en fonction du champ incident sur la cible $\tilde{E}_i(\vec{r}, z, t - z/c)$. Pour cela, nous allons donc chercher à exprimer l'intégrale de l'expression Eq. II.27 dans le plan de la cible Σ . M. Valla expose un tel calcul au sein de son manuscrit de thèse [Valla, 2005]. Il s'appuie sur le formalisme « Back Propagated Local Oscillator » (BPLO) également désigné comme « antenna theorem » par [Siegman, 1966]. Ce formalisme permet de propager les champs électriques jusqu'au plan de la cible, en vertu du principe de Huygens et de la théorie de la diffraction.

II.2.1.2. Expression de $i_H(t)$ dans le plan de la cible et discussion

Le formalisme BPLO conduit à réécrire l'Eq. II.27 dans le plan de la cible. La nouvelle expression comprend le champ électrique incident \tilde{E}_i et une fonction \tilde{u} , de variance unitaire. Cette dernière traduit le caractère statistique du champ résultant de la diffusion par les multiples particules participant au signal à chaque instant t :

$$i_H(t) = \lambda \eta_d \varepsilon_0 c \sqrt{K} \times \operatorname{Re} \left(\int_{\Delta z} \int_{\Sigma} \sqrt{\beta_{\pi}(z)} T(0, z) \tilde{E}_i(\vec{r}, z, t - z/c) \tilde{E}_{o_i}^*(\vec{r}, z, t - z/c) \tilde{u}(\vec{r}, z) dS dz \right) \quad (\text{II.28})$$

Le champ rétrodiffusé en un point du plan Σ_{det} est, d'après le principe de Huygens-Fresnel, le résultat de la somme de k ondelettes sphériques en provenance du plan Σ . Chacune de ces ondelettes est décrite par un phaseur d'argument aléatoire et ce en raison de la position, elle aussi aléatoire, de chaque diffuseur relativement à l'instrument. Il existe un grand nombre de classes de particules contribuant au signal diffusé cf. [Hill, 2018]. D'après le théorème central limite, \tilde{u} est alors une variable aléatoire gaussienne complexe centrée. Si l'on raisonne dans le plan complexe cela correspond à une densité de probabilité uniforme dans $[0, 2\pi]$ de la phase du champ rétrodiffusé : c'est le phénomène de speckle qui sera décrit dans la 3ème partie de ce chapitre.

Notons également, d'après l'Eq. II.28, qu'un volume d'aérosols éclairé, de dimension $\Sigma \Delta z$ (où Δz est l'étendue spatiale de l'impulsion autour de $z = ct/2$), contribue au signal. Par la suite, on appellera chaque volume étudié une « case distance ».

Discussion sur la cohérence temporelle du signal

En raison de sa relation de proportionnalité avec la fonction \tilde{u} , le courant hétérodyne est également une variable aléatoire gaussienne complexe. Il peut donc conceptuellement être traité comme un bruit, cependant ce dernier n'est pas blanc en raison de

sa cohérence temporelle. En effet, on peut écrire (en remarquant la disparition des symboles « \sim », comprenant la phase, dans le terme de droite) :

$$\tilde{E}_i(\vec{r}, z, t) \times \tilde{E}_{oi}^*(\vec{r}, z, t) \times \tilde{u}(\vec{r}, z) = E_{oi}^*(\vec{r}, z, t)E_i(\vec{r}, z, t) \times e^{-j[2\pi f_1 t + \Delta\phi(t)]} \times \tilde{u}(\vec{r}, z) \quad (\text{II.29})$$

Le terme $e^{-j[2\pi f_1 t]}$ représente la porteuse radio-fréquence issue du battement entre champ S et OL (NB : $f_1 = f_0 + f_d$ en considérant un éventuel décalage Doppler). Ce terme est celui d'une onde monochromatique, possédant un temps de cohérence infini. C'est pourquoi le terme $\Delta\phi(t)$ vient décrire la cohérence temporelle du champ électrique diffusé (et par conséquent du battement radio-fréquence dont la cohérence est régie par le signal retour). Cette propriété est caractérisée par un temps de cohérence τ_c , idéalement⁹ fixé par la durée d'impulsion $\tau_c \sim \tau_p$ en limite de Fourier.

II.2.1.3. Calcul de puissance de courant hétérodyne

Puisque l'on vient de calculer $i_H(t)$, on s'intéresse maintenant à l'expression de sa variance $\sigma_{i_H}^2$. Les variables aléatoires dans l'expression de $i_H(t)$ sont la fonction \tilde{u} , de variance unitaire, et la quantité $\Delta\phi(t)$ représentant la cohérence temporelle du champ \tilde{E}_i .

En ce qui concerne le terme de phase décrivant la cohérence temporelle, effectuer une moyenne statistique revient à effectuer une moyenne sur un grand nombre d'oscillations. Or, ce temps caractéristique n'est autre que le temps de cohérence τ_c : on peut parler de chatoiement ou speckle temporel, illustré ci-dessous (cf. figure II.7).

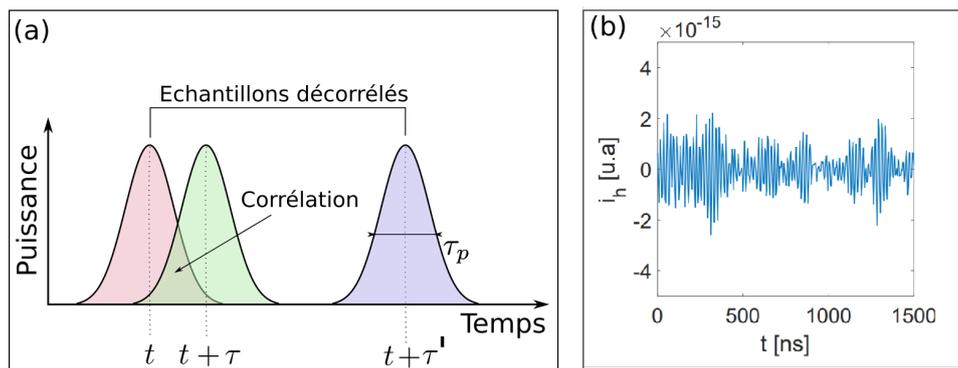


Fig. II.7: (a) Illustration du speckle temporel lorsque $\tau_c \sim \tau_p$. Les volumes d'atmosphère sondés par l'impulsion au temps t et $t + \tau$ sont partiellement les mêmes (b) une réalisation d'une trace $i_H(t)$ (i.e. un seul pulse laser), la durée d'impulsion est de 100 ns, son spectre est limité par transformée de Fourier ($\tau_c \sim \tau_p$) et $f_0 = 50\text{MHz}$. On voit clairement apparaître un temps de renouvellement/corrélation de $i_H(t)$ sur une échelle de temps de l'ordre de la durée d'impulsion

9. Il se peut également que τ_c soit limité par le bruit de phase du champ électrique émit, un éventuel dérive de fréquence au sein de l'impulsion ou encore le temps de cohérence lié à l'interaction de diffusion

II. Lidar hétérodyne-DIAL pulsé : théorie et statistique du signal

Dit d'une autre manière, deux réalisations statistiques du champ $\tilde{E}_s(\vec{r}, z, t)$ (et donc du courant hétérodyne, défini comme une somme sur une surface de $\tilde{E}_s(\vec{r}, z, t)$) à un temps t et $t + \tau$ sont corrélées si $\tau \leq \tau_c$. Dans le cas où $\tau_c = \tau_p$, cela signifie simplement que le volume d'atmosphère sondé est différent tous les τ_c . On peut écrire la moyenne temporelle du terme exponentiel :

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_T Re^2 \left(e^{-j[2\pi f_1 t + \Delta\phi(t)]} \right) dt = \frac{1}{2} \quad (\text{II.30})$$

On peut alors obtenir l'expression suivante à partir des Eq.(II.28), (II.29) et (II.30) :

$$\sigma_{i_H}^2(t) = \frac{K}{2} (\eta_d \varepsilon_0 c \lambda)^2 \int_{\Delta z} \beta_\pi(z) T(0, z) \left(\int_{\Sigma} |E_i(\vec{r}, z, t - z/c)|^2 |\tilde{E}_{oi}^*(\vec{r}, z, t - z/c)|^2 \times dS \right) dz \quad (\text{II.31})$$

Où l'on pose l'intégrale :

$$I_{\Sigma}^2(z) = \int_{\Sigma} |E_i(\vec{r}, z, t - z/c)|^2 |\tilde{E}_{oi}^*(\vec{r}, z, t - z/c)|^2 \times dS \quad (\text{II.32})$$

On peut alors écrire l'expression du moment d'ordre 2 du courant hétérodyne $i_H(t)$ comme :

$$\sigma_{i_H}^2(t) = \frac{K}{2} (\eta_d \varepsilon_0 c \lambda)^2 \int_{\Delta z} \beta_\pi(z) T(0, z) \left(I_{\Sigma}^2(z) \right) dz \quad (\text{II.33})$$

Afin de faire apparaître clairement les paramètres instrumentaux dans l'expression du CNR, l'expression de l'intégrale de $I_{\Sigma}^2(z)$ sera simplifiée dans II.2.3.1

II.2.2. Puissance de courant de bruit $\sigma_{i_B}^2$

Pour obtenir une expression du CNR, il nous reste à exprimer la puissance de courant de bruit $\sigma_{i_B}^2$. Il existe différentes contributions de bruit. Certaines de ces contributions sont dépendantes de i , la valeur moyenne du photo-courant total (avant filtrage) qui est proportionnelle à l'intensité optique incidente sur le détecteur. On considérera que la majeure contribution à i provient de l'oscillateur local $i \simeq i_{ol}$. Ainsi on peut décomposer la puissance de courant de bruit de la manière suivante :

$$\sigma_{i_B}^2 = \sigma_{shot-noise}^2 + \sigma_{NEP}^2 + \sigma_{RIN}^2 + \sigma_{therm}^2 \quad (\text{II.34})$$

$$\sigma_{i_B}^2 = \left(2ei + \left(\eta_d NEP(f) \right)^2 + i^2 RIN(f) + 4k\theta R_c^{-1} \right) \times B \quad (\text{II.35})$$

B est la bande passante de détection et les quatre termes de cette équation sont discutés ci-dessous :

- Le shot-noise ou bruit de Schottky est lié à la nature quantique de l'électron. Il est la conséquence de cette propriété sur la statistique d'arrivée Poissonienne d'un électron composant le courant électrique [Saleh and Teich, 2007]. Cette contribution constitue la limite basse fondamentale (quantique) à $\sigma_{i_B}^2$ lorsque l'on éclaire le détecteur. Dans un système idéalement conçu, il s'agit donc du terme limitant le CNR. Il faut, en pratique, le maximiser relativement aux autres contributions ¹⁰.
- Le bruit intrinsèque du détecteur ne contient aucune information sur un éventuel flux optique. L'abréviation NEP signifie «Noise Equivalent Power» et cette quantité est exprimée en $W/\sqrt{\text{Hz}}$.
- Le bruit d'intensité optique (ou « en excès ») est proportionnel au bruit d'intensité relatif (RIN) du signal oscillateur local. Il est idéal de minimiser cette contribution, d'autant qu'elle évolue comme i^2 et peut rapidement prendre le dessus sur le bruit de photon.
- Le bruit de Johnson–Nyquist se réfère à l'agitation thermique des électrons, responsable d'un infime courant en sortie. Z est l'impédance du détecteur (qui représente un gain intrinsèque au détecteur). Cette contribution n'est pas dépendante du flux et est si faible qu'elle est souvent négligeable. k est la constante de Boltzmann et θ la température.

Dans le cas d'une détection hétérodyne idéalisée, le bruit thermique et le RIN s'avèrent négligeables. Le NEP est considéré comme blanc dans la bande B. On a également $i \simeq i_{ol} \simeq \eta_d P_{ol}$ où P_{ol} désigne la puissance optique de l'oscillateur local. On se placera dans ce cas par la suite. Finalement on obtient l'expression de la puissance de courant de bruit suivante :

$$\sigma_{i_B}^2 \simeq \left(2e\eta_d P_{ol} + \left(\eta_d \text{NEP} \right)^2 \right) \times B \quad (\text{II.36})$$

II.2.3. Simplification de l'expression du CNR

II.2.3.1. Hypothèse de champs gaussiens non-tronqués

Bien que l'Eq.II.33 décrivant $\sigma_{i_H}^2$ contienne un certain nombre de paramètres instrumentaux, géométriques et atmosphériques, la présence du terme $I_{\Sigma}^2(z)$ empêche une lecture plus directe. De plus, au moins un paramètre clé ne figure pas directement dans

¹⁰. tout en évitant de saturer le détecteur afin d'éviter de possibles non-linéarités de la sensibilité du détecteur

II. Lidar hétérodyne-DIAL pulsé : théorie et statistique du signal

cette équation : le rayon du faisceau laser $w(z)$. Afin, d'obtenir des expressions algébriques du CNR tenant compte de ce paramètre, nous allons considérer des champs gaussiens monomodes TEM₀₀. La propagation des faisceaux gaussiens est décrite en annexe B.

Définissons le facteur de remplissage η_p comme le ratio $2w(0)/\phi_p$, où $w(0)$ est le rayon du faisceau laser (en intensité à $1/e^2$) sur la lentille d'émission et ϕ_p le diamètre de cette dernière. On peut considérer que le faisceau gaussien est « non-tronqué » par l'optique d'émission dans le cas où $\eta_p \leq 0.6$. Au delà de cette valeur, les effets de la diffraction doivent être considérés pour connaître la distribution transverse du champ incident dans le plan de la cible. Les Figures II.8 et II.9 illustrent ce point.

Dès lors, pour un faisceau gaussien non-tronqué, on peut écrire un champ de rayon à $1/e$ $w(z)$ et de puissance optique P :

$$E_j(\vec{r}, z) = \sqrt{\frac{4P_j}{\varepsilon_0 c \pi w_j^2(z)}} e^{-\frac{r^2}{w_j^2(z)}} \quad (\text{II.37})$$

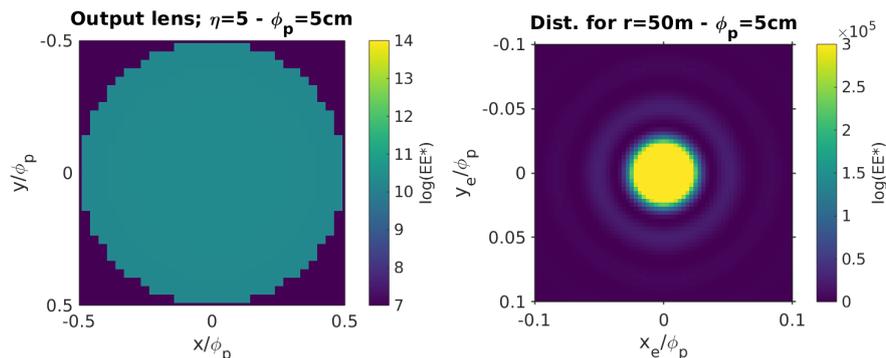


Fig. II.8: Distribution d'intensité sur (gauche) l'optique d'émission et (droite) dans le plan de focalisation du faisceau à 50m, pour $\eta_p = 5$. En observant bien, on voit apparaître l'effet de la diffraction avec l'apparition d'un lobe (tâche d'Airy) supplémentaire sur la figure de droite : la distribution n'est plus gaussienne dans le champ de la cible. Ces calculs sont effectués en propageant les champ électriques initiaux selon le principe de Huygens-Fresnel. On suppose le plan de la cible défini par les coordonnées (x, y) et celui de l'optique d'émission par les coordonnées (x_e, y_e) .

II.2.3.2. Expression simplifiée du CNR dans l'approximation des champs gaussiens non-tronqués et discussion

En s'appuyant sur les expressions (II.10), (II.33) et (II.36), nous sommes maintenant en mesure de donner une expression générale du rapport porteur sur bruit moyen.

$$\text{CNR}(z) = \frac{K}{2} \times \frac{(\eta_d \varepsilon_0 c \lambda)^2}{B[2e\eta_d P_{oi} + (\text{NEP} \cdot \eta_d)^2]} \times \int_{\Delta z} \beta_\pi(z) T(0, z) |I_\Sigma(z)|^2 dz \quad (\text{II.38})$$

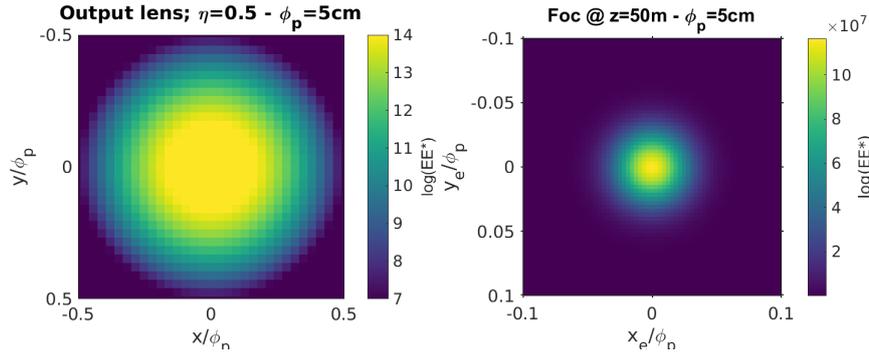


Fig. II.9: Distribution d'intensité sur (gauche) l'optique d'émission et (droite) dans le plan de focalisation du faisceau à 50m, pour $\eta_p = 1/2$.

L'approximation des champs gaussien non-tronqués nous permet de simplifier davantage cette équation. On considère des expressions de \tilde{E}_{ol} et \tilde{E}_{oi} telles que décrites par l'Eq.II.37. On obtient :

$$CNR(z) = \frac{4K\eta_d^2\lambda^2 P_{ol}}{\pi B[2e\eta_d P_{ol} + (NEP.\eta_d)^2]} \times \int_{\Delta z} \left(P_i(t-z/c) \times \frac{1}{w_i^2(z) + w_{oi}^2(z)} \times T(0, z)\beta_\pi(z) \right) dz \quad (II.39)$$

Si maintenant on fait l'hypothèse (souvent vérifiée) que les paramètres du terme intégrale varient peu sur un intervalle $\Delta z = c\tau_p/2$ (*i.e.* lidar peu ou faiblement focalisé) et en considérant (après avoir subi transmission instrumentale et atmosphérique) $P_i = KE_p\tau_p^{-1}$, on peut écrire ¹¹ avec $w_i = w_{oi}$:

$$CNR_\lambda(z) \simeq \underbrace{\frac{2c\eta_d^2 K^2 E_\lambda P_{ol}}{B[2e\eta_d P_{ol} + (NEP.\eta_d)^2]}}_{\text{Paramtres instr. et constantes}} \times \underbrace{\frac{\lambda^2}{\pi} \frac{1}{2w^2(z, z_t, \eta_p)}}_{\text{Paramtres gomtriques}} \times \underbrace{\beta_\pi(z) T_\lambda^2(z)}_{\text{Paramtres atmosphriques}} \quad (II.40)$$

Au delà des dépendances plutôt intuitives déjà évoquées pour l'équation lidar (E_p, T, K, β_π , etc...) et la sensibilité du détecteur η_d , on peut constater quelques points intéressants :

- Maximiser le CNR nécessite de minimiser la bande d'analyse B. Il est donc souhaitable de disposer d'une source possédant une faible largeur spectrale.
- Le CNR est indépendant de l'aire de la pupille de collection A.
- A intervient toutefois indirectement, dans la capacité à focaliser le faisceau, c'est à dire minimiser $w(z)$. Ce rayon est borné par le cône de diffraction de l'optique

11. J'ai choisi de refaire apparaître ici les dépendances chromatiques classique sur l'intervalle $[\lambda_{on}, \lambda_{off}]$ avec l'indice λ

d'émission. Dans un cas monostatique, où émission et réception sont confondues, ce cône possède un demi-angle $\sim \lambda/\phi_p$ tel que $A = \pi\phi_p^2$. Il convient alors de choisir une géométrie de faisceau permettant d'optimiser le CNR (*i.e.* s'approcher du cône de diffraction) à la distance choisie et sur une certaine « profondeur de champ » autour de cette dernière [Leeb et al., 1998]. Cela revient à optimiser la distance de focalisation z_f , le facteur de remplissage η_p et donc le rendement hétérodyne γ_H . Ces quantités sont discutées au sein de l'annexe C.

II.3. Statistique du signal lidar

À présent, l'expression de la moyenne statistique du CNR est établie. Cependant, pour un tir lidar, on observe une réalisation de la fonction \tilde{u} (*cf.* Eq. II.28) et on obtient une seule réalisation du CNR (que l'on appellera CNR « instantané »). Rappelons à ce stade que la fonction \tilde{u} représente la phase aléatoire induite par les diffuseurs, en raison de leur position au moment de l'interaction avec le champ incident. La fonction \tilde{u} possède une densité de probabilité gaussienne complexe centrée. En chaque point du plan transverse, le champ diffusé est donc une variable aléatoire, on parle de speckle transverse.

II.3.1. Speckle transverse

La figure II.10a montre une onde spatialement cohérente se propageant à travers une lame rugueuse. Elle se propage du plan η jusqu'à un écran situé au plan x . Sur cet écran, on observe la somme cohérente d'ondes sphériques de phases et d'amplitudes aléatoires en provenance de chaque élément $d\eta$. Les interférences sont responsables de l'aspect granuleux observé sur l'écran (*cf.* figure II.10b). C'est ce que l'on appelle speckle ou tavelures en français.

L'analogie avec un lidar atmosphérique est la suivante : la rugosité de la surface η représente la position des aérosols dans un volume sondé par l'impulsion laser. Cependant, la figure II.10b est une représentation en intensité sur l'écran et non en champ électrique. On constate que les intensités sont corrélées au sein d'un grain. À l'inverse, l'intensité de chaque grain est statistiquement indépendante de celle de ses voisins. D'après [W. Goodman, 1985], l'intensité $|\tilde{E}_s(\vec{r})|^2$ de chaque grain suit une loi de probabilité exponentielle décroissante. La probabilité d'obtenir une tâche sombre est forte et la distribution est contrastée.

II.3.2. Speckle et fluctuations du CNR instantané

Fluctuations de la puissance diffusée

Le phénomène de speckle confère un caractère aléatoire à la puissance diffusée P_s

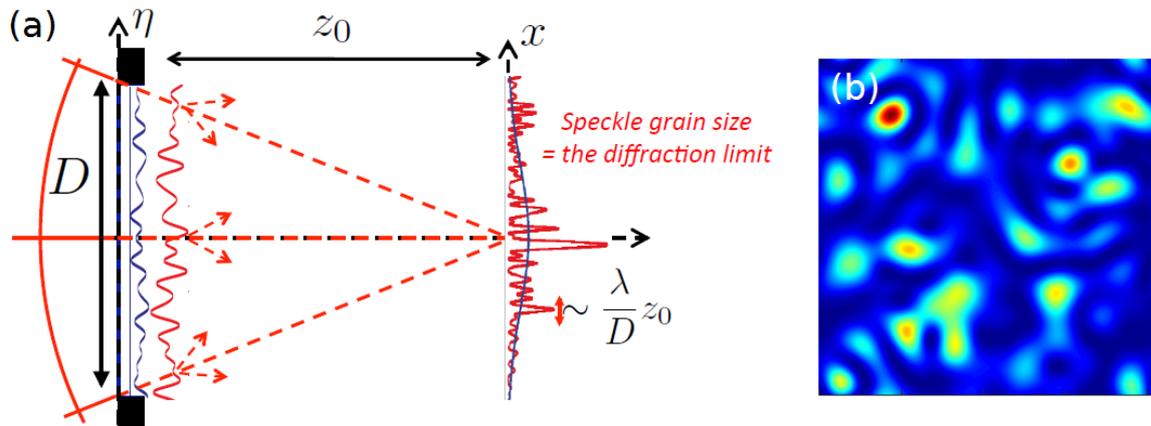


Fig. II.10: (a) Représentation de la déformation d'un front d'onde par un objet rugueux et répartition de l'intensité observée sur un écran (b) Représentation en échelle de couleur de l'intensité observée dans le plan x . Image tirée du cours d'optique statistique de Vincent Josse (vincent.josse@institutoptique.fr)

observée à chaque tir lidar. Celle-ci est définie comme $\int |\tilde{E}_s(\vec{r})|^2 d\vec{r}$. Or, dans le cas du lidar hétérodyne, l'estimation de P_s est équivalente à celle du CNR en bande large [Rye and Hardesty, 1997]. De plus, nous avons vu que la mesure de concentration par la technique DIAL nécessite précisément l'estimation du CNR moyen. Une incertitude relative élevée sur l'estimation de P_s conduit à une incertitude élevée sur la concentration de gaz. L'expression de l'erreur relative du P_s ainsi que les possibilités de la minimiser sont discutées ci-après.

Nombre de grains M_s : degrés de liberté spatial

En détection directe la puissance collectée P_s suit une loi Γ à M_s degrés de liberté, où M_s est le nombre de grain de speckle sur la pupille de collection. On peut alors écrire l'incertitude $\sigma_{P_s}/P_s = M_s^{-1/2}$. Dans le cas du lidar hétérodyne, il faut considérer non pas la distribution de P_s mais celle du champ \tilde{E}_s . On peut la considérer gaussienne complexe centrée, en chaque point de l'optique de collection. Cette distribution est stable par addition. Le courant hétérodyne possède alors une statistique similaire : gaussienne complexe centrée. Finalement la puissance de courant hétérodyne $\sigma_{I_H}^2$ possède une distribution de type exponentielle décroissante. Cette distribution est équivalente une loi Γ à $M_s = 1$ degré de liberté. Tout se passe comme si l'erreur sur P_s (ou sur le CNR) était équivalente à celle obtenue dans le cas direct avec $M_s = 1$ (un grain de speckle). On a donc $\sigma_{P_s}/P_s = 1$, indépendamment de M_s [Hardesty, 1980]. Il subsiste alors deux solutions pour réduire σ_{P_s}/P_s . Elles sont présentées ci-après.

Nombre de tirs lidar

Réitérer l'expérience N fois permet d'observer plusieurs réalisations indépendantes du speckle. Pour un lidar atmosphérique, le déplacement des aérosols entre chaque tir est supérieur à λ ; ce qui permet d'observer une réalisation indépendante du speckle à chaque impulsion. L'erreur relative s'améliore en $N^{-1/2}$. A noter toutefois que ce point

n'est pas forcément vérifié sur une cible dure immobile.

Degré de liberté temporel

Nous avons vu que les expressions de $\sigma_{i_H}^2$ et de CNR sont intégrées sur un intervalle $\Delta z = c\tau_p/2$. De plus, nous avons déjà évoqué le speckle temporel (*i.e.* le renouvellement de la figure de speckle à chaque nouveau volume de diffuseurs sondé par l'impulsion laser). Alors, au détriment de la résolution spatiale de l'instrument, il est possible d'intégrer ces expressions sur un intervalle de temps T plus grand. Dans le cas d'une impulsion gaussienne dont la bande passante est limitée par transformée de Fourier et une porte d'analyse rectangulaire de durée T_g , on observe M_t figures de speckle indépendantes ¹² telles que [Gibert et al., 2006] :

$$M_t = \sqrt{1 + \left(\frac{T_g}{\tau_p}\right)^2} \quad (\text{II.41})$$

Estimation du CNR et évaluation de précision

En pratique, le CNR instantané varie non seulement à cause des fluctuations de P_s , dues au speckle ; mais également à cause de la présence du bruit. Il est possible d'évaluer l'erreur relative sur le CNR, dans le cas de N tir lidar et M_t cellules de cohérence, via l'expression ci-après. Il s'agit de l'expression permettant de calculer la précision de l'estimateur « squarer » du CNR ¹³ [Rye and Hardesty, 1997] :

$$\left(\frac{\sigma_{\text{CNR}}}{\text{CNR}}\right) = (NM_t)^{-1/2} \times \left(1 + \frac{1}{\text{CNR}}\right) \quad (\text{II.42})$$

On observe que, dans un premier régime de faible CNR, l'erreur relative diminue avec l'amélioration du CNR (*i.e.* la variation relative du CNR instantané imputées au bruit diminue). Il faut donc chercher à maximiser le CNR (via l'énergie émise par exemple) jusqu'à atteindre un second régime. Il s'agit du régime où $\text{CNR} \gg 1$ et $\sigma_{\text{CNR}}/\text{CNR}$ est alors dominé par le speckle, qui est un bruit multiplicatif. L'erreur relative comporte donc une asymptote en 1 (figure II.11). A partir d'une telle limite, il devient inutile d'augmenter l'énergie déposée sur le volume de particule, il ne reste plus, pour diminuer l'incertitude relative, qu'à jouer sur les degrés de liberté M_t et N .

12. On les appelle également « cellules de cohérence »

13. Historiquement l'estimateur « squarer » tire son nom du fait que l'estimation de la puissance diffusée en détection hétérodyne passe par l'élévation au carré du signal délivré par le photo-détecteur. En fait, nous verrons plus tard que nous utiliserons plutôt un estimateur spectral du CNR, et non un estimateur « squarer ». Nous conservons toutefois l'expression II.42 pour sa simplicité, et parce qu'elle donne un résultat très proche de celle qui s'applique à un estimateur spectral.

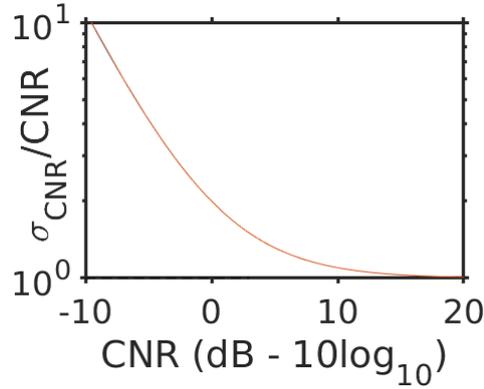


Fig. II.11: Evolution de l'erreur relative sur le CNR

II.3.3. Influence sur l'erreur de mesure DIAL

Disposant de l'expression de la concentration pour la mesure RRDA (Eq.II.22) et de l'erreur relative d'estimation du CNR (Eq.II.42), cette section vise à établir l'expression de l'erreur de mesure de la concentration d'un gaz cible.

Par soucis de simplicité, nous allons faire l'approximation suivante, qui consiste à considérer les paramètres aérologiques constant entre R et R' tel que dans l'équation II.22 on écrit $WF(P(z), \theta(z), x_{H_2O}(z), \dots) dz \simeq \Delta\sigma_{abs} dz$. Une telle hypothèse est d'autant plus raisonnable si l'on considère un tir lidar horizontal et $R' - R$ petit.

En utilisant l'expression :

$$\sigma_{\left(\frac{X}{Y}\right)}^2 \simeq \frac{\sigma_X^2}{\mu_X} + \frac{\sigma_Y^2}{\mu_Y} - \frac{2cov(X, Y)}{\mu_X \mu_Y} \quad (II.43)$$

On obtient alors l'équation ci-après décrivant l'erreur quadratique relative sur la concentration x_1 . Les indices (k, j) sur lesquels les sommations s'effectuent représentent les 4 termes de CNR de l'équation (II.22) [Hardesty, 1980] :

$$\frac{\sigma_{x_1}^2}{x_1^2} \left(\frac{R' + R}{2} \right) \simeq \frac{\sigma_{\Delta\sigma_{abs}}^2}{\Delta\sigma_{abs}^2} + \frac{1}{4x_1^2 (\Delta\sigma_{abs} \Delta z)^2} \left[\sum_{k=1}^4 \frac{\sigma_{CNR_k}^2}{CNR_k^2} - \sum_{k \neq j} \frac{2cov(CNR_k, CNR_j)}{CNR_k CNR_j} \right] \quad (II.44)$$

En négligeant l'erreur sur la section efficace ainsi que les termes de covariance (en avançant le fait que les CNR pour les volumes sondés centrés en R et en $R' = R + \Delta z$

II. Lidar hétérodyne-DIAL pulsé : théorie et statistique du signal

tel que $\Delta z = c\tau_p/2$ sont indépendants et que le temps qui sépare l'émission des rayonnements on et off est suffisamment élevé), on obtient une expression simplifiée :

$$\frac{\sigma_{x_1}^2}{x_1^2} \left(\frac{R' + R}{2} \right) \simeq \frac{1}{4x_1^2 (\Delta\sigma_{\text{abs}} \Delta z)^2} \left[\frac{\sigma_{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}^2}^2}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}^2} (R') + \frac{\sigma_{\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}^2}^2}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}^2} (R') + \frac{\sigma_{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}^2}^2}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}^2} (R) + \frac{\sigma_{\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}^2}^2}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}^2} (R) \right] \quad (\text{II.45})$$

Au final, en considérant l'évaluation de la précision de l'estimateur squarer du CNR (II.42) ainsi que le cas de réalisations indépendantes tir à tir, N_p étant non pas le nombre de tir mais le nombre de paires *on-off* (*i.e.* le nombre de tirs par longueurs d'onde) on a :

$$\frac{\sigma_{x_1}}{x_1} \left(\frac{R' + R}{2} \right) \simeq \frac{1}{\sqrt{N_p M_t}} \frac{1}{2x_1 (\Delta\sigma_{\text{abs}} \Delta z)} \left[\left(1 + \frac{1}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}(R')} \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}(R')} \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}(R)} \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}}(R)} \right)^2 \right]^{1/2}$$

(II.46)

Le comportement σ_{x_1}/X_1 dans le cas d'une mesure IPDA sur cible dure est plus difficile à modéliser notamment car l'évolution en $N_p^{-1/2}$ n'est pas nécessairement vérifiée (*i.e.* il n'est pas garanti que les estimations pour deux tirs lidar consécutifs soient statistiquement indépendantes).

En ce qui concerne la mesure RRDA, les CNR dans l'équation précédente peuvent être modélisés dans le cadre de l'approximation des champs-gaussiens non-tronqués à l'aide de l'Eq.II.40. Cette équation servira de bases au évaluations de performances qui font l'objet du quatrième chapitre.

II.4. Conclusion du chapitre

Ce chapitre a été l'occasion de détailler le fonctionnement d'un lidar hétérodyne. Dans la première partie, nous avons évoqué le principe et l'architecture générale d'un instrument lidar. L'équation lidar, décrivant la puissance diffusée et collectée par l'instrument, a été présentée.

L'introduction du rapport porteuse à bruit (CNR), indicateur principal des performances (bilan de liaison) d'un lidar hétérodyne, nous a permis de calculer les expressions de la concentration de gaz x_1 le long de la ligne de visée laser via la mesure DIAL. De plus, la représentation du photocourant dans l'espace de Fourier nous a mené à une expression de la vitesse de vent radiale v_R via la détermination du décalage Doppler. Ces deux expressions formalisent la possibilité d'une mesure simultanée de ces deux quantités avec un seul et même instrument.

L'utilisation du formalisme de propagation des champs, l'évocation des différentes sources de bruits et l'hypothèse des champs gaussiens non-tronqués nous ont mené jusqu'à une expression analytique du CNR.

L'introduction du phénomène de speckle nous a permis de discuter de la statistique du signal lidar, mais également de pointer l'étroite relation entre ce phénomène de speckle, l'estimation de puissance diffusée et les performances mêmes du lidar hétérodyne-DIAL. Cette discussion a mené, par la suite, à l'établissement d'une expression de l'erreur relative sur l'erreur du rapport de mélange du gaz cible via la technique DIAL. Combinée au modèle de CNR, cette expression nous sera utile dans le but de modéliser et d'évaluer les performances du lidar.

Le chapitre suivant traite de la conception du prototype de lidar hétérodyne-DIAL baptisé « VEGA ».

Chapitre III

Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA

L'objectif de ce troisième chapitre est de décrire l'architecture du prototype de lidar hétérodyne-DIAL fibré réalisé au cours de cette thèse. Cet instrument présente une configuration très similaire à celle d'un lidar Doppler fibré. Cependant, sa longueur d'onde de fonctionnement de $1.65 \mu\text{m}$ lui permet de mesurer la concentration de méthane par la méthode DIAL. Puisqu'il est destiné à mesurer à la fois VEnt et GAZ, le prototype lidar a été baptisé « VEGA ». Après avoir présenté un schéma général du prototype, les caractéristiques et performances de chacune des briques élémentaires sont passées en revue. Le fonctionnement et les performances de la source laser embarquée par VEGA et des moyens de contrôle pour la mesure DIAL/Doppler sont présentés. Une autre partie traite, quant à elle, de la mise en place et de la caractérisation de l'ensemble de la chaîne opto-électronique de l'instrument (détection, composants radio-fréquence, etc.), et des optiques de mise en forme du faisceau (téléscope). Finalement, l'instrument caractérisé, dans son état à la fin de ce travail de thèse, est présenté. Des pistes d'amélioration sont alors proposées.

Sommaire

III.1 Schéma général du prototype VEGA	59
III.2 Source laser fibrée pour le prototype VEGA	60
III.2.1 Caractérisations de l'étage d'injection	61
III.2.1.1 Largeur de raie des injecteurs	61
III.2.1.2 Contrôle pour la mesure DIAL : calibration spectrale des injecteurs	61
III.2.2 Amplificateur Raman fibré à $1.65 \mu\text{m}$	66
III.2.2.1 Compétition entre diffusion Raman et Brillouin stimulée	66
III.2.2.2 Influence de la phase non-linéaire sur les perfor- mances lidar	70
III.2.2.3 Performances de la source laser	76
III.3 Conception et caractérisation du système lidar	79

III.3.1	Optiques d'émission/réception	79
III.3.2	Caractérisation des composants opto-électroniques	81
III.3.3	Intégration du prototype lidar	85
III.4	Conclusion du chapitre	87

III.1. Schéma général du prototype VEGA

Le prototype lidar développé au cours de la thèse comporte quatre parties représentées sur la figure III.1 ci après :

- l'injection laser (cf. section III.2.1)
- l'amplificateur Raman fibré (cf. section III.2.2)
- le télescope (cf. section III.3.1)
- le module de détection (cf. section III.3.2)

Les composants, le fonctionnement et les caractéristiques de ces quatre parties sont exposés dans le chapitre.

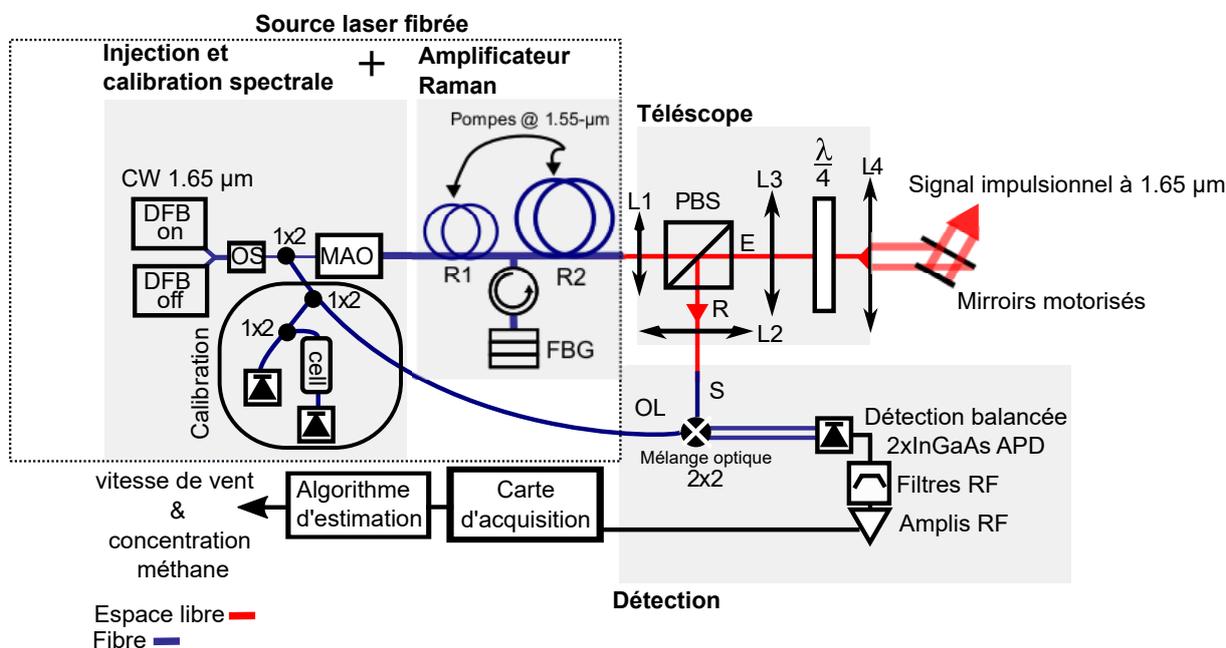


Fig. III.1: Architecture optoélectronique du prototype H-DIAL VEGA

Fibres optiques monomodes à maintien de polarisation

L'utilisation de fibres optiques (en bleu sur le schéma), largement éprouvées dans le domaine des télécommunications, font du lidar VEGA un système compact, robuste mais également auto-aligné. Seule la propagation au sein du télescope s'effectue en espace libre (en rouge). De plus, ces fibres sont monomodes et permettent de maintenir un excellent facteur de qualité de faisceau M^2 en sortie (en théorie $M^2 \sim 1$) et d'obtenir la géométrie de faisceau la plus propice à l'optimisation du CNR (terme en $2/w^2(z)$ dans l'Eq.II.40). L'utilisation de fibres « à maintien de polarisation », au sein desquelles sont insérés des barreaux de contrainte à l'origine d'une biréfringence, permet de maintenir une polarisation connue. Ce point permet d'optimiser le mélange optique entre les champs oscillateur local et diffusé.

III.2. Source laser fibrée pour le prototype VEGA

Choix de la longueur d'onde de travail

Contraint par la nécessité d'utiliser de fibres optiques en silice (opaque au-delà de 2.2 μm environ), la gamme 1.6 μm s'avère néanmoins adaptée à la mesure d'une forte concentration de méthane [Yerasi et al., 2018]. La section efficace d'absorption y est 100 fois plus faible que dans la fenêtre 3.3 μm (figure I.3). Déterminée préalablement à ce travail de thèse, la raie d'absorption pour la conception du système laser est située plus particulièrement à $\lambda_{\text{on}} = 1.64554 \mu\text{m}$ [Cézard et al., 2016]. La publication précédente stipule que cette raie d'absorption est celle dont la section efficace possède la plus faible dépendance à la température (1.2% d'erreur relative sur la concentration pour 3K d'incertitude) dans la gamme 1.6 μm . Pour cette même raie, la mesure DIAL s'avère faiblement sensible à la vapeur d'eau si la longueur d'onde du rayonnement *off-line* est légèrement plus élevée ($\sim 300\text{pm}$) que celle du rayonnement *on-line*. Il se trouve que cette raie d'absorption est également celle retenue pour la mission MERLIN, présentée dans l'état de l'art.

Dans le cadre du projet NAOMI, un des défis principaux était la conception d'un laser fibré capable d'émettre suffisamment d'énergie, tout en maintenant une largeur de raie adaptée à la détection hétérodyne, autour de la raie d'absorption mentionnée ci-dessus.

Architecture globale du laser

Le schéma général du prototype montre que la source est composée d'un étage d'injection (à base de lasers à semi-conducteurs) et d'une chaîne d'amplification fibrée en régime impulsionnel. En ce sens, on appelle cette configuration MOFPA¹. Cette architecture permet une certaine versatilité puisque les propriétés de l'injecteur sont conservées au cours de l'amplification (longueur d'onde, polarisation). Dans le cas de VEGA, puisque l'oscillateur maître est continu, on peut aisément en prélever une partie pour constituer l'OL du système lidar. Deux diodes lasers (DL) à contre-réaction répartie (DFB²) émettant une quinzaine de mW (autour de 1.65 μm), injectent alternativement, à l'aide d'un commutateur optique (OS³), deux amplificateurs fibrés (R1 et R2) en série. Ces amplificateurs sont le fruit du travail de thèse de Philippe Benoit [Benoit, 2017]. J'ai néanmoins eu l'occasion de travailler sur des modifications des amplificateurs, conjointement à P. Benoit, au cours de ma thèse. Ce point sera évoqué au cours de la section III.2.2. Les deux DFB fonctionnent respectivement aux longueurs d'onde *on-line* et *off-line* pour la mesure DIAL du méthane.

Afin d'amplifier ces signaux injectés, les amplificateurs R1 et R2 tirent profit de la diffusion Raman stimulée [Hellwarth, 1963]. Ils sont pompés en régime impulsionnel autour de 1.55 μm . Les signaux à 1.65 μm (signal) et 1.55 μm (pompes) sont mélangés ou

1. Master Oscillator Fiber Power Amplifier
2. Distributed FeedBack
3. Optical Switch

séparés à l'aide de multiplexeurs. Le signal en sortie du pré-amplificateur R1, d'abord filtré à l'aide d'un réseau de Bragg pour retirer la contribution de la diffusion Raman spontanée est dirigé vers l'amplificateur Raman (R2). Le système fonctionne à une cadence de répétition de 20 kHz.

III.2.1. Caractérisations de l'étage d'injection

III.2.1.1. Largeur de raie des injecteurs

Équipées de filtres passe-bas pour limiter l'influence des fluctuations des contrôleurs de courant, les deux diodes montrent un spectre Lorentzien (*i.e.* un bruit de phase blanc [Gallion and Debarge, 1984]). Les spectres mesurés, représentés sur la figure III.2, sont obtenus par mesure hétérodyne autour de 80 MHz avec un interféromètre déséquilibré (délai de 1 km) et un analyseur de spectre électrique. Les largeurs de raie (FWHM) sont mesurées comme sub-MHz. La largeur de raies des DFB n'est donc pas limitante pour servir d'injecteur à un système laser MOFPA délivrant des impulsions de quelques centaines de ns. L'écart entre les deux diodes peut-être expliqué par l'utilisation de deux filtres passe-bas différents mais les valeurs absolues (sub-MHz) ne sont en rien gênantes pour la suite.

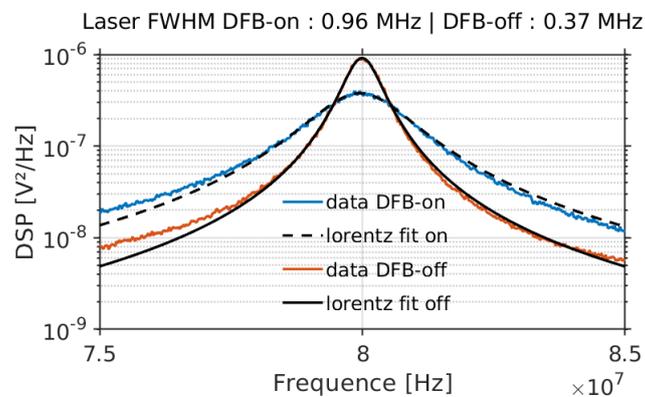


Fig. III.2: Spectres des DFB et ajustement lorentzien

III.2.1.2. Contrôle pour la mesure DIAL : calibration spectrale des injecteurs

Procédure de calibration

On s'intéresse maintenant à la voie de calibration spectrale fine des injecteurs pour la mesure DIAL. Nous étudierons l'influence :

- du courant d'injection i qui modifie l'intervalle spectral libre et donc la longueur d'onde du rayonnement émis via la densité de porteurs de charges dans le matériau semi-conducteur.

- de l'effet thermo-optique dn/dT du matériau.

Afin de réaliser une calibration avant une mesure DIAL, une cellule remplie de méthane pur fait office de référence spectroscopique. Il est à noter que les calculs de sections efficaces d'absorption du méthane diffèrent dans la cellule et dans l'atmosphère. Dans le premier cas, on doit tenir compte des collisions moléculaire méthane-méthane. Dans le second, à l'inverse, on peut raisonnablement effectuer l'hypothèse que le gaz est suffisamment dilué et négliger ces interactions (*cf.* figure III.3). Nous désignerons par la suite $\lambda_0 = 1.645549 \mu m$ comme la longueur d'onde pour laquelle l'absorption est maximale dans la cellule (cette valeur diffère légèrement dans l'atmosphère d'environ 5 pm et 4% en terme de valeur de section efficace au centre de la raie). On définit l'écart de fréquence f , autour du point de référence à la longueur d'onde λ_0 , comme :

$$[h!]f(\lambda) = -\frac{c}{\lambda_0^2} \times (\lambda - \lambda_0) \quad (\text{III.1})$$

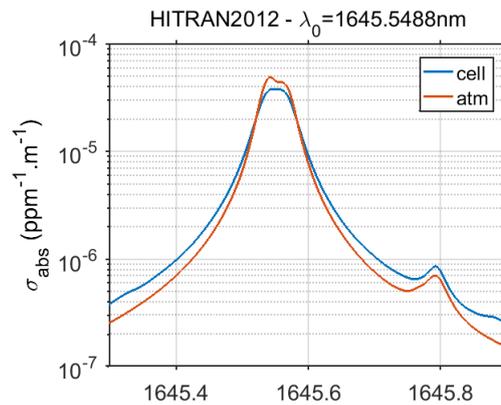


Fig. III.3: Section efficace d'absorption du méthane en considérant (cellule) ou non (atmosphère) les collisions méthane-méthane

Discutons maintenant de la procédure automatique de calibration développée au cours de la thèse. Elle consiste en l'application, à l'aide d'un générateur, de différents paliers de courant d'injection aux DFB (*cf.* figure III.4). La longueur d'onde est ensuite déterminée via une mesure de référence (tension V_0 aux bornes du détecteur DET0) et après passage dans une cellule remplie de méthane pur à pression atmosphérique de longueur $L = 3 \text{ cm}$ (tension V_1 aux bornes du détecteur DET₁).

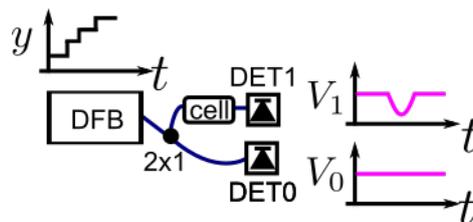


Fig. III.4: Principe de la procédure de calibration spectrale

III. Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA

Nous allons faire l'hypothèse d'une évolution quadratique de λ avec le courant y . Sauf spécification(s) dans ce paragraphe, les longueurs d'onde sont exprimées en nm , le courant en mA et enfin les fréquences en GHz . La fonction $\lambda(y)$ est paramétrée par une valeur y_0 (telle que $\lambda(y_0) = \lambda_0$), un coefficient d'accordabilité α_y et un coefficient quadratique A_y .

$$\lambda([A_y, \alpha_y, y_0], y) = \lambda_0 + \alpha_y \times (y - y_0) + A_y \times (y - y_0)^2 \quad (III.2)$$

À partir des tensions mesurées aux bornes des détecteurs lors des différents paliers de y , on introduit le rapport de tension $g(y)$ de la manière suivante :

$$g(y) = V_0(y)/V_1(y) \quad (III.3)$$

L'opération suivante consiste à effectuer un ajustement par la méthode des moindres carrés sur le vecteur des paramètres d'intérêt $\vec{p} = [A_y, \alpha_y, y_0]$ et sur le paramètre C (ce dernier sert à comptabiliser la différence de transmission des deux bras qui n'est pas liée à l'absorption). On utilise le spectre de transmission de la cellule, calculé via la base spectroscopique HITRAN2012, $g_H(\lambda)$. On cherche alors, le minimum de q :

$$q([\vec{p}, C], y_k) = \sum_{y_k} \left[g_H(\lambda(\vec{p}, y_k, \lambda_0)) - C \times g_{MEAS}(y_k) \right]^2 \quad (III.4)$$

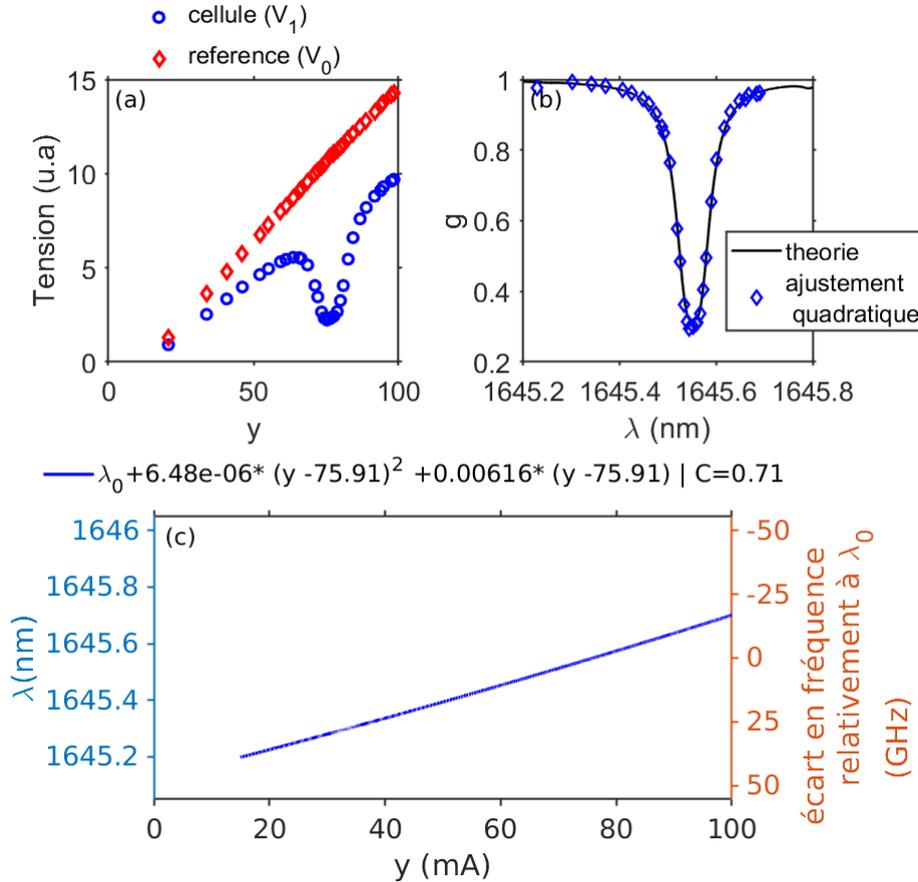
À titre d'exemple, la méthode et l'ajustement obtenus pour la DFB-*on* sont présentés figure III.5. Les valeurs ajustées de y_0 , α_y et A_y pour les deux diodes sont récapitulées dans les tableaux-ci-après. La méthode décrite précédemment est également appliquée à des paliers de température (ou de thermistance R_T indiquée en $k\Omega$). La longueur d'onde évolue au premier ordre comme env $\sim 6 \text{ pm}/mA$ ($\sim 0.7 \text{ GHz}/mA$) avec le courant d'injection et environ $-0.26 \text{ nm}/k\Omega$ ($30 \text{ GHz}/k\Omega$) avec la thermistance. En pratique, la faible correction quadratique s'avère néanmoins nécessaire lorsque l'on s'éloigne de λ_0 .

	DFB _{on}	DFB _{off}
Coef. linéaire α_i [nm/mA]	0.0062	0.0074
Coef. linéaire α_i GHz/mA]	0.68	0.81
Corr. quadratique A_i [nm/mA ²]	6.5×10^{-6}	5.36×10^{-6}

Tab. III.1: Coefficients d'accordabilité en fonction du courant d'injection

La procédure automatique de calibration permet l'obtention de ces coefficients, préalablement à chaque mesure DIAL. Le programme détermine ensuite les consignes (i , R_T) correspondant aux longueurs d'onde choisies par l'utilisateur. La puissance délivrée par les DFB diminue avec le courant d'injection. Il en va donc de même pour la

	DFB _{on}	DFB _{off}
Coef. linéaire α_{RT} [nm/k Ω]	-0.26	-0.27
Coef. linéaire α_{RT} [GHz/k Ω]	-28.66	-29.56
Corr. quadratique A_{RT} [nm/k Ω^2]	1.7×10^{-5}	2.6×10^{-4}

Tab. III.2: Coefficients d'accordabilité en fonction de la thermistance

Fig. III.5: Accordabilité de la DFB-on en fonction du courant d'injection (a) tensions mesurées (b) ajustement avec le spectre théorique (c) $\lambda = f(y)$ et paramètres d'ajustement

puissance de l'oscillateur local P_{ol} . Il faut donc s'assurer de rester à des points de fonctionnement présentant de faibles variations de P_{ol} . Il convient alors d'adapter température pour se placer le plus près possible de $i = 100\text{mA}$ aux longueurs d'onde choisies pour la mesure DIAL. La figure III.6 est utile afin de situer ces points de fonctionnement relativement aux raies d'absorption du méthane, à celle de la vapeur d'eau.

Évolution à court et long terme de la longueur d'onde

La dynamique à court terme autour de la longueur d'onde centrale est décrite par la largeur de raie (ou le bruit de phase). Au contraire, des dérives à long terme (relatif aux temps d'accumulation nécessaires pour la mesure DIAL, typiquement jusqu'à la

III. Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA

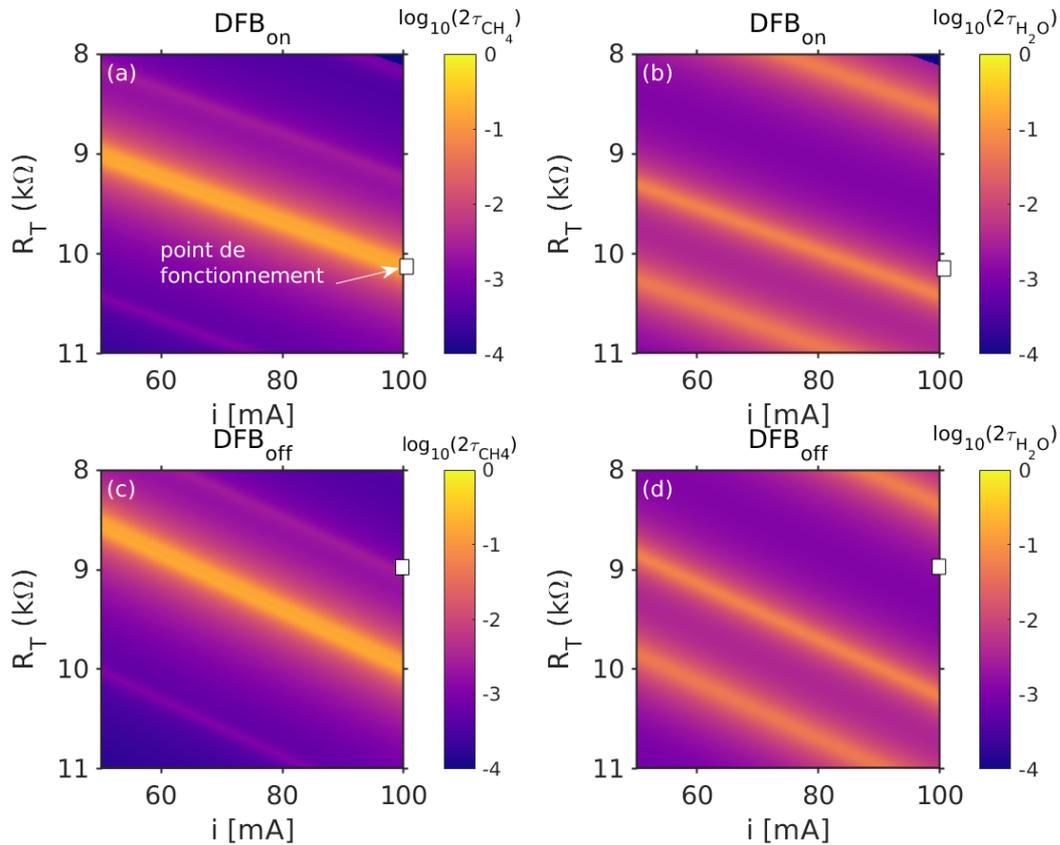


Fig. III.6: Épaisseur optique aller-retour dans l'atmosphère du méthane (a,c) et de la vapeur d'eau (b,d) sur 1km avec $x_{\text{CH}_4} = 1.8\text{ppm}$, $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10 \cdot 10^3\text{ppm}$ en fonction du courant et de la thermistance. $[\alpha_i, \alpha_T]$ sont supposés indépendants et l'évolution de la longueur d'onde avec le courant et la température linéaire sur un intervalle $\Delta\lambda \sim 1\text{nm}$ autour du maximum d'absorption du méthane dans la cellule de gaz

dizaine de secondes pour la mesure de panache) dues à un changement de l'environnement thermo-mécanique des DFB, peuvent conduire à un changement de la valeur de longueur d'onde centrale. On comprend que l'estimation de l'épaisseur optique et *in-fine* de la concentration du gaz cible demande une longueur d'onde *on* connue et stable. La procédure de calibration, présentée précédemment, permet uniquement la détermination de la longueur d'onde à un instant t précédant la mesure (boucle ouverte). Pour certaines applications futures, on pourra envisager d'asservir (boucle fermée) la longueur d'onde *on* avec la référence spectroscopique. Cela permettra de réduire les variations de longueur d'onde à long terme.

Dans le cas de la caractérisation de panache de méthane par le lidar VEGA, on peut néanmoins s'en tenir à un fonctionnement en boucle ouverte. En effet, les variations à long terme, imputables aux dérives du courant fourni par les contrôleurs de diodes, ont été estimées⁴ à 700MHz en 1h pendant le temps de chauffe du composant (et plus faible après 10 minutes d'allumage). Un tel biais sur la fréquence émise par les deux

4. Par comparaison de l'évolution de la fréquence d'un DL dont le coefficient d'accordabilité est de 0.35 GHz/mA

diodes (*i.e.* aucune calibration pendant une heure), donne un biais relatif de 7% sur la détermination de la concentration de méthane par la technique DIAL si l'on choisi la longueur d'onde *on* au centre de raie. Ce biais relatif est inférieur à la limite de 10% spécifié pour le scénario d'un accident majeur. En pratique, la procédure de calibration est répétée avant chaque mesure.

Excursion spectrale

C'est finalement la présence du filtre de Bragg dans l'amplificateur Raman qui limite l'excursion spectrale. La réflectivité R_{FBG} de ce réseau de Bragg est montrée figure III.7. Il limite l'accordabilité du système laser à environ $\pm 40\text{GHz}$ (équivalent à environ $\sim 0.4\text{ nm}$) autour du maximum de la raie d'absorption du méthane sélectionnée (critère $R_{\text{FBG}} > 0.9$).

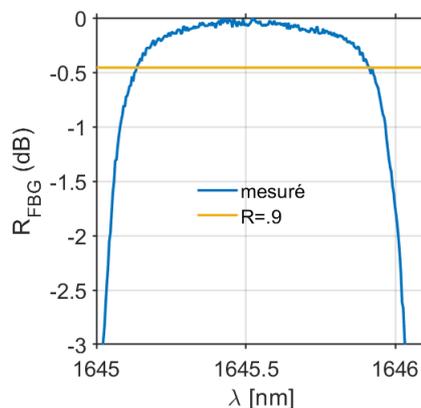


Fig. III.7: Réflectivité des filtres de Bragg (FBG) utilisés entre le pré-amplificateur Raman R1 et l'amplificateur Raman R2

III.2.2. Amplificateur Raman fibré à $1.65\ \mu\text{m}$

III.2.2.1. Compétition entre diffusion Raman et Brillouin stimulée

Propagation non-linéaire de la lumière dans une fibre optique

Au sein de l'amplificateur Raman développé pour le prototype VEGA, l'amplification a lieu au sein de fibres hautement non-linéaires. Celles-ci possèdent une aire effective de mode faible, de l'ordre de $17\ \mu\text{m}^2$ à 1550 nm (pour fixer les ordres de grandeurs, on a, à la même longueur d'onde, $85\ \mu\text{m}^2$ pour la fibre **Corning SMF28**, très utilisée dans le télécommunications). Avec une aire effective si petite, la densité surfacique d'énergie du champ est accrue. Il est alors possible d'exacerber l'apparition des effets non-linéaires. On peut scinder ces effets en trois interactions au sein d'une fibre optique :

1. l'interaction avec les nuages électroniques (effet Kerr [[Stolen and Ashkin, 1973](#)]).

2. l'interaction avec le réseau (*i.e.* phonons acoustiques).
3. l'interaction avec les molécules de silice SiO_2 (*i.e.* phonons optiques).

La première contribution est élastique et peut être considérée, (compte tenu des dynamiques associées aux électrons) comme instantanée à l'échelle des deux suivantes. En ce qui concerne ces dernières, l'onde EM cède ou prélève de l'énergie au milieu. Ainsi, des temps de réponses sont à considérer. Ces contributions sont responsables des processus de diffusion inélastique stimulée, d'une importance particulière pour l'amplification du signal fourni par les DFB. Nous allons discuter de ces deux processus ci-après, il s'agit des diffusions Brillouin et Raman stimulées.

Diffusion Raman stimulée (SRS)

La diffusion Raman [Raman, 1930] provient d'un couplage entre le champ EM et les phonons optiques du milieu (modes de vibration moléculaire à la fréquence Ω_R). Après diffusion, une onde EM (de pulsation initiale ω_i) possède une pulsation ω_s différente. Des considérations de physique statistique permettent d'établir que l'onde dite « Stokes » (telle que $\omega_s < \omega_i$, le champ cède de l'énergie au milieu) est privilégiée. Dans ce cas, il y a donc émission d'un phonon optique la pulsation Ω_R . Le principe de conservation de l'énergie permet d'écrire (où \hbar est la constante de Planck normalisée) :

$$\hbar\omega_i = \hbar\Omega_R + \hbar\omega_s \quad (\text{III.5})$$

Il existe un seuil de puissance d'entrée au delà duquel la diffusion Raman devient non-linéaire. On appelle ce phénomène diffusion Raman stimulée notée SRS [Hellwarth, 1963]. Ce phénomène de diffusion permet l'amplification au sein de la source laser de VEGA. Le spectre du gain Raman en fonction du décalage entre les fréquences de l'onde pompe et de l'onde diffusée pour une fibre en silice est exposé en figure III.8. Le gain est large bande (2 THz) autour d'un maximum situé à $\Omega_R/(2\pi) = 13$ THz (équivalent à 100 nm à 1.5 μm). Un amplificateur Raman fibré permet alors un transfert d'énergie entre une onde pompe à 1.55 μm et une onde Stokes à 1.65 μm . L'utilisation d'un signal pompe impulsif permet de générer et d'amplifier des impulsions à partir du signal continu délivré par les DFB. De plus, la longueur d'onde de pompe permet de profiter de la disponibilité et la maturité des composants (modulateurs, amplificateurs erbium, ...) développés pour les télécommunications et d'envisager une puissance crête de pompe élevée.

Diffusion Brillouin stimulée (SBS)

Prédite en 1914 par le physicien franco-américain Léon Brillouin, la diffusion Brillouin peut être interprétée, d'un point de vue classique, comme la diffusion inélastique de la lumière par les ondes acoustiques se propageant dans le matériau. Modifiant localement l'indice de réfraction, ces ondes sont responsables d'inhomogénéités de densité dynamiques. Il en existe naturellement dans tous les matériaux : elles sont créées

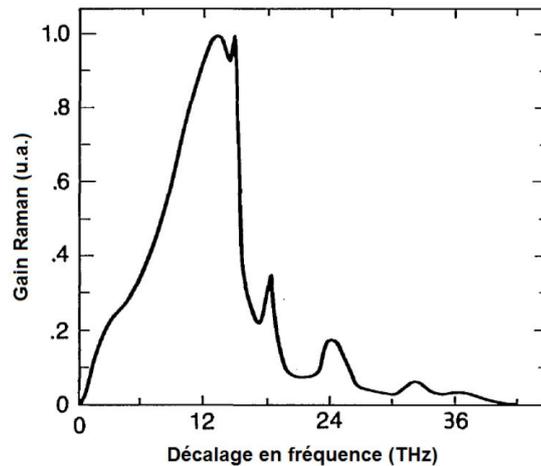


Fig. III.8: Spectre du gain Raman pour une fibre en silice (d'après [Stolen and Ashkin, 1973]) en fonction du décalage avec l'onde pompe

par l'agitation thermique des atomes et molécules [Brillouin, 1922]. Au sein d'une fibre optique en silice, le décalage en fréquence $\Omega_B/(2\pi)$ après diffusion est de l'ordre de 11 MHz et l'onde diffusée se propage en sens inverse de l'onde incidente (phénomène de rétrodiffusion) [Kobyakov et al., 2010].

Il existe également un régime de la diffusion Brillouin stimulée (SBS) à partir d'un certain seuil de puissance d'entrée. La SBS met en jeu deux autres effets d'importance :

- Les interférences entre l'onde incidente et l'onde diffusée.
- le phénomène d'« électrostriction », qui consiste en une variation de densité induite par le champ électrique porté par la lumière.

La propagation de la figure d'interférence s'accompagne de variations locales et périodiques de densité par électrostriction. Si la vitesse de propagation de cette figure est telle que les zones de champs intenses se déplacent en phase avec l'onde acoustique pré-existante, l'amplitude de cette dernière est renforcée par la présence même de l'onde EM. Un réseau de Bragg se propage alors dans la fibre et va contribuer à augmenter l'amplitude de l'onde Stokes. Au delà du seuil, une majorité de l'énergie portée par l'onde pompe est transférée à l'onde Stokes (cf. figure III.9).

Les deux processus de diffusion stimulée se manifestent lors de la propagation de la lumière au sein d'un amplificateur Raman fibré. La SRS est alors le processus utile et la SBS un effet indésirable.

L'efficacité des processus est décrite par les gains Brillouin et Raman, respectivement g_B et g_R . Ils sont exprimés en $m.W^{-1}$. Dans l'espace de Fourier, $g_B(f)$, respectivement $g_R(f)$, sont centrés en f_B , f_R et de largeur typique à mi-hauteur Δf_B , Δf_R . Une forme Lorentzienne est admise pour g_B [Kobyakov et al., 2010]. En ce qui concerne g_R , le spectre possède une forme plus quelconque [Headley and Agrawal, 1996]. Ces dif-

III. Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA

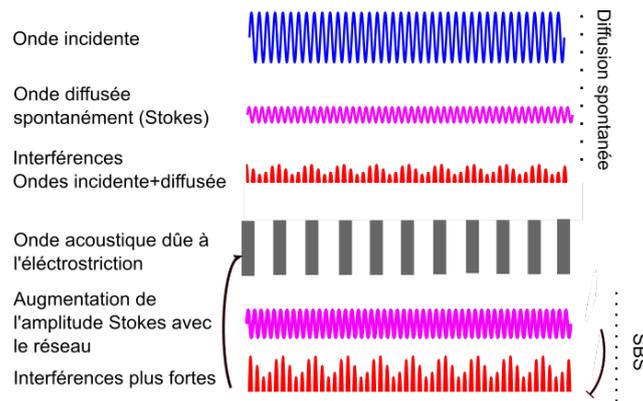


Fig. III.9: Mécanismes sous-jacents menant au régime stimulé de diffusion Brillouin dans une fibre optique

férents paramètres sont résumés dans le tableau ci-après et considérés à $\lambda = 1.55 \mu m$.

	SRS		SBS
$g_R(f_R)$	$7.10^{-14} m.W^{-1}$	$g_B(f_B)$	$5.10^{-11} m.W^{-1}$
f_R	$1.3 \times 10^{13} Hz$	f_B	$1.1 \times 10^{10} Hz$
Δf_R	$5 \times 10^{12} Hz$	Δf_B	$4 \times 10^7 MHz$

Tab. III.3: Un aperçu des ordres des grandeurs relatifs aux processus de diffusions stimulées (SRS/SBS) dans les fibres optiques en SiO_2 d'après [Agrawal, 2000]

On peut faire trois observations :

1. L'efficacité des processus diffère de 3 ordres de grandeurs, rendant l'apparition du régime SBS très antérieure au régime SRS en terme de puissance d'entrée. On définit le seuil des processus de diffusions stimulées d'après l'équation ci-dessous⁵ avec $k_R = 16$ et $k_B = 21$. En considérant les paramètres du tableau, au maximum de gain, et une fibre SMF28, d'aire effective $\sim 50 \mu m^2$ et de longueur effective $L_{eff} = 1 km$ on a $P_{th}^B \sim 20mW$ et $P_{th}^R \sim 50W$.
2. Les fréquences de décalage, signatures des fréquences de phonons, diffèrent de trois ordres de grandeurs
3. Les bandes passantes diffèrent quant à elles de 5 ordres de grandeurs : la SRS peut être considérée instantanée à l'échelle des temps de réponse de la SBS. Autre conséquence, la SRS permet une amplification plus large bande.

$$P_{th}^j = \frac{k_j A_{eff}}{g_j L_{eff}} \quad (III.6)$$

On comprend alors que le principal défi relatif à la montée en énergie au sein d'un amplificateur Raman est relatif à la compétition entre ces deux processus. La SBS

5. L'indice j représente ici les diffusions stimulées Raman (j = R) et Brillouin (j = B).

consiste en la rétrodiffusion d'une grande partie du signal injecté dans le régime stimulé. Elle limite donc l'énergie en sortie de l'amplificateur Raman. De plus, elle peut éventuellement endommager les composants en amont. Des isolateurs sont utilisés pour protéger les composants en amont (injecteurs notamment). Afin de limiter la contribution de la SBS, des méthodes spécifiques ont été mises en place au cours de la thèse de P.Benoit. Celles-ci sont présentées en Annexe D.

III.2.2.2. Influence de la phase non-linéaire sur les performances lidar

[Benoit et al., 2016] décrivent l'apparition d'un terme de phase non-linéaire φ_{NL} sur l'onde Stokes ($1.65 \mu\text{m}$) au cours de sa propagation dans l'amplificateur Raman. Cette phase trouve son origine dans la modulation de phase croisée qui décrit la modification de l'indice optique, vu par une onde, engendrée par l'onde se propageant conjointement à cette dernière (Stokes et pompe dans le cas présent). Un tel effet n'est pas sans évoquer l'élargissement spectral observé dans les lasers à semi-conducteurs, décrit par le facteur de Henry κ [Henry, 1982]. [Benoit, 2017] choisit une écriture similaire pour décrire le couplage amplitude/phase dans l'amplificateur Raman :

$$\varphi_{NL}(t) = \frac{\kappa}{2} \log(G_{\text{Raman}}(t)) \quad (\text{III.7})$$

Il est à noter que les paramètres tels que la longueur de fibre ou l'aire effective n'apparaissent pas dans l'équation. Le gain $G_R(t)$ est défini comme $P_R^{\text{out}}(t)/P_R^{\text{in}}$ où $P_R^{\text{out}}(t)$ et P_R^{in} désignent respectivement la puissance de l'onde Stokes en sortie et en entrée de l'amplificateur. Sa détermination suffit au calcul de $\varphi_{NL}(t)$. P. Benoit a déterminé expérimentalement, au cours de sa thèse, la valeur du coefficient κ à 6.4.

En pratique, ce terme de phase non-linéaire constitue la limite principale à la cohérence du signal Stokes et donc de la bande d'analyse lidar. L'objectif des paragraphes suivants est de présenter les travaux sur l'impact de la phase non-linéaire sur les performances lidar.

Observation de l'influence la forme d'impulsion sur la largeur de raie

À ces fins, la première étape consiste à observer un interférogramme résultant du mélange optique entre signal Stokes impulsionnel, de puissance crête P_R , et l'injecteur continu. On peut ainsi déterminer la densité spectrale de puissance (DSP) du signal Stokes en sortie de l'amplificateur. La DSP est alors centrée autour de la fréquence de décalage f_0 . On a, en l'occurrence $f_0 = 80 \text{ MHz}$. Le terme φ_{NL} domine la largeur de raie de telle sorte qu'il n'est pas nécessaire d'inclure une ligne à retard au montage. L'objectif est de comparer les densités spectrales de puissances pour différentes formes d'impulsions.

La figure III.10 montre :

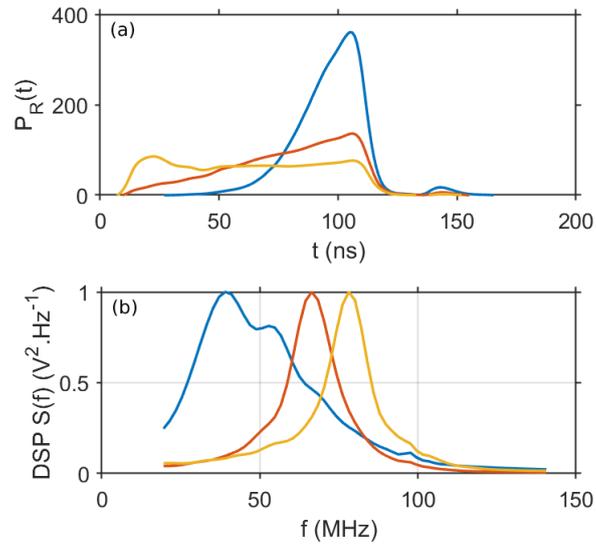


Fig. III.10: Influence de la forme d'impulsion sur la DSP à l'émission pour des impulsions de 100 ns (a) forme d'impulsions et puissance moyenne (b) spectre correspond obtenu par mesure hétérodyne entre l'OL et la sortie de la chaîne d'amplification Raman

- (a) différents profils d'impulsion de durée $\tau_p = 100$ ns, correspondant à une résolution lidar de 15 m.
- (b) la DSP normalisée correspondante à chacun de ses profils à partir de laquelle on peut déduire la largeur spectrale.

On observe qu'en augmentant dP_R/dt d'un profil à l'autre (et donc dG_R/dt), la contribution de phase non-linéaire est responsable d'un décalage de la fréquence centrale⁶ et/ou d'un élargissement spectral. On constate un minimum de largeur de raie pour un profil d'impulsion rectangulaire (en jaune) pour lequel on a $dP_R/dt = 0$ au sommet de l'impulsion. Cette observation est formalisée ci-après.

Répercussion de la phase non-linéaire sur le CNR

Nous avons vu au second chapitre que le CNR évolue comme $1/B$ (Eq.II.40). De plus, la bande lidar doit inclure toute l'énergie transmise par le laser. On choisira alors le critère $B \sim 6f_2$, où f_2 est l'écart type de la DSP du signal Stokes ($\pm 3\sigma$).

En s'appuyant sur ce critère, nous allons déterminer via des simulations numériques, l'effet de la forme d'impulsion Stokes $P_R(t)$ à $1.65 \mu m$ et de la phase non-linéaire sur le CNR. Pour cela, on modélise l'impulsion laser par une fonction paramétrée par l'énergie E_p , l'indice super-gaussien m_g et un écart type t_2 dans le temps. Observée en pratique, on inclut également au modèle une modulation sinusoïdale d'amplitude à

6. A noter qu'il est indispensable de connaître ce décalage pour la mesure Doppler, nous y revenons

la fréquence f_{mod} avec un indice de modulation m_{mod} .

$$P_R(t) = E_p \frac{e^{-\left(\frac{t}{m_g \sqrt[2]{t_2}}\right)^{m_g}} \left(1 + m_{\text{mod}}\right) \sin(2\pi f_{\text{mod}} t)}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{t}{m_g \sqrt[2]{t_2}}\right)^{m_g}} dt} \quad (\text{III.8})$$

Avec t_2 défini comme :

$$t_2 = \frac{\tau_p}{2 \sqrt[2]{m_g \log(2)}} \quad (\text{III.9})$$

La phase non-linéaire est simplement définie comme (où p_0 est la puissance injectée dans l'amplificateur Raman et $P(t)$ le profil d'impulsion en sortie) :

$$\varphi_{\text{NL}}(t) = \frac{\kappa}{2} \log\left(\frac{P_R(t)}{p_0}\right) \quad (\text{III.10})$$

Finalement l'interférogramme dont on va regarder la densité spectrale de puissance se calcule comme :

$$i(t) = \sqrt{P_R(t)} \cos\left(2\pi f_0 t + \varphi_{\text{NL}}(t)\right) \quad (\text{III.11})$$

Profil d'impulsion optimal

On cherche tout d'abord à déterminer l'influence de l'indice super-gaussien à l'aide de la figure III.11. Celle-ci montre :

- les profils d'impulsion $P_R(t)$ pour différentes valeurs de m_g (avec $E_p = 10 \mu\text{J}$, $p_0 = 1 \text{ mW}$, $\kappa = 6.4$, $f_0 = 80 \text{ MHz}$, $m_{\text{mod}} = 0$ et $\tau_p = 200 \text{ ns}$ *i.e.* une résolution lidar de 30 m).
- la phase non-linéaire calculée d'après l'Eq.III.10.
- la figure d'interférence calculée d'après l'Eq.III.11.
- la densité spectrale de puissance correspondante.

On voit que, pour une fonction gaussienne ($m_g = 2$, courbes violettes), on retrouve un spectre dont le produit temps-bande $\tau_p \Delta f$ est de 2.9. Cette valeur est largement supérieure aux 0.44 attendus pour une impulsion gaussienne dont le spectre est limité par transformée de Fourier. Le spectre est élargi à cause de la phase non-linéaire et des fronts de montée de l'impulsion gaussienne. On observe, en effet, une dérive de fréquence marquée sur la figure d'interférence. En conséquence, la bande lidar doit être adaptée à 36 MHz d'après la DSP correspondante (sous-figure d). À l'inverse, un profil de m_g plus élevé, s'approchant de la fonction rectangle ($m_g = 100$, courbes bleues),

III. Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA

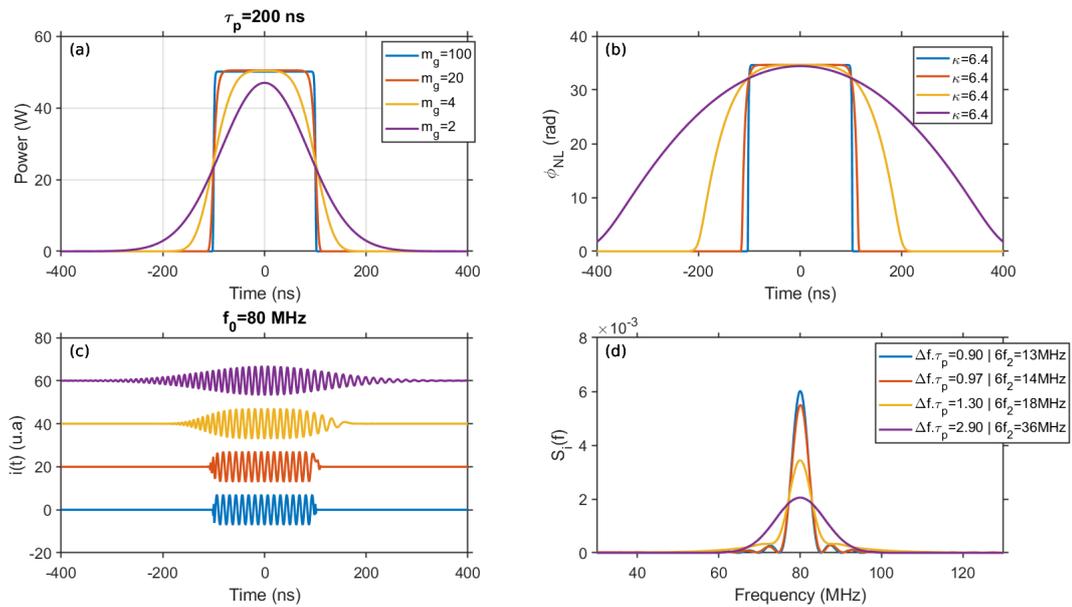


Fig. III.11: Détermination de l'influence de l'indice super-gaussien m_g sur le spectre en sortie de l'amplificateur (a) forme d'impulsion (puissance optique) et temps de montée (b) phase non linéaire $\varphi_{NL}(t)$ pour $p_0 = 1$ mW (c) interférogramme correspondant (d) Densité spectrale de puissance correspondante avec le produit temps bande et $6f_2$

présente un élargissement limité. C'est ce que nous avons déjà observé expérimentalement. On conclut alors qu'un profil rectangulaire est optimal pour minimiser la bande lidar. Pour appuyer cette conclusion, la figure III.12 montre la faible sensibilité d'un profil avec $m_g = 20$ à l'élargissement engendré par φ_{NL} en modifiant le facteur κ . La bande n'est modifiée que de 1 MHz.

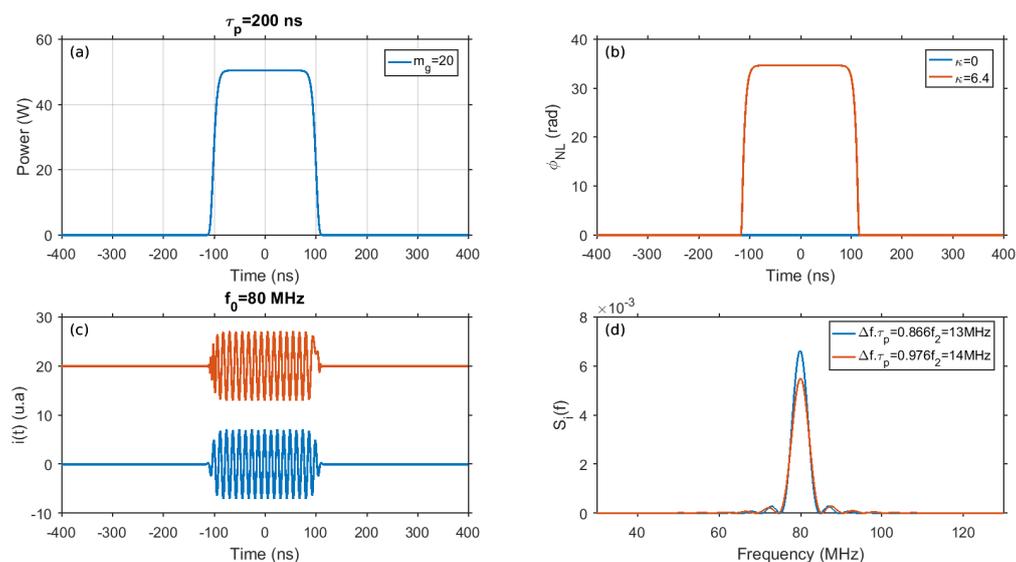


Fig. III.12: Illustration de l'insensibilité du profil rectangulaire à la phase non-linéaire

La figure III.13 nous permet finalement de quantifier l'effet de l'indice super-gaussien m_g sur le CNR. On choisit comme référence (CNR = 0 dB) le cas $m_g = 100$. L'objectif est de garantir une perte en CNR, liée à la forme de l'impulsion, en dessous de $\sim 25\%$ soit 1 dB. D'après ce graphique, cela correspond à m_g autour de 5 ou plus. Une valeur de $m_g = 20$ semble atteignable expérimentalement puisqu'elle correspond à un temps de montée (10-90%) de l'ordre de 15 ns. On peut alors envisager bande lidar d'environ 14 MHz.

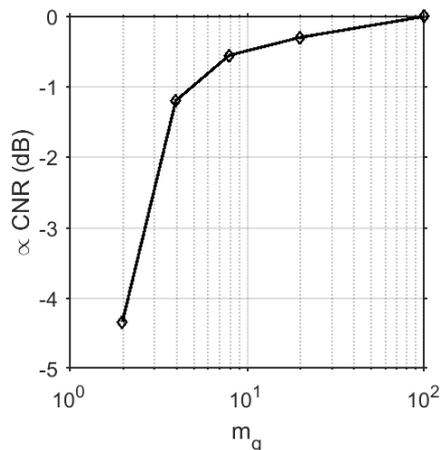


Fig. III.13: Influence de l'indice super-gaussien sur le CNR

Influence d'une modulation d'amplitude intra-pulse

Expérimentalement, nous avons constaté que, malgré l'utilisation d'impulsions rectangulaires, une modulation d'amplitude résiduelle sur le signal Stokes⁷ détériore également la bande lidar et le CNR. Afin de simuler cet effet, on choisit une fréquence de modulation de telle sorte à ce que les bande latérales résultantes se retrouvent en dehors de la bande optimale déterminée au paragraphe précédent ($f_{\text{mod}} = 15$ MHz). On considère alors comme critère l'énergie comprise dans cette bande optimale $B = 6f_2^0 = 14$ MHz, symbolisée par les traits pointillés sur la sous-figure (d). f_2^0 est la largeur calculée pour une impulsion avec $m_g = 20$ et $m_{\text{mod}} = 0$. La figure III.14 montre les résultats et, enfin, la figure III.15 stipule qu'il est conseillé de ne pas excéder un indice de modulation m_{mod} de 10% afin de ne pas détériorer le CNR de manière significative.

En conclusion, l'objectif est d'obtenir une impulsion super-gaussienne d'indice $m_g \geq 20$ (*i.e.* proche de la fonction rectangle) avec une modulation d'amplitude résiduelle telle que $m_{\text{mod}} < 10\%$ afin de maintenir les performances lidar. En ce qui concerne les modulations, toute modulation d'amplitude sur le profil de pompe se répercute de manière exponentielle sur le profil Stokes. L'indice de sur-modulation des profils de pompe doit donc être plus faible encore. Au cours de la thèse, ces spécifications ont conditionné l'utilisation d'une nouvelle méthode de suppression de la SBS pour les pompes du pré-amplificateur Raman, initialement responsable d'une modulation d'amplitude à 1 GHz

7. qui peut provenir d'une répercussion exponentielle d'une modulation sur le signal pompe

III. Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA

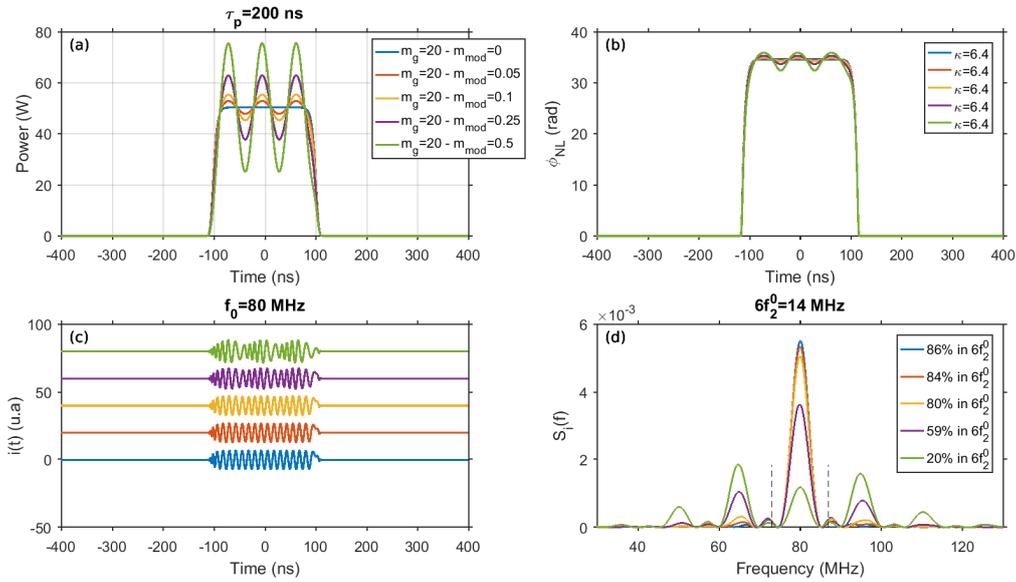


Fig. III.14: Influence d'une modulation d'amplitude d'indice de modulation m_{mod}

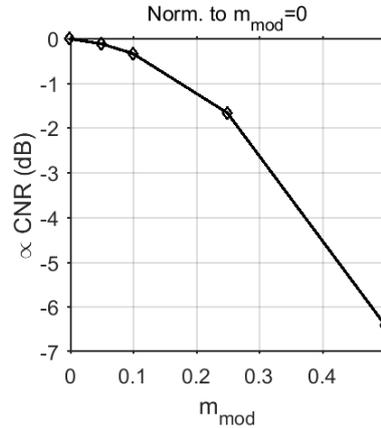


Fig. III.15: Influence de l'indice de modulation d'amplitude m_{mod} du profil Stokes sur le CNR

sur l'onde Stokes. De plus, la SBS se manifeste par un « chahut » en fin d'impulsion et détériore donc la stabilité des moments de la DSP via la phase non-linéaire. Il convient alors de s'éloigner du seuil de la SBS de la pompe ou du signal Stokes.

Contrôle et correction de la forme d'impulsion

Une des voies de la carte d'acquisition est dédiée à la mesure du profil d'impulsion à $1.65 \mu\text{m}$. Afin de maintenir un profil rectangulaire sans modulation intra-pulse et donc maintenir les performances lidar, nous avons mis en place une procédure de contrôle semi-automatique. Elle permet d'ajuster les profils de tension délivrés par le générateur arbitraire servant à dessiner les impulsions des pompes des amplificateurs Raman. L'objectif est de se rapprocher autant que possible d'un profil rectangulaire pour les pompes des étages R1 et R2 et pour le signal Stokes en sortie de la chaîne. A chaque

itération de cette procédure, les consignes de tension sont révisées relativement à la mesure du profil de l'impulsion concernée, et de son écart au profil rectangulaire. Cette technique est par ailleurs utilisée pour les profils montrés à la fin de cette partie dédiée au laser de VEGA (figure III.16). La procédure peut être utilisée au besoin, préalablement à une acquisition lidar, si la forme d'impulsion évolue dans le temps et est susceptible de conduire à une baisse de performance.

En plus de nous permettre d'appliquer cette procédure, la mesure du profil d'impulsion permet d'obtenir le ratio d'énergie entre les longueurs d'onde *on* et *off*-line au cours d'une mesure lidar. Ce ratio est nécessaire à une mesure intégrée (IPDA).

Durée d'impulsion

Il a été décidé de modifier la durée d'impulsion de 100 ns à 200 ns. C'est une autre conséquence des discussions soulevées par mon travail de thèse au sujet du système laser. En effet, cela permet de minimiser la bande d'analyse lidar B . Limitée par transformée de Fourier (TF), la plus faible largeur de raie permet d'augmenter le CNR de 3dB. Cette amélioration se fait cependant au détriment de la résolution spatiale du lidar (passant de 15 à 30 m). Celle-ci reste néanmoins inférieure à la spécification initiale présentée dans le tableau (Tab.I.1) pour le scénario de l'accident majeur (avec une résolution inférieure à 100 m). Le choix de $\tau_p = 200$ ns a semblé une meilleure option en vue de maximiser les CNR obtenus avec le prototype lidar. C'est pourquoi il a été décidé de modifier la durée d'impulsions pendant ma thèse.

III.2.2.3. Performances de la source laser

Énergie et bande passante

Dans la configuration décrite dans les paragraphes précédents, les résultats présentés en figure III.16 montrent le profil d'impulsion moyen, avec $\tau_p = 200$ ns, obtenu en sortie des deux étages d'amplification Raman ainsi que la DSP $\mathcal{S}_{EE^*}(f)$ correspondante. Comme on le constate sur la figure III.16a, une énergie de l'ordre de $10 \mu\text{J}$ peut être atteinte, avant que le signal Stokes Raman ne subisse la SBS. On constate également des fronts de montée plus courts que la dizaine de ns, compatibles avec la valeur $m_g = 20$ prescrite précédemment. D'après la figure III.16b, la bande estimée pour le lidar est proche de 15 MHz. Ceci correspond à $f_2 \simeq 2.5$ MHz et FWHM $\simeq 5.8$ MHz, des valeurs proches de la limite de Fourier ($f_2 = 2.1$ MHz). À titre indicatif, la DSP correspondant à la limite par TF d'un profil d'impulsion rectangulaire, centrée en $f_0 = 80$ MHz, est conjointement tracée. Elle suit l'équation $\mathcal{S}_{EE^*}^0(f) = \tau_p^2 \times \text{sinc}^2\left(\tau_p(f - f_0)\right)$. Finalement, la DSP du signal Stokes n'est pas exactement centrée en $f_0 = 80$ MHz (plutôt à 78 MHz). Cela s'explique par la contribution de la phase non-linéaire puisque l'impulsion n'est pas parfaitement rectangulaire. Cet écart est à prendre en compte pour la détermination du décalage Doppler de l'onde diffusée et de la vitesse de vent. Les performances du laser sont résumées dans le tableau III.4.

III. Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA

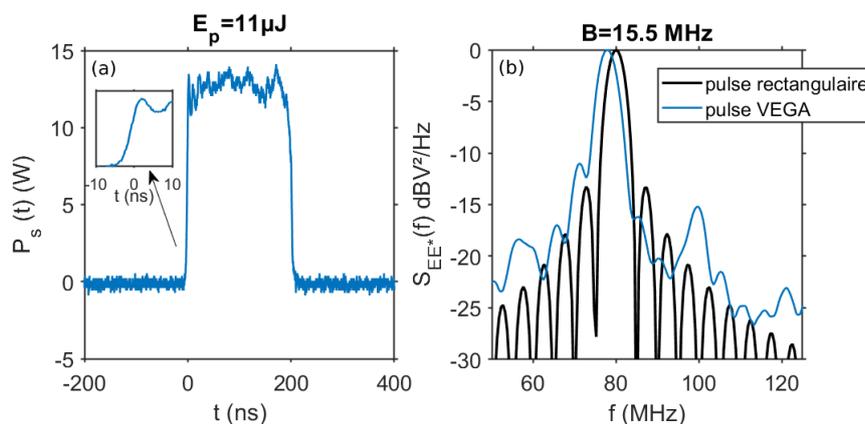


Fig. III.16: (a) Profil d'impulsion obtenus pour $\tau_p = 200$ ns (b) spectre correspondant et comparaison avec le cas idéal d'un pulse rectangulaire

Paramètre	Valeur
E_p	$\sim 10 \mu\text{J}$
τ_p	200 ns
Profil $P(t)$	rectangulaire ($m_g \sim 20$)
Δz	30 m
Cadence	20 kHz
Spectre FWHM	~ 6 MHz

Tab. III.4: Résumé des performances atteintes par la source fibrée de VEGA

Stabilité

L'obtention des différentes équations du chapitre II (CNR, erreur DIAL, ...), nécessite l'hypothèse de paramètres stationnaires aux échelles du temps de mesure et de l'intervalle de temps entre l'émission des signaux aux longueurs d'onde *on* et *off*. En pratique, certains paramètres de ces équations, sont susceptibles de présenter des variations. On peut caractériser les instabilités d'origine instrumentale. Pour ce faire, nous allons tracer, les déviations d'Allan $\sigma_y(\tau)$ des 3 moments de la densité spectrale de puissance du signal Stokes. On les désignera respectivement par m_0 (l'énergie), f_1 (le barycentre de fréquence) et f_2 (moment centré, largeur spectrale). Des séries temporelles de ces quantités, mesurées au laboratoire, sont présentées figure III.17.

$$\begin{aligned}
 m_0 &= \int_B \mathcal{S}_{EE^*}(f) \times df \\
 f_1 &= \frac{\int_B \mathcal{S}_{EE^*}(f) \times f \times df}{m_0} \\
 f_2 &= \left(\frac{\int_B \mathcal{S}_{EE^*} \times (f_2 - f_1)^2 \times df}{m_0} \right)^{1/2}
 \end{aligned} \tag{III.12}$$

La figure III.18 présente les déviations d'Allan calculées pour m_0 , f_1 et f_2 . L'incertitude relative sur m_0 est de l'ordre de 5% sur 10 s d'observation. En constatant l'intersec-

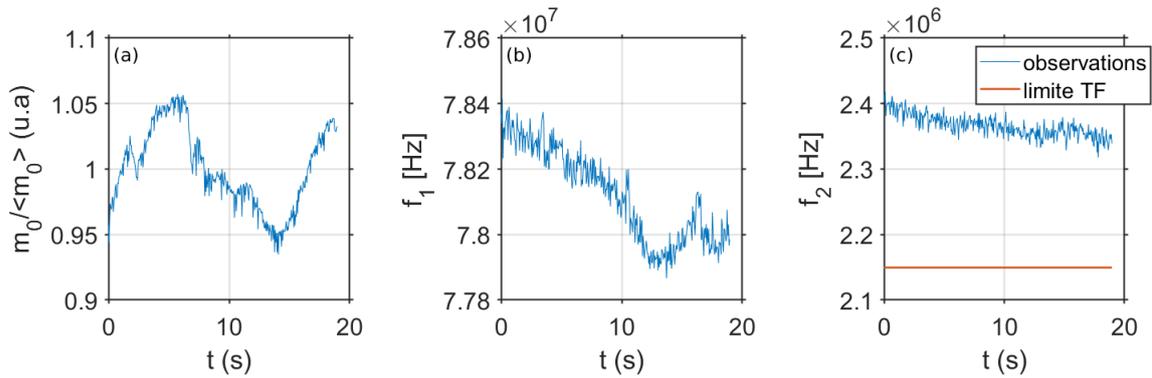


Fig. III.17: Évolution dans le temps des moments de la DSP du signal Stokes en sortie de la chaîne d'amplification (a) intégrale (ordre 0) (b) moment d'ordre 1 (c) moment d'ordre 2 centré

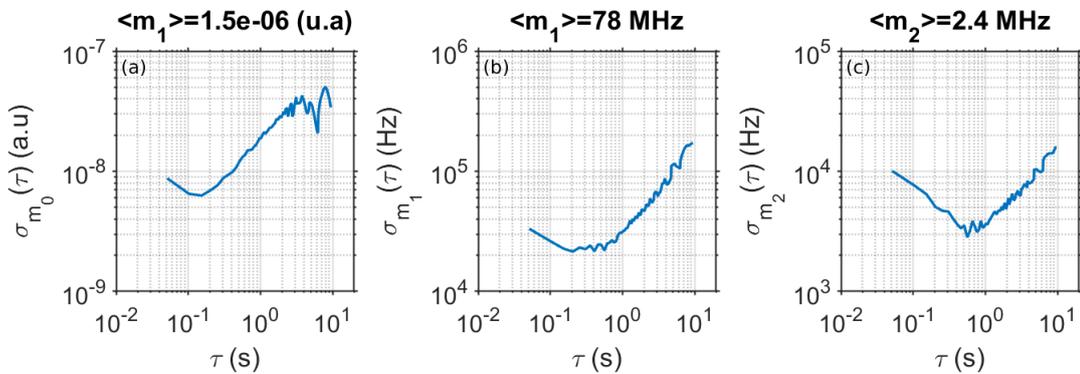


Fig. III.18: Déviation d'Allan des moments de la DSP du signal Stokes en sortie de la chaîne d'amplification (a) intégrale (ordre 0) (b) moment d'ordre 1 (c) moment d'ordre 2 centré

tion de la fonction en $\tau^{-1/2}$ (*bruit blanc, phénomène stationnaire*) et $\tau^{1/2}$ (*dérive*) on constate un temps de coude de l'ordre de 10^{-1} s pour le moment d'ordre 0. Afin de ne pas entacher la mesure IP-DIAL de ces fluctuations d'énergie, il est préférable d'avoir une fréquence de commutateur de l'ordre de 10^{-1} s ou alors mesurer cette énergie (on effectue les deux choix). Pour f_1 et f_2 , ces temps de coude sont de l'ordre de la seconde. Cependant, f_1 et f_2 présentent des variations relatives inférieures au % sur 10 s d'observation. Pour f_1 , cela correspond à une incertitude absolue de l'ordre de la centaine de kHz. En résulterait une contribution du laser sur l'erreur vent inférieure à 0.1 m.s^{-1} . Pour f_2 , une extrapolation linéaire donne moins d'une centaine de kHz en 20 sec. De plus, la série $m_2(t)$ présentée ici à titre d'exemple, montre une tendance à l'amélioration après allumage ($t = 0$). Les ordres de grandeurs des incertitude relatives des moments permettent envisager des temps d'accumulation lidar plus longs (notamment pour la mesure DIAL) sans que les performances du laser n'entache la mesure.

III.3. Conception et caractérisation du système lidar

Après avoir présenté les performances de la source laser, cette partie est consacrée à l'architecture optique (télescope) et aux différents sous-systèmes optoélectroniques (MAO, détecteur).

III.3.1. Optiques d'émission/réception

Architecture du télescope

La figure III.19 montre l'architecture du télescope du lidar VEGA. La géométrie d'émission/réception est mono-statique. Les deux voies sont séparées en polarisation grâce à un cube séparateur de polarisation (PBS⁸) et une lame d'onde ($\lambda/4$). Les axes neutres de la lame d'onde sont placés à 45 degrés de l'axe de polarisation du signal laser. Le PBS est inclus dans un composant micro-mécanique possédant une entrée (signal laser) et une sortie (signal diffusé) fibrée et des lentilles de collimation de focales $f_1 = f_2 = 18$ mm et de diamètre 25 mm. Ces lentilles sont placées à la distance f_1 de la fibre. Le diamètre du faisceau en sortie du collimateur est de 3.6 mm. Une lentille (L3) de diamètre 25 mm et de focale $f_3 = 20$ mm est placée sur une monture de translation. Enfin on trouve la lentille L4 de diamètre 76.2 mm et de focale $f_4 = 310$ mm. Elle est placée à une distance f_4 de la lentille L3.

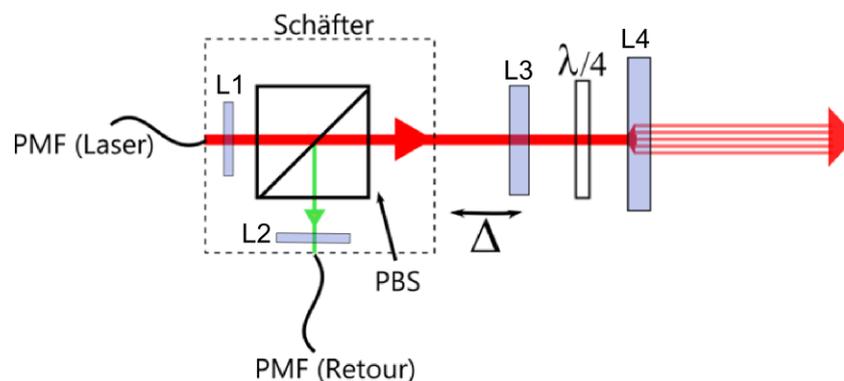


Fig. III.19: Architecture optique du télescope de VEGA

Focalisation et géométrie du faisceau

La position de la lentille L3 permet de régler la distance de focalisation dans l'atmosphère. En ce sens, le paramètre Δ exprime l'écart à une configuration afocale (faisceau collimaté) pour laquelle $d(L3 - L4) = f_4$. Pour $\Delta = 0$ la collimation est vérifiée à l'aide d'un interféromètre de Shearing. En raison de la nature monomode des fibres utilisées, on supposera le facteur de qualité de faisceau M^2 comme unitaire. Le facteur

8. Polarization Beam Splitter

de remplissage de la lentille de sortie est théoriquement estimée à $\eta_p = 3/4$ (diamètre 56 mm du faisceau sur L4) à partir d'un rayon en sortie de fibre⁹ de $w_0^f = 5.36 \mu\text{m}$. Il s'agit du facteur de remplissage optimal pour le rendement hétérodyne. La distance de focalisation maximale est estimée à $z_{\text{foc}}^{\text{max}} = 750 \text{ m}$. Finalement, la transmission du télescope est estimée à $K = 0.8$. Cependant, cette valeur ne tient pas compte de la qualité de l'alignement émission/réception. Les courbes rouges de la figure III.20 montrent la distance de focalisation et le diamètre du faisceau au point de focalisation.

Toutes les considérations précédentes sont de l'ordre de la théorie. Expérimentalement, une profondeur de champ plus grande qu'attendue a été constaté. En ajustant la géométrie du CNR(z) normalisé (dépendant du rayon de faisceau $w(z)$), on trouve, de manière répétable un facteur de remplissage d'environ $\eta_p = 1/2$ (cf. figure III.21). Le fait que l'ajustement soit répétable permet de ne pas incriminer des effets dynamiques comme la turbulence d'indice. Notre hypothèse est celle d'une méconnaissance des focales des lentilles utilisées. Il est possible que les focales spécifiées pour les lentilles L3 et L4 ne le soient pas à $1.65 \mu\text{m}$. Comparé au CNR théoriquement atteignable avec un facteur de remplissage autour de 0.75, un facteur de remplissage de 0.5 engendre directement une perte de 37 % au point de focalisation [Zhao et al., 1990]. Les corrections apportées à la distance z_f de focalisation et le diamètre du faisceau en fonction de Δ sont montrées en bleu sur la figure III.20 et comparées avec les mesures. La nouvelle distance maximale de focalisation est de l'ordre de $\sim 350 \text{ m}$. Cette constatation a toutefois été effectuée tardivement au cours de la thèse. C'est la raison pour laquelle elle n'a pas été corrigée pour le moment.

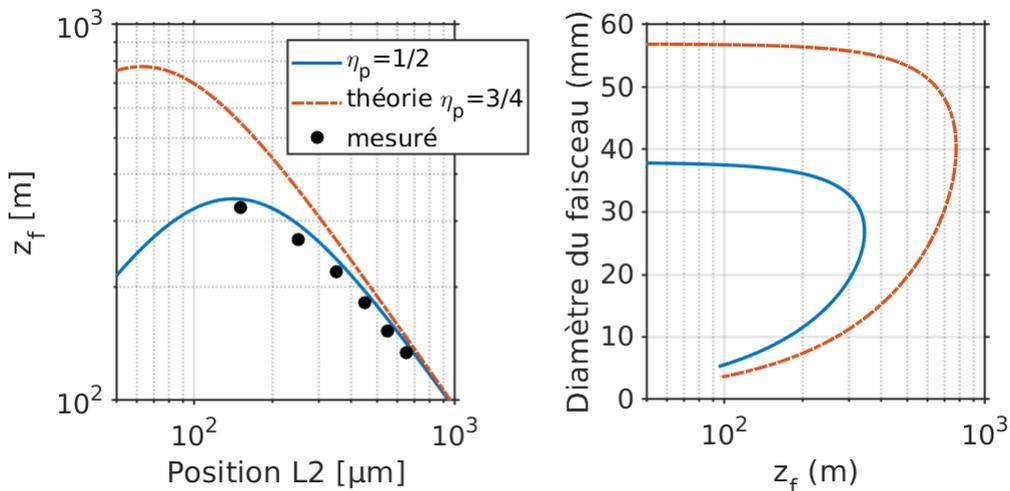


Fig. III.20: Distance de focalisation z_f et diamètre de faisceau $2w$ en fonction de Δ pour le paramètre de troncature théorique (0.75 en rouge) et observé (0.5 en bleu). Les points expérimentaux figurent en noir.

9. D'après le travail de [Marcuse, 1978], le mode fondamental peut être approximé par un mode de propagation gaussien, de rayon à $1/e \sqrt{2}w$ comparable à a

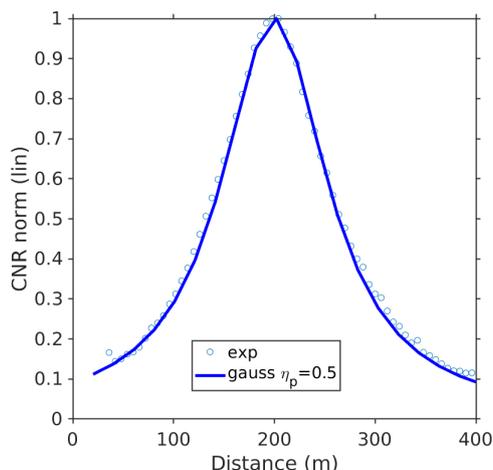


Fig. III.21: Ajustement du CNR normalisé avec le paramètre η_p

III.3.2. Caractérisation des composants opto-électroniques

Commutateur optique pour la mesure DIAL

Ce composant permet l'injection alternative nécessaire à la mesure DIAL de l'amplificateur Raman par les DFB *on* et *off*. Cette opération est réalisée à l'aide d'une architecture solide (cristal) ne nécessitant pas de parties mobiles. Le commutateur fonctionne à la fréquence f_{on-off} . On observe un temps de montée de 10 à 90 % de l'ordre de 700 ns. On peut qualifier ce temps de rapide à l'échelle de la cadence de répétition du système laser (1.4 %). Le temps de montée présente peu d'évolution en fonction de la fréquence de commutateur ($f_{on-off}=100$ Hz et 1 kHz sur la figure présentée). La fréquence de commutateur maximale spécifiée par le constructeur est de 5 kHz. Cependant, comme nous allons l'évoquer au cours des quatrième et cinquième chapitres, ce sont finalement des temps morts dans la procédure d'acquisition qui nous ont incité à limiter la fréquence de commutateur en dessous de 10 Hz dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit (amélioration à 20 Hz depuis).

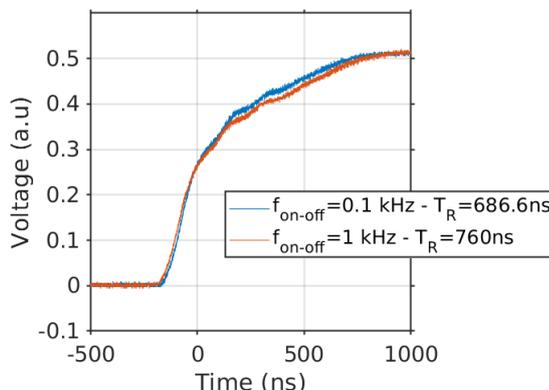


Fig. III.22: Mesure du temps de montée du commutateur optique

Fréquence intermédiaire f_0

Le signal d'injection subit, à l'entrée de R1, un décalage en fréquence imposé par un modulateur acousto-optique (MAO) piloté à $f_0 = 80$ MHz. Cette fréquence est désignée comme « fréquence intermédiaire » et permet d'étudier le spectre du mélange hétérodyne dans le domaine RF autour de cette fréquence. Dans notre cas, le MAO fonctionne en régime continu. Le composant est spécialement spécifié à $1.65 \mu\text{m}$ afin d'optimiser le couplage dans l'ordre 1 de diffraction et donc sa transmission.

Détermination de la sensibilité du détecteur η_d

On utilise des photodiodes à avalanche (APD) InGaAs. Afin de déterminer la sensibilité, on fait varier la puissance optique incidente sur le détecteur. La mesure présentée sur la figure III.25 présente une sensibilité de 0.79 A.W^{-1} à $1.65 \mu\text{m}$. On constate une perte de $\sim 10\%$ de la sensibilité du détecteur en comparaison de sa valeur à $1.55 \mu\text{m}$.

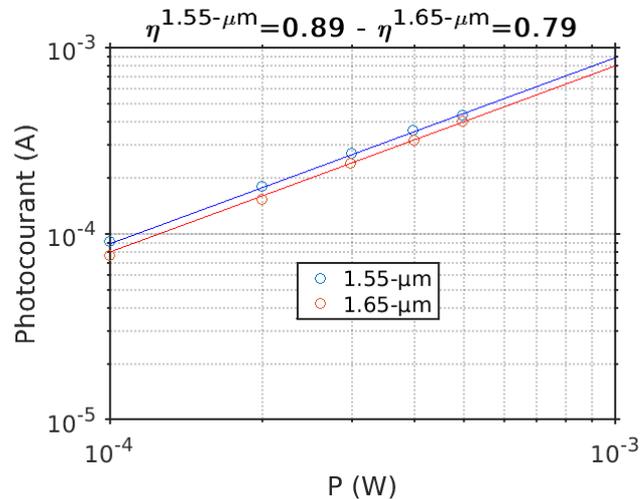


Fig. III.23: Mesure des sensibilités η_d du détecteur lidar à $1.5 \mu\text{m}$ et $1.6 \mu\text{m}$. Elles sont indiquées en A.W^{-1} au dessus du graphique.

Détermination de la puissance équivalente de bruit NEP

En effectuant une mesure de la DSP du courant aux bornes du détecteur, lorsque celui-ci n'est pas éclairé, avec un analyseur de spectre électrique, l'obtention d'une DSP de bruit à laquelle on soustrait la contribution du bruit thermique et de l'instrument permet d'isoler le NEP du détecteur d'après l'Eq.II.34. La documentation spécifie un NEP inférieur à $10 \text{ pW.Hz}^{-1/2}$. La mesure présentée sur la figure III.24 montre un valeur se situant bien dans cette gamme. Bien que, autour de 80 MHz on se situe plutôt autour de $5 \text{ pW.Hz}^{-1/2}$, nous allons toutefois considérer l'hypothèse d'un NEP blanc de $10 \text{ pW.Hz}^{-1/2}$ pour les simulations. Cela permet de prendre une marge vis à vis des variations de performances d'un détecteur à l'autre. D'après la chute du NEP, on voit que la bande passante du détecteur est de l'ordre de 150 MHz.

III. Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA

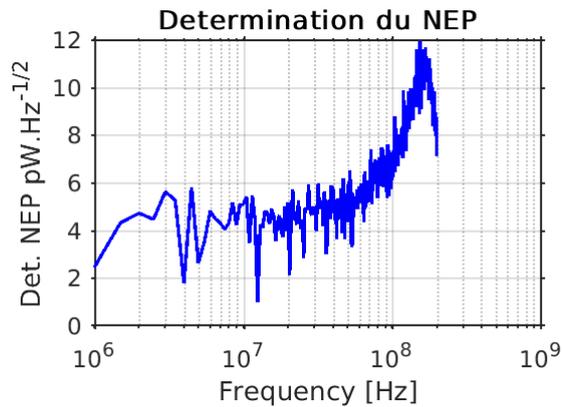


Fig. III.24: Détermination du NEP du détecteur lidar avec une transimpédance de $Z = 1500 \Omega$, une résistance de charge de $R = 50 \Omega$, une résolution de la mesure sur l'analyseur de spectre électrique $df = 0.1 \text{ MHz}$ et une température de $\theta = 300 \text{ K}$.

Détermination de la puissance de saturation du détecteur P_{sat}

Afin d'atteindre la limite quantique de détection de l'instrument lidar, la puissance OL éclairant le détecteur doit être suffisante afin de maximiser la contribution du bruit de photon. Il faut cependant s'en tenir au régime pour lequel la sensibilité η_d affiche un comportement linéaire. Au delà, le détecteur est saturé. On observe sur la figure III.25 que cette puissance de saturation est de l'ordre autour de $P_{\text{sat}} = 2 \text{ mW}$. On peut déjà supposer à l'aide d'une telle courbe que la contribution du RIN est négligeable (comportement linéaire entre 500 et $1500 \mu\text{W}$). Pour cette expérience, la diode laser opère à sa puissance maximale, suffisamment éloignée du seuil¹⁰, et la puissance est modifiée à l'aide d'un atténuateur variable.

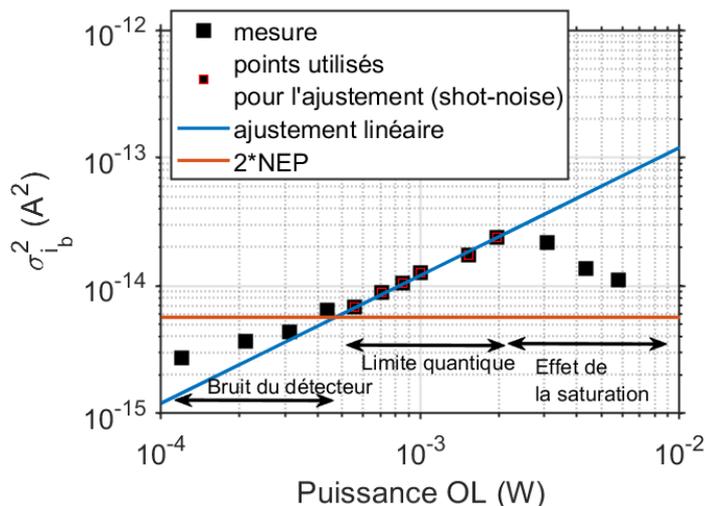


Fig. III.25: Mesure de la puissance de saturation du détecteur lidar et ajustement pour $0.5 < P_{\text{ol}} < 2 \text{ mW}$ pour la détermination de η_d via l'expression de la puissance de bruit quantique. Les paramètres sont les suivants : $Z = 1500 \Omega$, $R = 50 \Omega$, $B = 50 \text{ MHz}$, $\text{NEP} = 10^{-11} \text{ W.Hz}^{-1/2}$.

10. Le RIN est minimal loin du seuil

Facteur d'excès de bruit quantique M_{dB}

Le facteur d'excès de bruit quantique est défini, d'après [Wilson et al., 1991], de la façon suivante :

$$M_{dB} = 10 \log_{10} \left(\frac{\overbrace{2\eta_d e P_{ol}}^{\text{shot-noise}} + \overbrace{(NEP \cdot \eta_d)^2}^{\text{det.}}}{(NEP \cdot \eta_d)^2} \right) \quad (\text{III.13})$$

La figure III.26 montre que l'obtention d'un facteur d'excès de 3 dB nécessite une puissance de $\sim 240 \mu\text{W}$ à $1.65 \mu\text{m}$. Cependant il convient de maximiser cette puissance P_{ol} pour maximiser le CNR. On choisira donc une puissance $P_{OL} = 1.5 \text{ mW}$ afin de garantir une certaine marge relativement à la puissance de seuil évoquée au paragraphe précédent. Cette puissance correspond à un facteur d'excès de bruit de $M_{dB} = 8.6 \text{ dB}$ et donc une augmentation du CNR de 2.4 dB (en comparaison de $240 \mu\text{W}$)

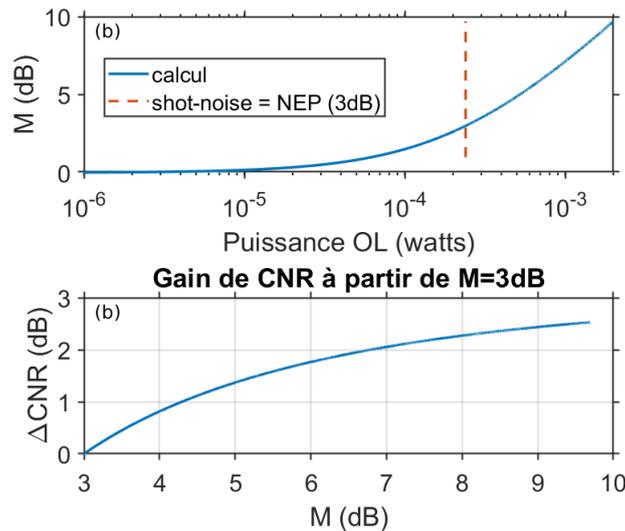


Fig. III.26: Illustration de l'influence du facteur d'excès de bruit de photon M . $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$. $NEP = 1.10^{-11} \text{ W.Hz}^{-1/2}$, $\eta_d = 0.77 \text{ A/W}$

Détection équilibrée

Pour un lidar hétérodyne fibré, le mélange optique des champs diffusé et oscillateur local se fait à l'aide d'un coupleur avec un taux de couplage x/y (tel que $x+y = 1$). L'idée est d'avoir la plus grande fraction du signal diffusé yP_s tout en éclairant le détecteur avec une puissance xP_{ol} suffisante (cf. figure III.27). Dans le cas de VEGA, les DFB délivrent 15 mW qu'il faut répartir entre l'oscillateur local, la voie de calibration spectrale et l'injection de l'amplificateur Raman.

Il est donc difficile d'envisager un taux de couplage x faible pour obtenir environ P_{sat} sur le détecteur. Si x doit être, disons supérieur à 0.5 alors y lui est inférieur et l'on

III. Conception d'un prototype lidar bi-fonction fibré : VEGA

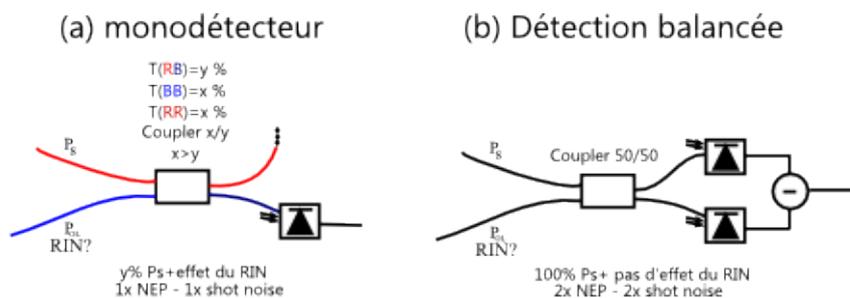


Fig. III.27: Illustration de l'intérêt d'une détection équilibrée

perd dans le mélange plus de la moitié du signal diffusé. Pour parer à cela, nous allons utiliser un coupleur 50/50 et une détection équilibrée [Carleton and Maloney, 1968] qui comprend deux détecteurs. On récupère alors 100% de P_s . Bien que le NEP soit deux fois plus élevé, l'utilisation d'une détection équilibrée comporte un second avantage. Les photocourants générés par chacun des détecteurs sont soustraits. L'influence des bruits corrélés sur les deux détecteurs, comme par exemple le RIN de l'oscillateur local est minimisée par l'opération de soustraction.

En sortie du détecteur, le signal radiofréquence est finalement filtré (10 – 100 MHz) et amplifié (23 dB) afin d'obtenir une tension dans la gamme de la carte d'acquisition.

III.3.3. Intégration du prototype lidar

Finalement, afin de rendre le prototype VEGA opérationnel pour des mesures sur le terrain, un effort d'intégration a été nécessaire. Cet effort a mobilisé plusieurs membres de l'équipe. La figure III.28 illustre l'état actuel de l'instrument et permet de le comparer à son état en 2016 (*i.e.* au début de ce travail thèse). Le volume de ce prototype est d'environ 1.7 m^3 . Il se compose de 4 parties distinctes comportant respectivement :

- l'injection, la génération de signaux rf, la détection et le pré-amplificateur R1
- le télescope et l'amplificateur R2
- des miroirs motorisés pour diriger le faisceau laser
- une unité de contrôle comprenant un PC pour contrôler l'instrument et traiter les signaux lidar.

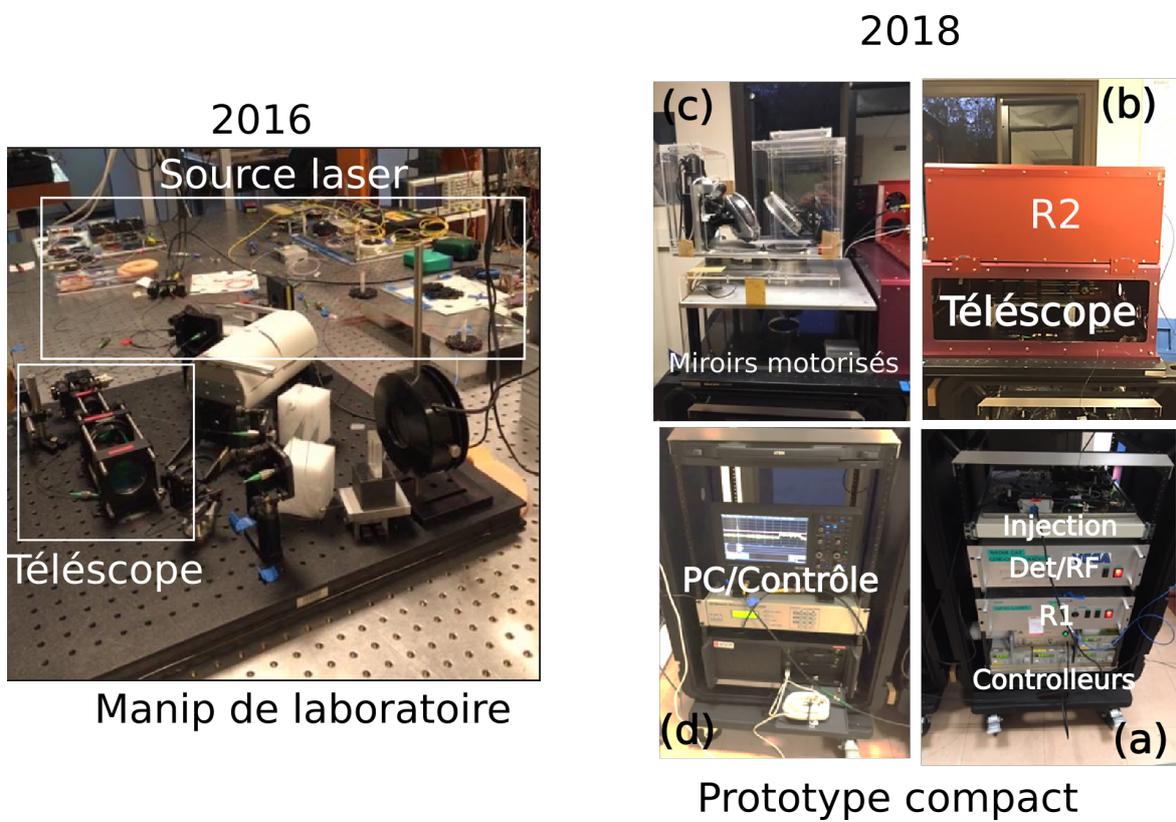


Fig. III.28: Evolution du prototype VEGA au cours de la thèse, entre 2016 et 2018

III.4. Conclusion du chapitre

La conception et la caractérisation du prototype lidar VEGA ont été détaillées, depuis sa source laser fibrée jusqu'à la réalisation d'un instrument compact à la fin de ce travail de thèse.

Tirant profit de la diffusion Raman stimulée pour générer du gain à $1.65 \mu\text{m}$, la source laser fibrée (architecture injecteur/amplificateur) peut délivrer des impulsions optiques de 200 ns (correspondant à une résolution lidar de 30 m), d'énergie environ $10 \mu\text{J}$ avec une haute cadence de répétition de 20 kHz. L'étage d'injection de l'amplificateur Raman a également été caractérisé, en terme de largeur spectrale et d'accordabilité relativement à la raie d'absorption d'intérêt. Une voie de contrôle dédiée à la calibration de la longueur d'onde émise par les diodes a été mise en place.

Nous avons également développé un système permettant de maintenir les impulsions rectangulaires, avec de faibles modulations intra-pulse, afin de garantir une largeur spectrale adéquate pour la détection hétérodyne (impulsion limitée par transformée de Fourier). Une bande d'analyse de l'ordre de 15 MHz est retenue. VEGA embarque une détection équilibrée de sensibilité de $0.77 \text{A}\cdot\text{W}^{-1}$, et une puissance équivalente de bruit (NEP) proche de $2 \times 10 \text{pW}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Chaque détecteur est éclairé avec environ 1.5 mW de puissance oscillateur local. En ce qui concerne le télescope, il a été conçu pour obtenir un facteur de remplissage optimal de $\eta_p = 3/4$. Il a été établi, cependant que ce dernier est en réalité plus proche de 0.5. Une amélioration de 37% du CNR semble donc envisageable dans le futur. La distance de focalisation maximale est de l'ordre de 350 m.

Les performances du prototype développé sont résumées dans le Tableau.III.5. Les paramètres répertoriés dans ce tableau servent d'entrées aux simulations présentées au chapitre suivant.

Tab. III.5: Paramètres de VEGA

Laser		Système lidar	
Energie	$\sim 10 \mu\text{J}$	Résolution axiale lidar	30 m
Durée d'impulsion	200 ns	Rayon de faisceau L4	$\sim 38 \text{ mm}$
Fréquence de répétition	20 kHz	Fréquence MAO	80 MHz
Largeur spectrale	$\sim 6 \text{ MHz}$	Détecteur	InGaAs APD
Polarisation	Linéaire	Sensibilité détecteur	0.77 A/W
M^2	~ 1	Volume	1.7 m^3
Longueur d'onde λ	$1.645 \mu\text{m}$	Géométrie E/R	Monostatique
Excursion	$\pm 40 \text{ GHz}$	-	-

Chapitre IV

Étude de l'algorithme d'estimation soumis à des signaux lidar simulés

L'objectif de ce chapitre est de décrire les méthodes numériques développées et utilisées au cours de la thèse. Dans un premier temps, la procédure choisie pour l'acquisition des signaux lidar « bruts » est décrite. Il s'agit ensuite d'exposer le fonctionnement de l'algorithme d'estimation, qui permet de passer de ces signaux bruts, aux estimations du CNR, de l'épaisseur optique différentielle, de la concentration de méthane et de la vitesse radiale de vent. Les modèles retenus pour l'évaluation de la précision des estimations sont également discutés. Le second objectif est d'étudier les qualités de ces estimateurs. Pour cela, nous allons faire analyser par l'algorithme d'estimations, des signaux lidar réalistes simulés à l'aide d'un modèle numérique développé sous MATLAB . Ce dernier s'appuie sur le calcul de la matrice de covariance des échantillons temporels. Cette démarche permet non seulement de vérifier la qualité des estimations, mais également d'effectuer une première prévision des performances du prototype VEGA.

Sommaire

IV.1 Procédure d'acquisition	91
IV.2 Fonctionnement de l'algorithme d'estimation	92
IV.2.1 Calcul de la densité spectrale de puissance du signal	92
IV.2.2 Expression des estimateurs	94
IV.2.3 Évaluation de la précision des estimateurs	96
IV.3 Comportement des estimateurs et évaluation des performances de VEGA	98
IV.3.1 Génération de signaux lidar simulés	98
IV.3.2 Estimations du CNR et évaluations de précision	101
IV.3.2.1 Erreur systématique	101
IV.3.2.2 Détermination du nombre de cellule(s) de cohérence et précision des estimations de CNR	102

IV.3.3 Estimations DIAL/Doppler et évaluations de précision . . .	104
IV.3.3.1 Insertion d'un panache sur la ligne de visée	105
IV.3.3.2 Seuil de détectabilité	107
IV.3.3.3 Estimation de la vitesse de vent radiale	108
IV.3.4 Qualité des estimateurs : tableau résumé	109
IV.3.5 Mesure d'une forte concentration	110
IV.3.5.1 Produit concentration-longueur optimal	110
IV.3.5.2 Scénario de l'accident majeur : influence de l'absorption	111
IV.4 Conclusion du chapitre	113

IV.1. Procédure d'acquisition

L'intérêt de soumettre des signaux simulés à l'algorithme d'estimation réside dans la maîtrise de l'espérance mathématique du CNR, *e.g.* la contribution de l'absorption du gaz cible à la transmission atmosphérique est connue. Puisque fixés comme données d'entrées des simulations, on peut étudier la qualité des estimateurs¹ ($\widehat{\text{CNR}}$, $\widehat{X}_{\text{CH}_4, \dots}$).

Les paramètres d'acquisition du prototype sont exposés ici. Ils seront réutilisés afin de simuler des signaux bruts s'approchant au plus près des vrais signaux que l'on sera amené à enregistrer avec VEGA.

En pratique, la tension alternative aux bornes du module de détection équilibrée est échantillonnée par la carte d'acquisition à une fréquence $f_s = 250 \text{ MHz}$ et à une cadence de répétition $f_r = 20 \text{ kHz}$. Le signal est numérisé en n_p points, chacun quantifié sur 256 niveaux (*cf.* figure IV.1). On obtient un signal pour un tir lidar $s(t_n) = [s(t_1), s(t_2), \dots, s(t_{n_p})]$.

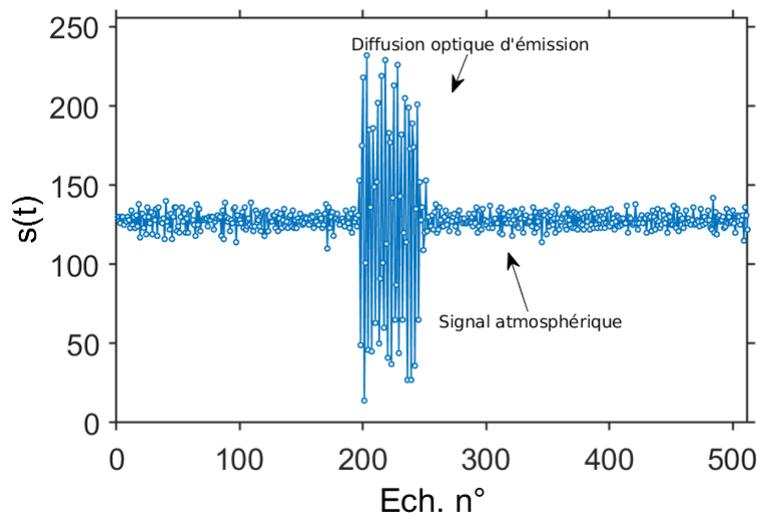


Fig. IV.1: Exemple d'une trace lidar obtenue par VEGA - $n_p = 512$ points à une fréquence d'échantillonnage de $f_s = 250 \text{ MHz}$.

Fréquence de commutation

La mesure DIAL nécessite de mesurer le signal de la rétrodiffusion à deux longueurs d'onde. Le commutateur optique de VEGA, permettant d'alterner entre émission des rayonnements *on* et *off*, fonctionne à $f_{\text{on-off}} = 6.67 \text{ Hz}$. Parmi les 3000 tirs lidar compris entre deux changements d'état du commutateur optique, seuls $N_{\text{on-off}} = 2000$ sont

1. On note \hat{y} un estimateur de y ou y est une grandeur physique observable

numérisés et sauvegardés². En ce sens, les temps d'accumulation τ spécifiés dans ce chapitre sont des temps d'accumulation « effectifs », ne tenant pas compte de ces temps morts.

Les signaux simulés présentés par la suite sont stationnaires. La valeur de la fréquence de commutation n'a donc de sens, dans ce chapitre, que pour le nombre de tir « élémentaires » accumulés (*i.e.* $N_{\text{on-off}}$). L'estimation de l'espérance des quantités d'intérêt pour la mesure DIAL et Doppler ($v_R(z)$, $\text{CNR}(z)$, $x_{\text{CH}_4}(z)$, ...) est effectuée sur ce temps « élémentaire » de $N_{\text{on-off}} \cdot f_r^{-1} = 100$ ms. Nous discuterons de l'influence pratique de la fréquence de commutation dans le dernier chapitre.

IV.2. Fonctionnement de l'algorithme d'estimation

Les estimations de CNR et de la vitesse radiale de vent s'effectuent dans le domaine de Fourier, à partir des densités spectrales de puissance du signal hétérodyne et du bruit. De plus, l'estimation du CNR et l'évaluation de sa précision relative permettent d'en déduire la concentration du gaz cible et la précision associée le long de la ligne de visée lidar (LDV).

Dans cet objectif, l'algorithme d'estimation développé au cours de la thèse (et résumé en Annexe F) comporte trois étapes principales, détaillées dans les trois sections suivantes :

1. Le calcul de la densité spectrale de puissance du signal hétérodyne $s_n(t)$ accumulée sur $N_{\text{on-off}}$ tirs (*cf.* section IV.2.1).
2. L'application des estimateurs aux densités spectrales de puissance (*cf.* section IV.2.2).
3. L'évaluation de la précision des estimations (*cf.* section IV.2.3).

IV.2.1. Calcul de la densité spectrale de puissance du signal

Cohérence temporelle et statistique du signal lidar

Nous avons évoqué le speckle temporel au chapitre II : deux réalisations du speckle séparées d'un temps de cohérence τ_c sont indépendantes. Dans le cas d'une impulsion limitée par TF, on a $\tau_c = \tau_p$.

On va donc découper le signal brut $s(t)$ en K tranches de durée τ_c , sans recouvrement. Chaque tranche contient alors $n_{\text{fft}} = \tau_c f_s$ échantillons temporels. Ce découpage garantit

2. Des difficultés rencontrées lors du développement des interfaces LABVIEW pour l'acquisition nous contraignent à ignorer 1000 impulsions à chaque changement d'état du commutateur optique, limitant ainsi $f_{\text{on-off}}$ à 20 Hz maximum en pratique pendant ma thèse. Ce problème a été résolu depuis

IV. Étude de l'algorithme d'estimation soumis à des signaux lidar simulés

que chaque tranche ou « case distance » est statistiquement indépendante de ses voisines. On a alors une résolution spatiale $\Delta z = c\tau_p/2$. On choisit $n_{\text{fft}} = 50$, correspondant à une résolution lidar de 30 m.

Avant de poursuivre, le tableau ci-dessous résume les indices utilisés au sein de ce paragraphe :

Indice	Correspondance	Valeur max.
k	La k -ième tranche indépendante	n_p/n_{fft}
l	Le l -ième tir lidar	N_t
p	le p -ième échantillon spectral	P

Calcul de la densité spectrale de puissance du signal hétérodyne

Pour chaque tranche k on calcule ensuite la densité de puissance spectrale de tension de la façon suivante (on notera $\mathcal{S}_x(f)$ la DSP de $x(t)$, $\mathcal{F}_x(f)$ sa transformée de Fourier) :

$$\mathcal{S}_{s_k}(f) = \times |\mathcal{F}_{s_k}(f)|^2 \quad (\text{IV.1})$$

Où la série s_k contient les n_{fft} échantillons de la tranche k . Chaque tranche est centrée autour d'un temps t_k , qui correspond à une distance $d_k = ct_k/2$. Finalement, afin d'interpoler la densité spectrale de puissance, on rajoute des zéros en début de séquence tel que l'on multiplie le nombre de points par $P = 10$ (technique de complétion de zéros ou « zero-padding » en anglais). Les DSP calculées possèdent donc une résolution spectrale de $\delta f = f_s/(n_{\text{fft}}P)$ de 500 kHz (correspondant $\sim 0.5\text{m/s}$ pour la vitesse radiale). Cette interpolation permet d'éviter des comportements binaires lors de l'estimation de la vitesse de vent radiale v_R .

$\mathcal{S}_{s_k}(f)$ comprend $n_{\text{fft}}P/2$ échantillons spectraux, dans une bande qui s'étend de 0 jusqu'à la fréquence de Nyquist $f_s/2$. Une dernière étape consiste à extraire la contribution du courant hétérodyne au sein de \mathcal{S}_{s_k} , on la notera \mathcal{S}_{h_k} . Intervient alors la DSP de la tranche k_0 , qui contient uniquement l'information sur le bruit (*i.e.* bruit de photon de l'OL dans la limite quantique). On prendra en général $k_0 = 1$, c'est à dire avant l'émission de l'impulsion dans l'atmosphère, ou encore $k_0 = K$ c'est à dire en toute fin de la ligne de visée (où l'on n'observe pas de signal diffusé). On notera $\mathcal{S}_{s_{k_0}}(f) = \mathcal{S}_b(f)$. Finalement :

$$\boxed{\mathcal{S}_{h_k}(f) = \mathcal{S}_{s_k}(f) - \mathcal{S}_b(f)} \quad (\text{IV.2})$$

Accumulation des densités spectrales de puissance du courant hétérodyne

On répète ensuite l'opération précédente sur $N_{\text{on-off}}$ tirs afin de d'obtenir des DSP accumulées sur un temps $\tau = N_{\text{on-off}}/f_r$, soit 100 ms (200 ms pour les estimateurs DIAL).

L'indice l décrit un tir lidar, conformément au tableau IV.2.1. $s_{k,l}$ et $s_{k,l'}$ sont également considérés statistiquement indépendants. En effet, le différentiel de position des aérosols, dû à leur mouvement naturel entre deux tirs, est plus grand que la longueur d'onde. On observe alors une nouvelle figure de speckle à chaque impulsion.

$$\langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle = N_{on-off}^{-1} \sum_{l=1}^{N_t} \mathcal{S}_{h_{k,l}}(f_p) \quad (IV.3)$$

Étant donné la quantité de points acquis par seconde, le calcul des DSP profite du processeur graphique de l'ordinateur dédié au traitement, afin de minimiser le temps de calcul.

Spectrogramme

Un exemple de DSP accumulée, comprenant les paramètres importants comme les moments d'ordre 1 et 2 centrés respectivement f_1 et f_2 , la fréquence intermédiaire f_0 et un éventuel décalage Doppler f_d , est présenté sur la figure ci-dessous (figure IV.2a). On peut également représenter $\langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle$ pour différentes valeurs de k (i.e de la distance) en échelle de couleur comme présenté Figure IV.2b. On appelle ce type de figure « spectrogramme accumulé ».

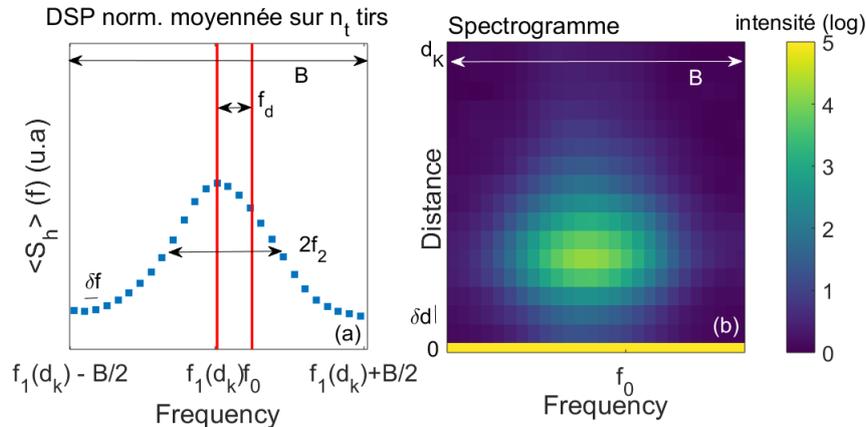


Fig. IV.2: (a) Représentation d'une DSP $\langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle$ accumulée et soustraite du bruit dans la bande d'analyse B (b) Spectrogramme accumulé qui correspond à $\langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle$ pour différentes valeurs de k , c'est à dire de la distance. La figure de gauche est donc une coupe horizontale de celle de droite pour une distance d_k donnée

IV.2.2. Expression des estimateurs

Rapport porteuse à bruit

Les estimations sont ensuite effectuées à partir des DSP accumulées $\langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle$. En ce qui concerne la mesure DIAL, l'estimation importante est celle du CNR. Il s'agit du

IV. Étude de l'algorithme d'estimation soumis à des signaux lidar simulés

moment d'ordre 0 de la DSP du signal hétérodyne, normalisé par celui de la DSP de bruit. Avec $f(q') - f(q)$ qui délimite la bande d'analyse B, autour du maximum de la DSP, on a l'estimateur de CNR, tel qu'on va l'utiliser par la suite, avec $B = 15$ MHz.

$$\widehat{\text{CNR}}(d_k) = \frac{\sum_{p=q}^{q'} \langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle}{\sum_{p=q}^{q'} \langle \mathcal{S}_b(f) \rangle} \quad (\text{IV.4})$$

Vitesse radiale de vent

En s'appuyant sur les DSP, l'estimateur de la vitesse de vent radiale, consiste en une estimation à la fois de f_1 mais également de f'_0 , potentiellement différent de la fréquence intermédiaire f_0 à cause du terme de phase non-linéaire (cf. Eq.III.7) propre au système laser de VEGA. En pratique f'_0 est déterminé comme le barycentre de la DSP du signal hétérodyne en provenance de la diffusion sur les optiques du lidar ou d'une cible dure (nous reviendrons sur ce point au chapitre suivant). Finalement :

$$\hat{f}_1(d_k) = \frac{\sum_{p=q}^{q'} \langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle \times f_p}{\sum_{p=s}^{s'} \langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle} \quad (\text{IV.5})$$

En choisissant une convention de signe telle que v_R est négatif pour une projection dirigée vers l'instrument :

$$\hat{v}_R(d_k) = \frac{\lambda}{2} \times \left(\hat{f}'_0 - \frac{\sum_{p=s}^{s'} \langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle \times f_p}{\sum_{p=s}^{s'} \langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle} \right) \quad (\text{IV.6})$$

Estimateurs DIAL

À partir des estimations du CNR à deux longueurs d'onde, les estimateurs DIAL découlent des expressions présentées au deuxième chapitre. On calcule d'abord le différentiel d'épaisseur optique $\Delta\tau$ entre 0 et d_k . L'estimation de cette quantité demande la connaissance du ratio des énergies émises aux deux longueurs d'onde (Eq.IV.7). En pratique, une seconde voie d'acquisition est dédiée à l'estimation de ce ratio. La division $\Delta\tau(0, d_k)$ par l'intégrale de la fonction de poids (WF) permet d'effectuer une estimation de la concentration intégrée \hat{X}_{CH_4} (Eq.IV.8) (mesure IPDA). Une estimation résolue RRDA (Eq.IV.9-IV.10) nécessite quant à elle d'évaluer au préalable $\Delta\tau$ entre d_{k+1} et d_k (dans ce cas, l'estimateur est indépendant de l'estimation du ratio des énergies émises $\left(\frac{E_p(\lambda_{\text{on}})}{E_p(\lambda_{\text{off}})} \right)$). Nous reviendrons sur les hypothèses permettant de simplifier le calcul de la fonction de poids WF par la suite. Les quatre équations ci-après sont un rappel

du deuxième chapitre et décrivent l'épaisseur optique différentielle (DAOD), l'estimateur de la concentration intégrée (IPDA), de la différence de DAOD entre deux cases distance et l'estimateur de la concentration résolue (RRDA) qui en découle.

$$\Delta\hat{\tau}(0, d_k) = \frac{1}{2} \log \left(\frac{\widehat{CNR}_{\lambda_{off}}(d_k)}{\widehat{CNR}_{\lambda_{on}}(d_k)} \times \left(\frac{E_p(\lambda_{on})}{E_p(\lambda_{off})} \right) \right) \quad (IV.7)$$

$$\hat{X}_{CH_4} = \frac{1}{\int_0^{d_k} WF(z) dz} \times \left(\Delta\hat{\tau}(0, d_k) \right) \quad (IV.8)$$

$$\hat{\Delta}\tau(d_k, d_{k+1}) = \Delta\hat{\tau}(0, d_{k+1}) - \Delta\hat{\tau}(0, d_k) \quad (IV.9)$$

$$\hat{X}_{CH_4} \left(\frac{d_{k+1} + d_k}{2} \right) = \frac{1}{\int_{d_k}^{d_{k+1}} WF(z) dz} \times \left(\hat{\Delta}\tau(d_k, d_{k+1}) \right) \quad (IV.10)$$

IV.2.3. Évaluation de la précision des estimateurs

Bornes de Cramer-Rao

La précision que l'on peut espérer d'un estimateur sans biais possède une limite inférieure nommée la borne de Cramer-Rao (BCR). Dans le cas d'un lidar Doppler cohérent, on peut s'intéresser à la BCR pour le CNR et v_R .

Le raisonnement présenté dans les références [Rye and Hardesty, 1993, Rye, 1995, Frehlich and Yadlowsky, 1994] permet d'établir les expressions de ces BCR, sous l'approximation de Levin, qui considère les échantillons spectraux non corrélés :

$$\left(\sigma_{v_R} \right)_{BCR} = \frac{\lambda f_2}{2\sqrt{N_{on-off}}} \frac{1}{\sqrt{2\pi f_2 \tau_p}} \sqrt{\left[\int_{-B/2f_2}^{B/2f_2} \frac{\delta^2 x^2 e^{-x^2}}{\left(1 + \delta \sqrt{2\pi} e^{-x^2/2} \right)^2} dx \right]} \quad (IV.11)$$

$$\left(\frac{\sigma_{CNR}}{CNR} \right)_{BCR} = \frac{1}{\sqrt{N_{on-off}}} \frac{1}{\sqrt{2\pi f_2 \tau_p}} \sqrt{\left[\int_{-B/2f_2}^{B/2f_2} \frac{\delta^2 e^{-x^2}}{\left(1 + \delta \sqrt{2\pi} e^{-x^2/2} \right)^2} dx \right]} \quad (IV.12)$$

$$\text{avec } x = \frac{f-f_1}{f_2} \text{ et } \delta = \frac{B \cdot CNR}{2\pi f_2}$$

IV. Étude de l'algorithme d'estimation soumis à des signaux lidar simulés

Pour les calculs des BCR dans ce chapitre, on prendra $f_2 = 2.5$ MHz. Par la suite, la BCR nous permettra d'évaluer la précision d'estimation de la vitesse radiale de vent.

Précision de l'estimation de CNR

En ce qui concerne la précision d'estimation du CNR, on peut retenir une expression plus simple, proche de la BCR. On utilisera l'équation décrivant la précision de l'estimateur **squarer** [Rye and Hardesty, 1997], mentionnée au second chapitre. J'en rappelle ici l'expression pour $N_{\text{on-off}}$ tirs lidar :

$$\left(\frac{\widehat{\sigma}_{\text{CNR}}}{\widehat{\text{CNR}}} \right) = (N_{\text{on-off}} M_t)^{-1/2} \left(1 + \frac{1}{\widehat{\text{CNR}}} \right) \quad (\text{IV.13})$$

À noter qu'il est important de déterminer le nombre de cellule(s) de cohérence M_t afin d'effectuer une bonne estimation de $\left(\frac{\widehat{\sigma}_{\text{CNR}}}{\widehat{\text{CNR}}} \right)$. Ce point particulier fait l'objet du paragraphe IV.3.2.2. Cette évaluation de l'erreur sera comparée à la BCR par la suite (Eq.IV.12).

Précision sur le rapport de mélange

L'expression retenue pour évaluer la précision du rapport de mélange (mesure résolue RRDA) découle des expressions mentionnées au second chapitre (Eq.II.46). Elle est rappelée ici :

$$\widehat{\sigma}_{\text{XCH}_4} \left(\frac{d_{k+1} + d_k}{2} \right) \simeq \frac{1}{\sqrt{N_{\text{on-off}} M_t}} \frac{1}{2 \int_{d_k}^{d_{k+1}} \text{WF}(z) dz} \left[\left(1 + \frac{1}{\widehat{\text{CNR}}_{\lambda_{\text{off}}}(d_{k+1})} \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{\widehat{\text{CNR}}_{\lambda_{\text{on}}}(d_{k+1})} \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{\widehat{\text{CNR}}_{\lambda_{\text{off}}}(d_k)} \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{\widehat{\text{CNR}}_{\lambda_{\text{on}}}(d_k)} \right)^2 \right]^{1/2}$$

(IV.14)

IV.3. Comportement des estimateurs et évaluation des performances de VEGA

IV.3.1. Génération de signaux lidar simulés

Matrice de covariance et décomposition de Cholesky

Avant d'étudier la qualité des estimateurs retenus, cette section discute brièvement de la génération d'échantillons de signal lidar $s(t)$ réalistes. Pour cette étape, j'ai utilisé un code MATLAB précédemment développé au laboratoire. L'opération comprend deux étapes de calcul majeures, décrites dans la thèse de [Valla, 2005] :

1. Le calcul de la matrice de covariance du signal lidar Q . Il nécessite la connaissance d'une version du CNR normalisée à la puissance émise, qu'il est possible de calculer dans l'approximation des champs gaussiens non-tronqués, du profil d'impulsions $P(t)$ et du terme de phase dû à un éventuel décalage Doppler le long de la LDV. La connaissance de la statistique d'un signal aléatoire alliée à la connaissance de sa matrice de covariance caractérise la totalité des propriétés statistiques de ce signal.
2. La synthèse des échantillons de signaux temporels lidar à partir d'un bruit blanc gaussien complexe à l'aide de la décomposition de Cholesky de Q .

Hypothèses simplificatrices pour la génération de signaux

Sont listées ici les différentes hypothèses qui vont permettre d'alléger le calcul de Q et la génération des signaux temporels :

1. On considère une procédure de mesure n'impliquant qu'un couple de longueurs d'onde on – off. On choisira en l'occurrence $\lambda_{on} = 1.645549 \mu\text{m}$ (0 GHz d'écart par rapport au centre de la raie dans l'atmosphère) et $\lambda_{off} = 1.645792 \mu\text{m}$ (-28 GHz³).
2. La contribution du terme de phase non-linéaire survenant au sein de l'amplificateur Raman est négligée (on prend $\kappa = 0$ cf. Eq.III.7). On considère alors que la fréquence « zéro Doppler » est celle imposée par le MAO. Mathématiquement on a $f'_0 = f_0$. Dans le cadre de ce chapitre, l'estimateur \hat{v}_R (Eq.IV.6) n'est donc pas affecté par l'estimation de f'_0 . Ce n'est pas le cas en pratique.
3. On s'intéresse uniquement à des tirs lidar horizontaux tels que les paramètres atmosphériques comme la température, la pression, l'humidité relative, la fonction de poids WF ou encore les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction peuvent être considérés comme constants le long de la LDV.

3. La section efficace d'absorption du méthane présente un léger pic à cette longueur d'onde, qui en pratique permet de se repérer lors de la calibration cf. figure III.3

IV. Étude de l'algorithme d'estimation soumis à des signaux lidar simulés

4. Aucune quantification n'est appliquée aux signaux générés. Le bruit de quantification est donc négligé. En pratique, il a été vérifié que le bruit de quantification est négligeable, si l'on choisit les bonnes gammes de tensions sur la carte d'acquisition.
5. On choisit un VMR de vapeur d'eau nul. En effet, la transmission T sur un trajet de 1 km en présence de 20 000 ppm de vapeur d'eau est supérieure à 0.99 pour le couple de longueurs d'onde retenu. Pour le même couple et le même VMR, la contribution à l'épaisseur optique différentielle équivaut quant à elle à seulement $\sim 2\%$ de la contribution du méthane atmosphérique. La contribution relative est d'autant plus négligeable en présence d'un panache de méthane.
6. L'énergie émise est déterministe et n'entache pas l'estimation des $\Delta\hat{r}(0, d_k)$.
7. On ne simule pas d'excursion angulaire ou d'estimation du vecteur vent de \vec{v} par VAD mais on s'intéresse uniquement à l'estimation de la composante radiale v_R .

Paramètres de génération des signaux bruts

Pour la génération des signaux, on retient (en terme de nombre de points, fréquence d'échantillonnage, ...) les paramètres qui sont ceux de la vraie procédure d'acquisition de VEGA, décrite au début de ce chapitre. Les paramètres du laser sont ceux du tableau résumé figurant à la fin du troisième chapitre. Finalement, une configuration où le faisceau est focalisé à la distance maximale $z_f \sim 350$ m, minimisant ainsi le rayon du faisceau à 1 km, distance d'intérêt lors d'un accident majeur, est retenue. On choisira, conformément à la figure IV.3 générée à partir d'un code de diffusion de Mie, un coefficient de rétrodiffusion réaliste de l'ordre de $5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ et un lidar ratio (LR) de ~ 50 (figure IV.3c). Tous les paramètres pour la génération des signaux simulés figurent dans le Tableau IV.1. On désigne ce scénario comme « scénario de référence ». On insérera par la suite, des panaches de gaz sur la ligne de visée.

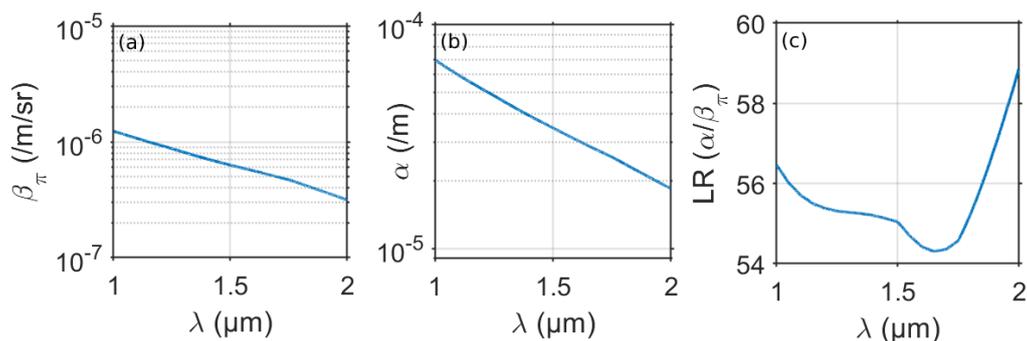


Fig. IV.3: (a) Calcul du coefficient de rétrodiffusion en fonction de λ (b) coefficient d'extinction en fonction de λ (c) Lidar ratio (LR) en fonction de λ . Paramètres RH = 83% (10000 ppm de vapeur d'eau à 10°C), distribution d'aérosols réaliste depuis la base de donnée OPAC (continental pollué), concentration massique d'aérosols $43 \mu\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ au niveau de la mer

IV.3. Comportement des estimateurs et évaluation des performances de VEGA

Répliques des paramètres de l'acquisition	
f_s	250 MHz
f_0	80 MHz
$N_{\text{on-off}}$	2000
Temps total simulé	10 sec
n_p	2048
B	15 MHz
Paramètres du dét.	
Sensibilité détecteur η_d	0.77 A.W^{-1}
NEP	$20 \text{ pW.Hz}^{-1/2}$
Paramètres du laser	
λ_{on}	1645.549 nm
λ_{off}	1645.792 nm
RIN	-180 dB.Hz^{-1}
P_{ol}	3 mW
Durée d'impulsion τ_p	200 ns
Energie par impulsion ϵ_p	$10 \mu\text{J}$
Couplage gain/phase κ	0 (négligé)
Forme d'impulsion	rectangulaire
Paramètres du télescope	
Diamètre pupille Φ_p	7.62 cm
Facteur de remplissage η_p	0.5
Distance de focalisation z_f	350 m
M^2	1
Transmission instr. K	0.8
Paramètres du atmosphériques	
β_π	$5 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
LR	~ 50
Θ	283K
x_{CH_4} (niveau atmosphérique)	1.8 ppm
Projection \vec{v}	2 m/s (constant à partir de 50m)

Tab. IV.1: Tableau résumé des paramètres du scénario de référence pour la simulation de signaux lidar réalistes

IV.3.2. Estimations du CNR et évaluations de précision

IV.3.2.1. Erreur systématique

La figure IV.4a ci-après présente les estimations de CNR (on et off-line) dans le scénario de référence, pour lequel on constate des CNR de l'ordre de -10 à -3 dB. Les estimations sont comparées à l'espérance au CNR théorique. On observe un biais relatif d'estimation du CNR constant, de l'ordre de 10 à 15 % (figure IV.4).

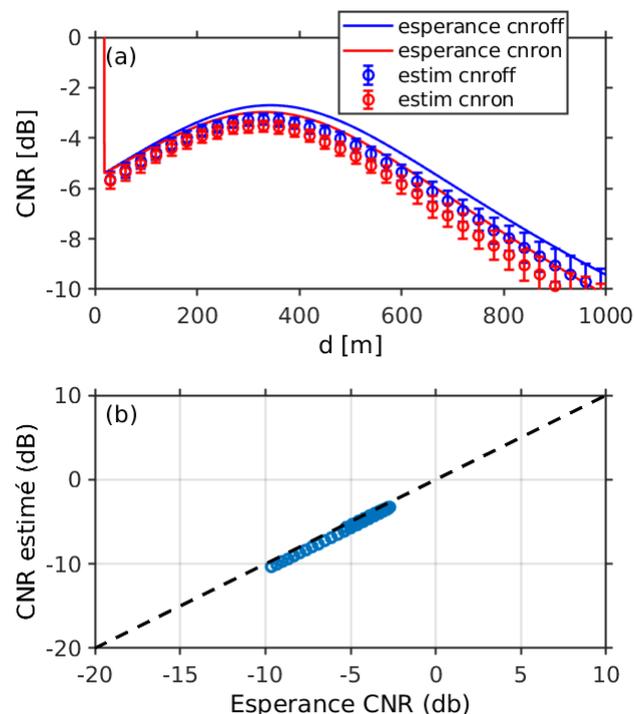


Fig. IV.4: CNR estimé (a) en fonction de la distance (b) espérance comparée aux estimations

Comportement aux faibles CNR

La première étape du calcul du CNR avec les DSP (cf. Eq.IV.4) est une recherche du maximum de la DSP. Il faut donc extraire ce maximum de la contribution du bruit. Si le temps d'accumulation élémentaire (ici 0.1 s) n'est pas suffisant, ce maximum reste noyé dans le bruit. Il existe donc un seuil de CNR à partir duquel les estimations deviennent aberrantes. A l'aide des signaux lidar simulés, on constate que ce seuil se situe autour de -20 dB (cf. figure IV.5). L'erreur systématique est renforcée à faible CNR. Afin de limiter l'influence de ce « décrochage » de l'estimation de CNR, on pourrait penser à implémenter dans le futur d'autres estimateurs comme un maximum de vraisemblance ou un estimateur de Levin dont le comportement est *a priori* meilleur aux bas CNR [Gibert et al., 2006].

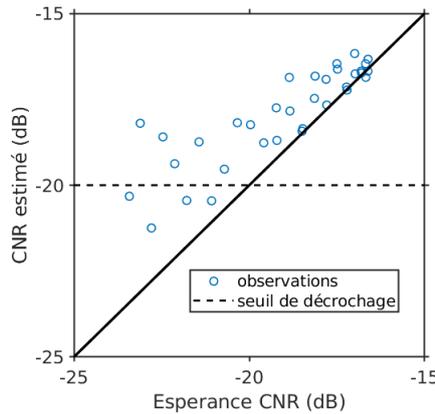


Fig. IV.5: Illustration du mauvais comportement de l'estimateur du CNR pour les bas CNR. Pour cela j'ai choisi $\beta_\pi = 2 \cdot 10^{-8} / \text{m/sr}$.

IV.3.2.2. Détermination du nombre de cellule(s) de cohérence et précision des estimations de CNR

L'objectif de ce paragraphe est la détermination du nombre de cellule(s) de cohérence M_t , nécessaire au calcul de l'erreur sur le CNR (cf. Eq. IV.13), dans le cas d'une impulsion rectangulaire avec une porte d'analyse rectangulaire d'une durée de $T_g = 200$ ns. Avant cela, est considéré le cas d'une impulsion gaussienne et une porte d'analyse rectangulaire d'une durée de $T_g = 200$ ns. Un ajustement de M_t nous permet de comparer avec le nombre de cellules de cohérence attendues d'après l'équation évoquée par [Gibert et al., 2006] ($M_t = \sqrt{1 + (T_g/\tau_p)^2}$). On s'attend alors à $M_t = \sqrt{2}$.

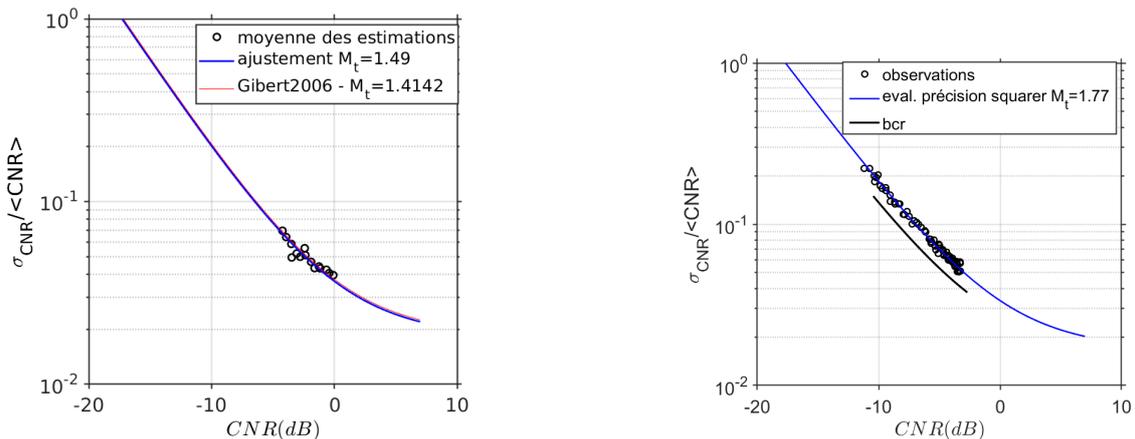


Fig. IV.6: gauche : Ajustement pour retrouver le nombre de cellules de cohérence avec une impulsion gaussienne ($\tau_p = 200$ ns) et une porte d'analyse rectangulaire ($T_g = 200$ ns) - droite : Ajustement pour retrouver le nombre de cellules de cohérence avec une impulsion rectangulaire ($\tau_p = 200$ ns) et une porte d'analyse rectangulaire ($T_g = 200$ ns). Cas du lidar VEGA.

Un ajustement des estimations de $\left(\sigma_{\text{CNR}}/\text{CNR}\right)$ confirme cette valeur (cf. figure IV.6-gauche). On peut ainsi estimer M_t dans le cas du lidar VEGA : une impulsion rectangu-

IV. Étude de l'algorithme d'estimation soumis à des signaux lidar simulés

laire et une fenêtre rectangulaire de 200 ns (*cf.* figure IV.6-droite). On observe $M_t \sim 1.7$. On retiendra cette valeur par la suite. On constate sur cette même figure que l'écart type relatif estimé est de l'ordre de 140% de la BCR dans cette gamme de CNR.

La figure IV.7 ci-après montre les histogrammes (100 échantillons) d'estimations de CNR off au point de focalisation à 350 m (a) et à environ 1 km (b). Sur chacun des graphiques, μ_{th} représente l'espérance et σ_{th} la précision évaluée à l'aide du modèle. La distribution correspondante est affichée en noir pour comparaison avec la distribution observée (bleu). μ et σ sont la moyenne et l'écart type des estimations (les courbes rouges sont obtenues par ajustement de l'histogramme). Sur ces graphiques, on retrouve le biais déjà mentionné et on observe que la précision d'estimation est correctement évaluée par le modèle avec $M_t \sim 1.7$. L'erreur relative d'estimation du CNR est d'environ 5% au point de focalisation en 0.1 sec et de 22% à 990 m.

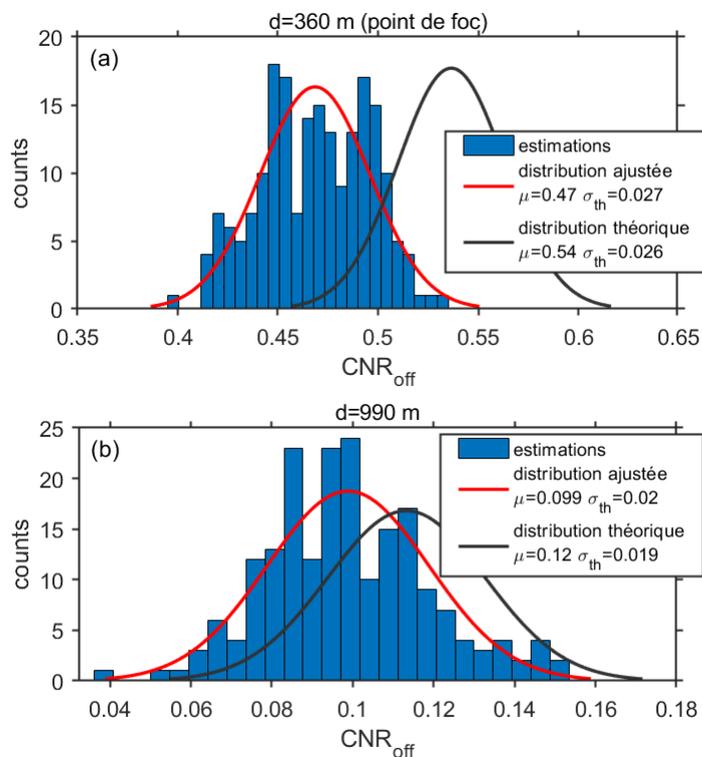


Fig. IV.7: Histogrammes des CNR dans le scénario de référence (a) off-line au point de focalisation (b) off-line à 1 km

IV.3.3. Estimations DIAL/Doppler et évaluations de précision

La figure IV.8 ci-après affiche les estimations de la DAOD aller-retour (a) du VMR méthane (c) et les évaluations des précisions (c,d) dans le scénario de référence, avec 0.2 s d'accumulation. Ces estimations s'appuient respectivement sur les équations IV.10, IV.7, E.11 et IV.14). On constate un bon accord des estimations avec l'épaisseur optique différentielle et le VMR choisi pour la génération des signaux. La modélisation des précisions d'estimations semblent également satisfaisante.

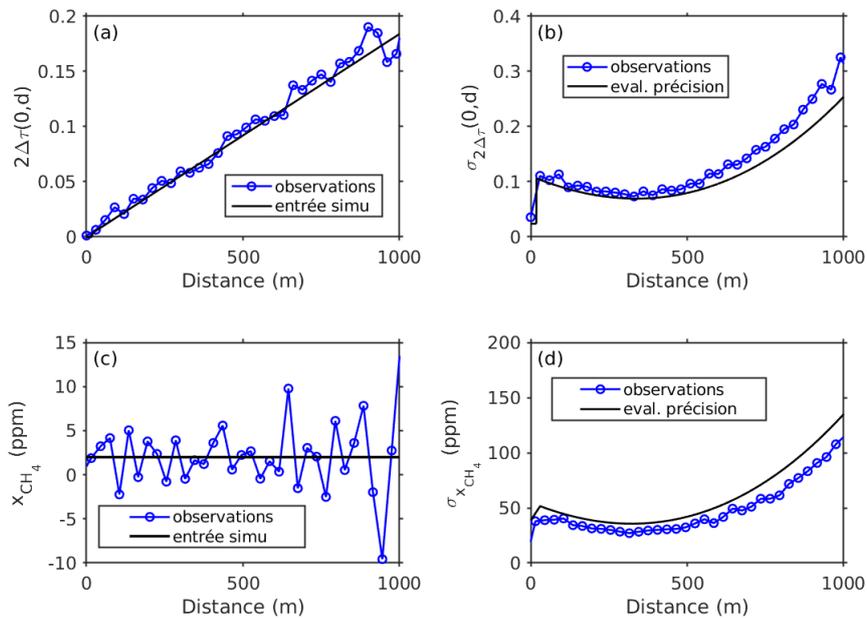


Fig. IV.8: Dans le scénario de référence (a) estimations de $2\Delta\tau$ et comparaison aux données d'entrées (b) précision de la DAOD aller retour en fonction en fonction de la distance pour 0.2 s d'accumulation (c) Estimations de x_{CH_4} et comparaison aux données d'entrées (d) précision des estimations de VMR en fonction en fonction de la distance pour 0.2 s d'accumulation

La figure IV.9 permet de quantifier la qualité des estimations DIAL du VMR méthane. Elle montre notamment un très faible biais (comparativement au biais sur le CNR) au point de focalisation. À 1 km, ce biais ne dépasse pas 14ppm. Cette valeur s'avère suffisamment faible pour que son impact sur une forte concentration (fuite) soit négligée. De plus, ce biais est comparable ou inférieur à l'écart type, on peut donc le considérer négligeable. En effet, on trouve des écarts types (1σ) de ± 30 ppm au point de focalisation et ± 120 ppm à 1 km en 0.2 s d'accumulation. L'écart relatif entre les écarts types qui viennent d'être évoqués et les évaluations de précision (courbes noires) n'excèdent pas 20%. Une caractérisation plus fine du biais, notamment pour étudier la capacité du prototype VEGA à effectuer une estimation RRDA du méthane atmosphérique demanderait de simuler des mesures plus longues. Dans ce chapitre, on utilise la même section efficace différentielle pour la génération des signaux et pour l'algorithme d'estimation. En pratique cependant, un biais d'estimation peut-être causé par une incertitude sur la fonction de poids WF (dépendante de l'humidité relative, de la température,

...).

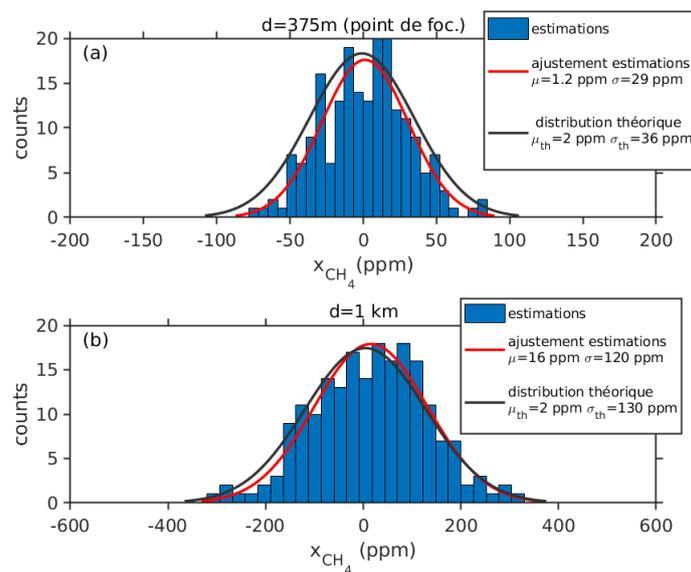


Fig. IV.9: Histogrammes des VMR méthane estimés dans le scénario de référence (a) au point de focalisation (b) à 1km

IV.3.3.1. Insertion d'un panache sur la ligne de visée

Lors de l'étape de génération des signaux lidar bruts, il est possible d'insérer un panache de gaz sur la ligne de visée. Sur des temps longs, on peut faire l'hypothèse d'un panache de gaz gaussien. Dans l'exemple à suivre, un tel panache est centré à 500 m. Il possède une largeur à mi-hauteur de 150 m et un produit concentration-longueur (CL) ($\int_{z=0}^{z=1km} x_{CH_4}(z) dz$) de 10 000 ppm.m. On constate, au travers de la figure IV.10, que la présence du panache est révélée après application de l'algorithme d'estimation. L'histogramme des estimations au coeur du panache (*cf.* figure IV.11) ne révèle pas de biais significatif. Il s'agit là d'un résultat laissant envisager le bon comportement du lidar pour la détection de panache. Bien que le panache soit correctement identifié, on constate cependant qu'après absorption du rayonnement on-line, l'estimation de l'épaisseur optique différentielle s'éloigne du résultat attendu (en raison du décrochage du CNR).

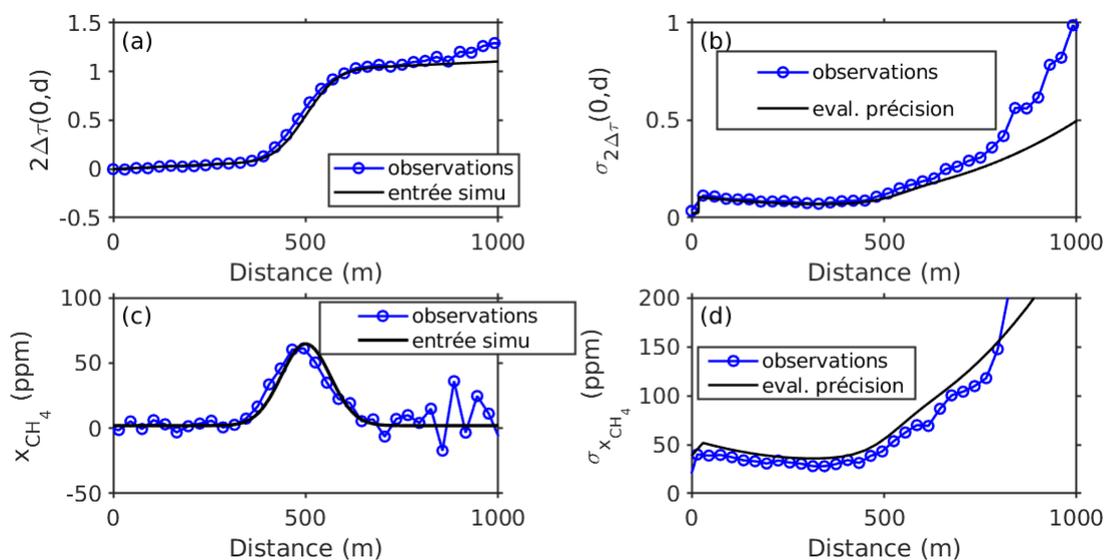


Fig. IV.10: Insertion d'un panache gaussien sur la LDV à 500 m (a) estimations de $2\Delta\tau$ et comparaison aux données d'entrées (b) précision de la DAOD aller retour en fonction de la distance pour 0.2 s d'accumulation (c) Estimations de x_{CH_4} et comparaison aux données d'entrées (d) précision des estimations de VMR en fonction de la distance pour 0.2 s d'accumulation

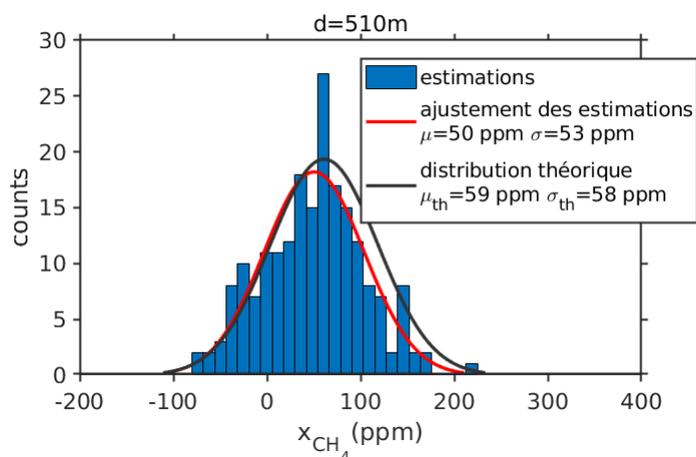


Fig. IV.11: Histogramme du VMR méthane estimé au centre d'un panache gaussien à 500 m du lidar

IV.3.3.2. Seuil de détectabilité

Après avoir mentionné l'erreur systématique DIAL et l'erreur statistique, cette section discute du seuil de détectabilité. On le définira à partir de l'équation IV.14 avec l'hypothèse que $\text{CNR}_{\lambda_{\text{on}}} = \text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}$ (*i.e.* l'absorption du rayonnement *on-line* sur la LDV est négligeable) et que le CNR évolue peu avec la distance (*i.e.* $\text{CNR}(d_{k+1}) = \text{CNR}(d_k)$). On obtient l'équation suivante, qui constituera par la suite le modèle le plus simple d'évaluation de la précision sur le VMR en l'absence de panache. Ce modèle présente l'avantage d'être indépendant de la présence d'un panache et permet de qualifier l'instrument.

$$\sigma_{x_{\text{CH}_4}}^0 (\tau = 0.2 \text{ sec}) \simeq \frac{1}{\sqrt{N_{\text{on-off}} M_t}} \frac{1}{(\Delta\sigma_{\text{abs}} \Delta z)} \sqrt{\left(1 + \frac{1}{\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}}\right)^2} \quad (\text{IV.15})$$

La détectabilité, tracée en fonction du CNR, est montrée figure IV.12 (courbe pleine). Figure également sur ce graphique l'écart type des estimations obtenues dans le scénario de référence (points bleus). On retrouve un accord satisfaisant entre le modèle théorique et l'écart type constaté. Celui-ci est néanmoins légèrement plus faible qu'attendu ($\sim 20\%$). C'est une observation qui peut être également effectuée sur les figure IV.8d et IV.10d. Une explication possible est que le modèle ne tient pas compte de l'éventuelle corrélation entre les épaisseurs optiques différentielles calculées aux cases distance centrées en d_{k+1} et en d_k , nécessaires à l'estimation de x_{CH_4} . L'expression analytique de cette corrélation n'a pas été établie. On pourra toutefois inclure, dans le futur, une correction empirique (terme de covariance) dans l'évaluation de précision, dans un cas où l'on dispose de suffisamment de réalisations. À titre indicatif, la précision de mesure est extrapolée à un temps de 2 s d'accumulation (courbe pointillée). La sous-figure IV.12b montre finalement le CNR en fonction de la distance dans le scénario de référence. On tient compte d'une éventuelle variation sur deux décades (traits pointillés) du coefficient de rétrodiffusion choisi pour le scénario de référence ($5 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$).

La figure IV.12 constitue une première évaluation des performances du prototype VEGA. Par comparaison des deux sous-figures, on peut estimer un seuil de détectabilité⁴ en 0.2 s de mesure allant de la dizaine de ppm au point de focalisation dans des conditions favorables ($\text{CNR} > 0 \text{ dB}$, ce qui est le cas au point de focalisation à fort β_π) à environ 1200 ppm pour des CNR proches de la limite de décrochage (-20 dB , par exemple à 1 km avec un coefficient de rétrodiffusion pessimiste). Dans le scénario de référence ($5 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) on constate une détectabilité de l'ordre de la 29 ppm au point de focalisation et de 120 ppm à 1 km. Les seuils de détectabilité peuvent être divisés par ~ 3 dans le cas d'un temps d'accumulation de 2 s. Pour les hauts CNR ($> 5 \text{ dB}$) la détectabilité présente une asymptote autour de 10 ppm pour 0.2 s d'accumulation.

4. En raison des temps mort pour l'acquisition, le prototype VEGA mets deux fois plus de temps à atteindre les précisions mentionnées dans de paragraphe

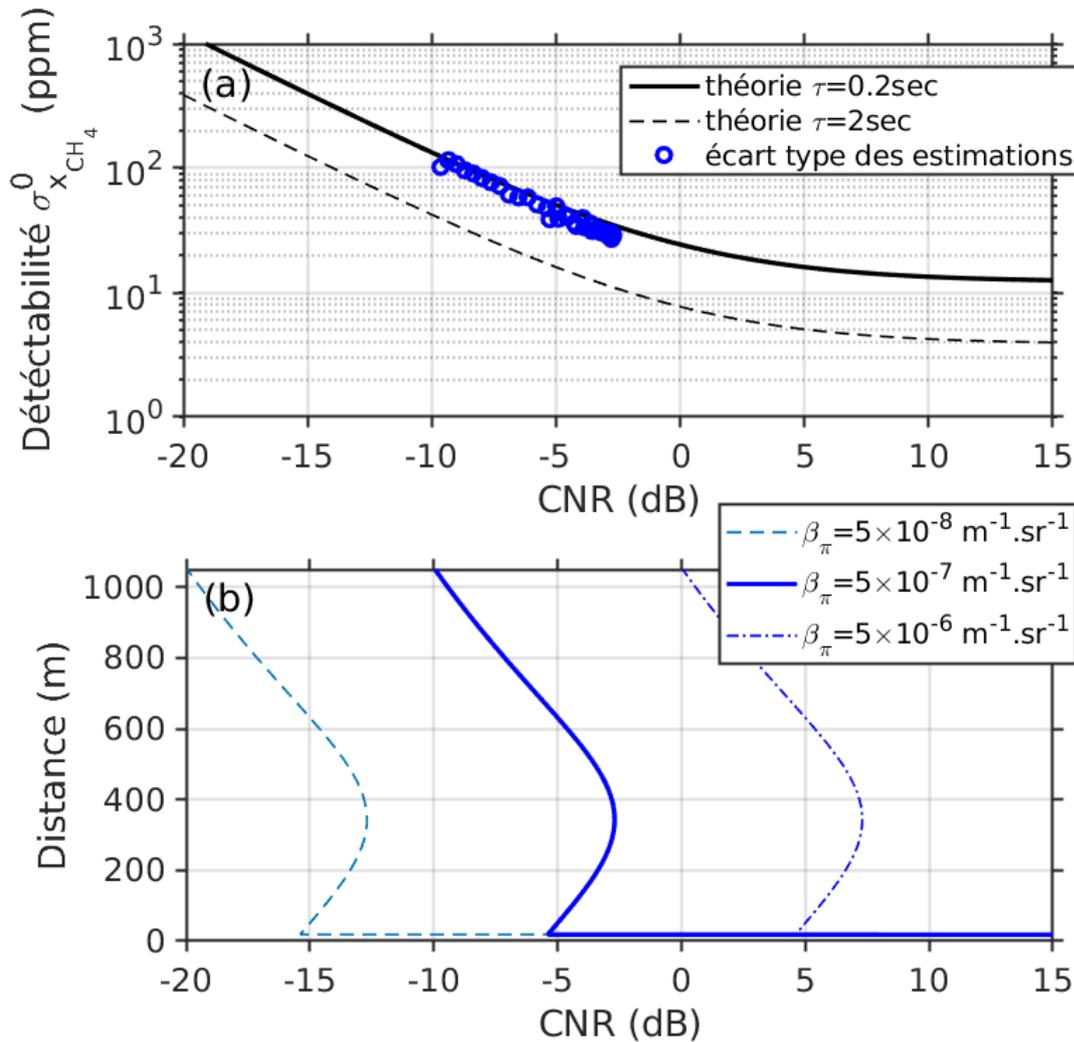


Fig. IV.12: (a) Déteabilité pour le VMR du méthane en fonction du CNR (b) CNR obtenus dans le scénario de référence (trait plein) et une variation de β_π de plus ou moins une décade

IV.3.3.3. Estimation de la vitesse de vent radiale

Pour finir l'étude de la qualité des estimateurs, la figure IV.13 montre l'estimation de la vitesse de vent. Celle-ci ne présente pas de biais significatif puisque l'on retrouve bien les 2 m/s initialement insérés sur toute la LDV (a). En ce qui concerne l'évaluation de l'écart type de mesure, il existe un facteur 2 d'écart avec la BCR pour un CNR de -10 dB. D'après les simulations, cet écart tend à se réduire lorsque le CNR augmente (b). Ainsi, au point de focalisation, dans le scénario de référence la borne de Cramer-Rao reste une évaluation satisfaisante de la précision d'estimation (à $\sim 20\%$ près) (c).

IV. Étude de l'algorithme d'estimation soumis à des signaux lidar simulés

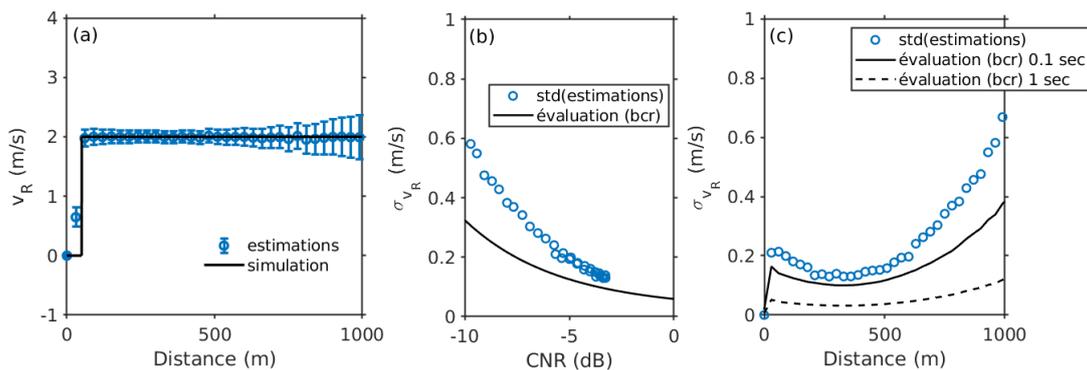


Fig. IV.13: (a) Estimations de v_R et comparaison aux données d'entrées dans le scénario de référence (b) précision en fonction du CNR pour 0.1 s d'accumulation (c) précision en fonction de la distance dans le scénario de référence pour d'accumulation 0.1 s

IV.3.4. Qualité des estimateurs : tableau résumé

Le tableau ci-dessous permet de résumer les observations et conclusions tirées dans cette section IV.3 dédiée à l'étude des estimateurs à l'aide de signaux simulés.

		Erreur systématique		Erreur statistique		
		-3dB point de foc.	-10dB (à 1 km)	-3dB ($\tau = 0.1 s^*$)	-10 dB ($\tau = 0.1 s^*$)	écart au modèle d'évaluation de la précision
Estimateur	CNR					
\widehat{CNR}		15%		6%	21%	5%
$2\widehat{\Delta\tau}$		4%	5.5%	131%**	200%**	< 20%
\widehat{X}_{CH_4}		0.8 ppm	14 ppm	± 30 ppm	± 120 ppm	< 20%
\widehat{V}_r		pas de biais relevé	pas de biais relevé	± 0.15 m/s	± 0.6 m/s	$\sim 20\%$ (CNR > -5 dB)

Tab. IV.2: Tableau résumé de la statistique des estimations dans le scénario de référence (sans panache)

*0.2 sec pour les mesures DIAL **De l'épaisseur optique différentielle due au méthane atmosphérique (1.8 ppm)

IV.3.5. Mesure d'une forte concentration

IV.3.5.1. Produit concentration-longueur optimal

Il est important de garder à l'esprit que le panache étudié au paragraphe IV.3.3.1 est un objet dont les dimensions et la concentration restent très inférieures à celles envisageables dans le cas d'un scénario de l'accident majeur. Afin d'inférer les capacités de VEGA à caractériser des panaches plus concentrés, ce paragraphe cherche tout d'abord à déterminer la gamme de produits concentration-longueur (CL) pour laquelle l'erreur relative d'estimation avec VEGA est optimale. En insérant des panaches de méthane carrés de 30 m de large et de différents produit CL à 200 m de l'instrument (configuration focalisée à 200 m, le CNR est supérieur à 0 dB au point de focalisation), on obtient les courbes figure IV.14. La sous figure (a) montre les estimations de $\hat{CL} = \int \hat{\chi}_{CH_4}(z)dz$ sur 3 cas distances autour du point de focalisation (à l'endroit où se situe le panache). On retrouve un CL conforme dans la gamme 1000 – 30 000 ppm.m. Dans cette même gamme, le biais relatif d'estimation (sous figure b en rouge) est satisfaisant, inférieur à 5%. L'erreur statistique relative (RRE) sous figure b) est quant à elle optimale pour un produit CL de l'ordre de 20 000 ppm.m, de l'ordre de 10% en 0.2 s. Au delà, l'absorption du rayonnement on-line par le panache détériore le $CNR_{\lambda_{on}}$ et donc l'écart type des estimations.

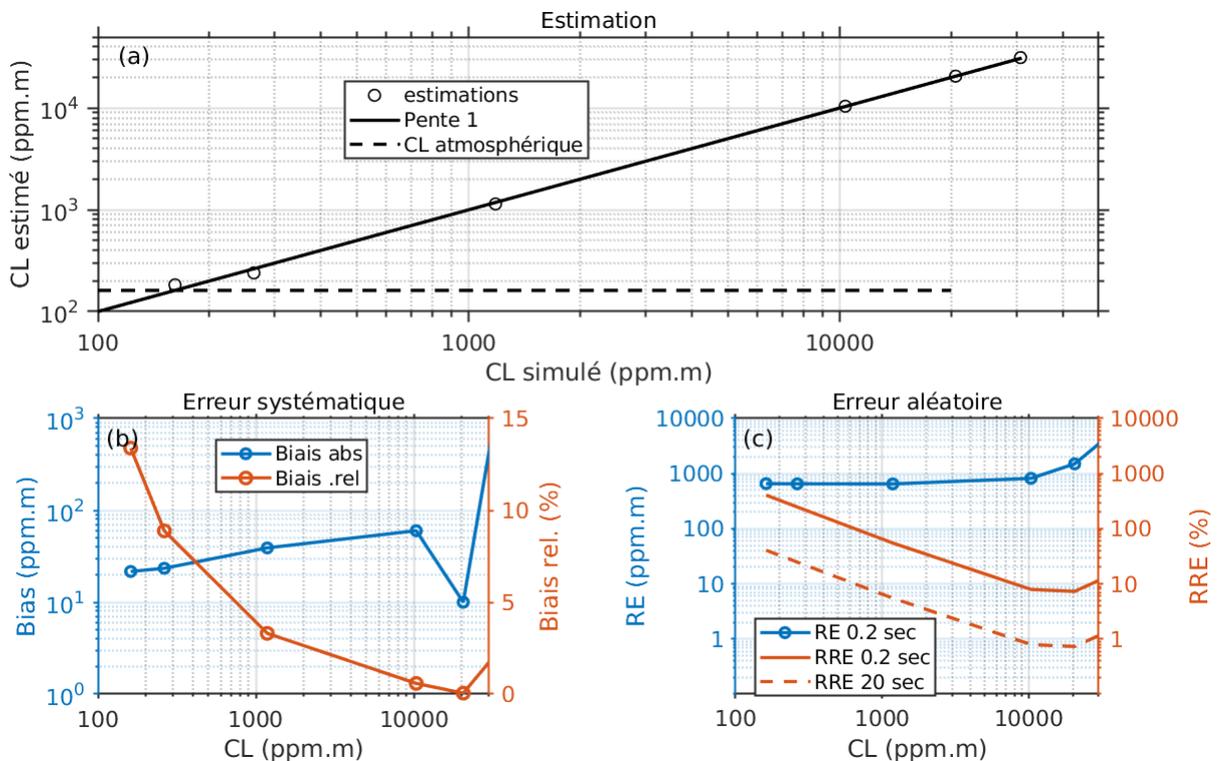


Fig. IV.14: Gamme de linéarité de VEGA (a) Estimation du produit CL d'un panache carré à 200 ms (b) Erreur systématique (relative et absolue) observée (c) Erreur aléatoire (relative et absolue) observée

IV.3.5.2. Scénario de l'accident majeur : influence de l'absorption

Si l'on considère par exemple un panache post-explosion tel que décrit dans le tableau des scénarios (1 km d'extension spatiale, concentration potentiellement supérieure à 5000 ppm localement), la transmission du rayonnement *on*-line (même *off*-line dans un cas extrême) et le CNR chutent drastiquement ⁵. La figure IV.15a illustre cette dépendance spectrale de la transmission T_λ pour le profil de méthane affiché sur la sous figure (b).

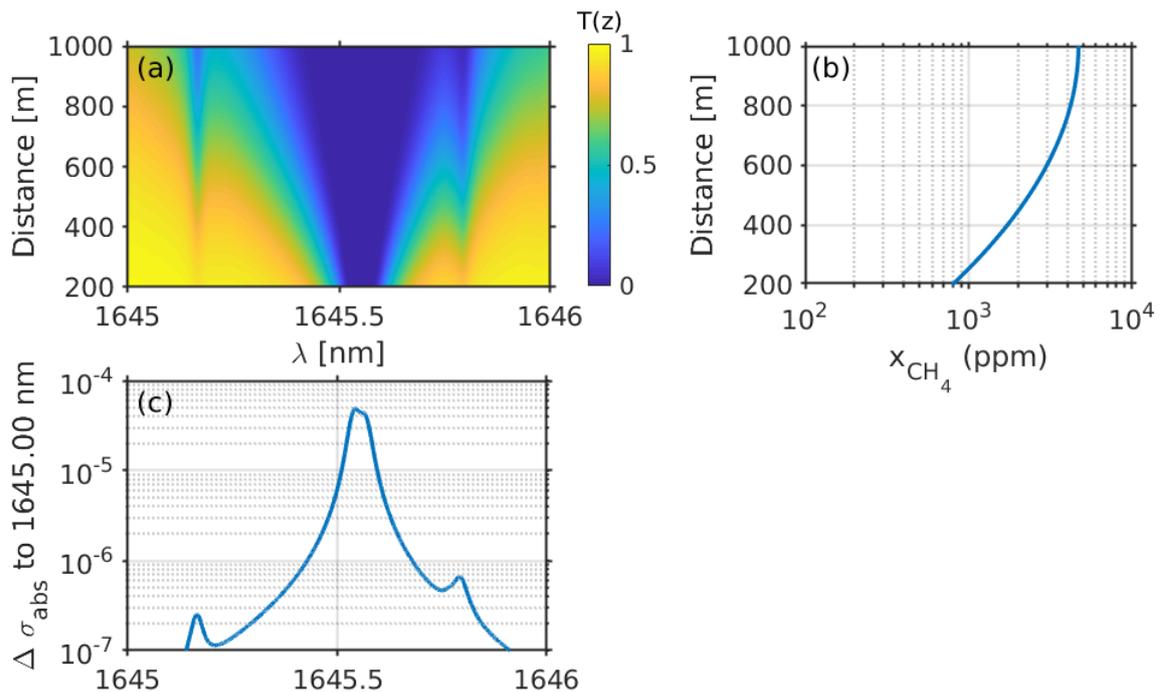


Fig. IV.15: (a) Transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde en présence du panache représenté sur la figure (b) La figure (c) représente le différentiel de section efficace d'absorption avec 1645.792 nm.

La mesure qualitative d'un panache très concentré reste donc, d'après ces calculs, un challenge puisque les spécifications du scénario #1 demandent d'être capable de caractériser des panaches avec une concentration jusqu'à 100% de la LIE localement. On peut cependant envisager une mesure si :

1. la ligne de visée lidar s'éloigne du coeur du panache de telle sorte que le produit CL reste dans une gamme accessible à VEGA.
2. on choisit λ_{on} non pas au centre de la raie, mais sur le flanc de cette dernière. Ce mode de fonctionnement est parfaitement réalisable (et sera illustré au cinquième chapitre) puisque nous avons démontré l'accordabilité du laser de VEGA sur ~ 0.8 nm autour de la raie choisie. On cherche alors à diminuer le contraste d'absorption $\Delta \sigma_{abs}$. Il faut alors calculer une nouvelle section efficace différentielle

5. Et ce même à $1.65 \mu\text{m}$ qui est la région spectrale *a priori* la plus adaptée à la détection d'une grande concentration [Yerasi et al., 2018]

IV.3. Comportement des estimateurs et évaluation des performances de VEGA

(cf. figure IV.15c), plus faible (jusqu'à deux décades dans un cas extrême) détériorant la détectabilité de la figure IV.12 d'un facteur égal. On comprend alors qu'il existe un compromis entre absorption aux longueurs d'onde choisies, concentration au sein du panache et détectabilité.

3. on effectue non pas une mesure quantitative de concentration mais plutôt un test d'hypothèse relativement à un seuil de concentration (mesure quantitative pour détection d'alarme).

Face à un panache de débit inconnu, une bonne stratégie semble l'utilisation de différents couples de longueurs d'onde, balayant ainsi une plus grande gamme de contrastes d'absorption. Un estimateur du rapport de mélange dans le cas de l'utilisation de cette procédure est présenté dans l'Annexe E.

IV.4. Conclusion du chapitre

Ce chapitre a tout d'abord permis d'exposer la procédure d'acquisition du prototype VEGA. Les paramètres de cette procédure, couplés à des paramètres instrumentaux et aérologiques réalistes, permettent de simuler des signaux lidar bruts, proches des signaux réels. Ils sont générés par un outil numérique développé au cours de la thèse sous *MATLAB*.

Le comportement des estimateurs retenus pour le CNR, l'épaisseur optique différentielle, la concentration de méthane et la vitesse de vent radiale a été étudiée à l'aide de ces signaux temporels lidar simulés. Malgré l'identification d'un biais de l'ordre de 15 % sur l'estimation du CNR, les VMR initialement spécifiés pour la simulation des signaux sont retrouvés avec des biais typiques inférieurs à une vingtaine de ppm sur 3 cas tests (au point de focalisation, à 1 km et au coeur d'un panache gaussien centré à 500 m - pour le scénario de référence). Ces valeurs de biais paraissent assez faibles pour envisager la détection de fuites (biais relatif sur l'estimation du produit concentration-longueur inférieur à 10 % pour des panaches entre 500 et 10 000 ppm.m). Les modèles retenus pour l'évaluation de l'erreur statistique des estimations ont également été validés. Les erreurs observées ne s'éloignent pas de plus de 25% des modèles. En terme de valeurs clés, on peut citer une détectabilité de 100 ppm pour un CNR de -10dB (*i.e.* à 1 km dans le scénario de référence) ou encore 20 ppm pour un CNR autour de 0 dB. Ces deux valeurs sont atteintes en 200 ms d'accumulation avec des cases distances de 30 m. D'après le cahier des charges NAOMI, spécifiant 10 % de précision relative, on voit que dans le cas de panaches, il est *a priori* possible d'atteindre cette valeur rapidement. Pour ce qui est du vent, on peut envisager un écart type de 0.1 m/s en 100 ms. Ces premières prévisions sont encourageantes et laissent envisager de bonnes performances du prototype VEGA pour la caractérisation de fuites de méthane.

Enfin une dernière partie du chapitre a permis de discuter de la plage de linéarité de VEGA et d'évoquer le challenge que constitue la détection d'un panache dans le cas d'un accident majeur. Pour un rayonnement on-line au centre de la raie, l'écart type relatif au centre d'un panache semble optimale pour un produit concentration-longueur avoisinant les 20 000 ppm.m. Au delà, la détectabilité se détériore par excès d'absorption moléculaire. Il est néanmoins possible de remédier à cet effet avec l'utilisation d'une procédure d'estimation multi-spectrale. Nous en discuterons au chapitre suivant. Une mesure éloignée du coeur du panache ou une fonction de détection binaire sont d'autres pistes pour résoudre ce même problème.

L'objectif du prochain et dernier chapitre est de soumettre l'algorithme d'estimation à des signaux expérimentaux. On pourra alors comparer les performances observées avec celles prédites dans ce chapitre mais également discuter de l'influence des instationnarités et d'autres paramètres volontairement écartés jusque ici.

Chapitre V

Résultats expérimentaux et participation à une campagne de mesure

L'objectif de ce chapitre est de détailler les résultats expérimentaux obtenus au cours de la thèse. Des estimations intégrées de la concentration du méthane atmosphérique, réalisées au laboratoire, sont d'abord présentées. Ces mesures, ainsi que la caractérisation d'une cellule de méthane à l'aide du lidar, constituent des travaux de validation préliminaires à une campagne de mesure.

Les résultats obtenus lors de la participation à cette campagne, organisée par Total en Octobre 2018, sont ensuite exposés. L'objectif de la campagne était avant tout de tester le comportement du démonstrateur sur le terrain. Nous avons ainsi vérifié sa capacité à mesurer, de manière résolue selon l'axe laser, la concentration de méthane en cas de fuite et le vent radial. Des résultats issus de l'utilisation de différentes procédures d'acquisition sont présentés. Il s'agit d'une première étape essentielle, qui permet d'envisager une mesure autonome du débit de fuite (en g/s) avec un lidar bi-fonction.

Sommaire

V.1	Mesures préliminaires de méthane et de vent au laboratoire	117
V.1.1	Estimations IPDA du méthane atmosphérique et première démonstration bi-fonction	117
V.1.2	Mesure par lidar de la concentration au sein d'une cellule de gaz	120
V.2	Caractérisation de lâchers contrôlés de méthane sur le terrain	123
V.2.1	Contexte de la campagne Lacq 2018	123
V.2.2	Robustesse et flexibilité de l'instrument VEGA	123
V.2.3	Définitions des indicateurs de performances DIAL	126
V.2.4	Résultats obtenus au cours de la campagne	127
V.2.4.1	Mesure de panache par procédure simple (test 1)	129
V.2.4.2	Présentation d'une seconde mesure par procédure simple (test 2)	134

V.2.4.3	Stationnarité et fréquence de commutation	138
V.2.4.4	Mesure de l'extension transverse d'un panache par procédure multi-lignes de visée (tests 3 et 4)	140
V.2.4.5	Caractérisation de fuites de haut débit par procédure multi-spectrale (test 5)	142
V.2.4.6	Vers une estimation autonome du débit d'une fuite . . .	144
V.3	Extrapolation des performances de VEGA	147
V.4	Conclusion du chapitre	149

V.1. Mesures préliminaires de méthane et de vent au laboratoire

En vue de la campagne de mesure, l'objectif premier est de tester la capacité du prototype à restituer le rapport de mélange de méthane et la vitesse de vent radiale. Cette première partie détaille des mesures réalisées à l'Onera Palaiseau.

V.1.1. Estimations IPDA du méthane atmosphérique et première démonstration bi-fonction

Dans un premier temps, nous avons souhaité démontrer le caractère bi-fonction DIAL-Doppler du lidar, et illustrer, pour la première fois, sa sensibilité au méthane. Dans ce but, des premières estimations IPDA du méthane atmosphérique sont présentées. Elles s'appuient sur le signal diffusé par un pylône situé à 2.25 km du laboratoire (cf. figure V.1.1).

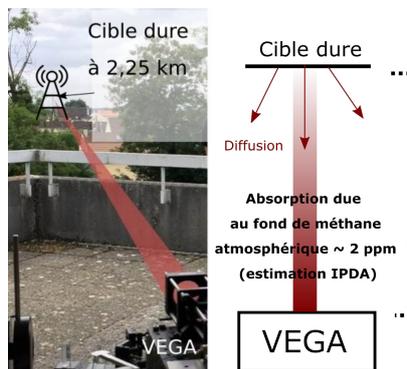


Fig. V.1: Principe de la mesure IPDA

La mesure IPDA est effectuée en émettant en boucle une séquence spectrale comprenant 17 longueurs d'onde « on ». Le laser passe ainsi 0.5 seconde sur une des 17 longueurs d'onde λ_k réparties autour des raies d'absorption du méthane et de la vapeur d'eau (dans la gamme spectrale autour de $1.6455 \mu\text{m}$), avant de revenir 0.5 sec à une longueur d'onde de référence λ_0 . Celle-ci est commune aux 17 points de fonctionnement. La fréquence de commutation *on/off* est donc de 2 Hz. Le formalisme multi-spectral de l'annexe E permet l'estimation de la concentration de méthane et de vapeur d'eau intégrées entre l'instrument et la cible.

Le lidar possède ici une configuration légèrement différente à celle décrite dans le troisième chapitre. Le laser émet des impulsions avec une durée de 100 ns et une énergie de $12 \mu\text{J}$. La pupille d'émission/réception possède un diamètre de 5 cm (contre 200 ns, $10 \mu\text{J}$ et 7.62 cm dans la configuration actuelle).

La figure V.2a montre le spectrogramme accumulé sur 500 ms. Pour un faisceau focalisé à 150 m, on observe la diffusion atmosphérique jusqu'à 500 m. L'estimation du barycentre du spectrogramme, corrigée de la fréquence « zéro-Doppler » f'_0 de la cible, permet l'estimation de vent radial (figure V.2b). L'estimateur de la vitesse de vent radiale (Eq.IV.6) comprend en effet le paramètre f'_0 , qui constitue la fréquence de référence pour la mesure Doppler (*i.e.* la différence de fréquence entre les voies signal et oscillateur local). Cette fréquence est habituellement celle imposée par le modulateur acousto-optique. Cependant dans le cas de VEGA, l'évolution du barycentre de la DSP

en sortie du laser avec la forme d'impulsion (cf. figure III.17) modifie cette fréquence de référence au cours du temps. Cette évolution, affectant la fonction Doppler du lidar, est la conséquence de la phase non-linéaire $\varphi_{NL}(t)$ ajoutée par l'amplificateur Raman (cf. III.2.2.2 pour rappel). Le signal diffusé par la cible dure de vitesse nulle permet, dans le cas présent, d'extraire le barycentre de la DSP du signal qui constitue la nouvelle référence.

L'erreur affichée figure V.2b est la borne de Cramer-Rao pour 500 ms d'accumulation. Les deux premiers points de la vitesse de vent sont aberrants en raison de la diffusion parasite du signal laser par les optiques du télescope.

Finalement, l'ajustement (figure V.2c) de l'épaisseur optique différentielle (accumulée sur 17 sec) entre l'instrument et la cible permet de retrouver des valeurs des rapports de mélange intégrés du méthane (2.3 ± 0.51 ppm) mais également de la vapeur d'eau (27000 ± 9800 ppm). Au delà de l'observation qualitative claire de la forme du spectre d'absorption dans cette région spectrale, la valeur obtenue pour le méthane est concordante avec les 1.8 ppm attendus. Malgré un fort CNR sur la cible dure et un temps d'accumulation de 17 sec, l'écart type est toutefois élevé : ± 0.51 ppm ($1\sigma^1$). On peut imputer une telle valeur à la faible fréquence de commutation. Nous discuterons de ce point à la section V.2.4.3. La mesure du rapport de mélange de la vapeur d'eau est possiblement biaisée. En effet, la modélisation de l'évolution de la longueur d'onde avec le courant s'effectue à partir d'un développement limité autour du maximum d'absorption du méthane. De plus, nous ne disposons pas de la procédure de calibration spectrale systématique à ce moment de la thèse. La calibration est ici manuelle et précède la mesure d'au moins quelques heures.

Toutefois, La simultanité des estimations IPDA et du vent radial démontre pour la première fois le caractère bi-fonction du lidar fibré VEGA. Par le futur, une estimation plus fiable du VMR en vapeur d'eau pourrait permettre d'améliorer le calcul de la fonction de poids du méthane. Ce point reste néanmoins une simple piste à l'heure actuelle. Les résultats de la figure V.2 ont été présentés lors d'une conférence internationale à Berlin [Le Méhauté et al., 2018].

1. Sauf mention contraire, les précisions mentionnées dans ce chapitre le sont à 1σ .

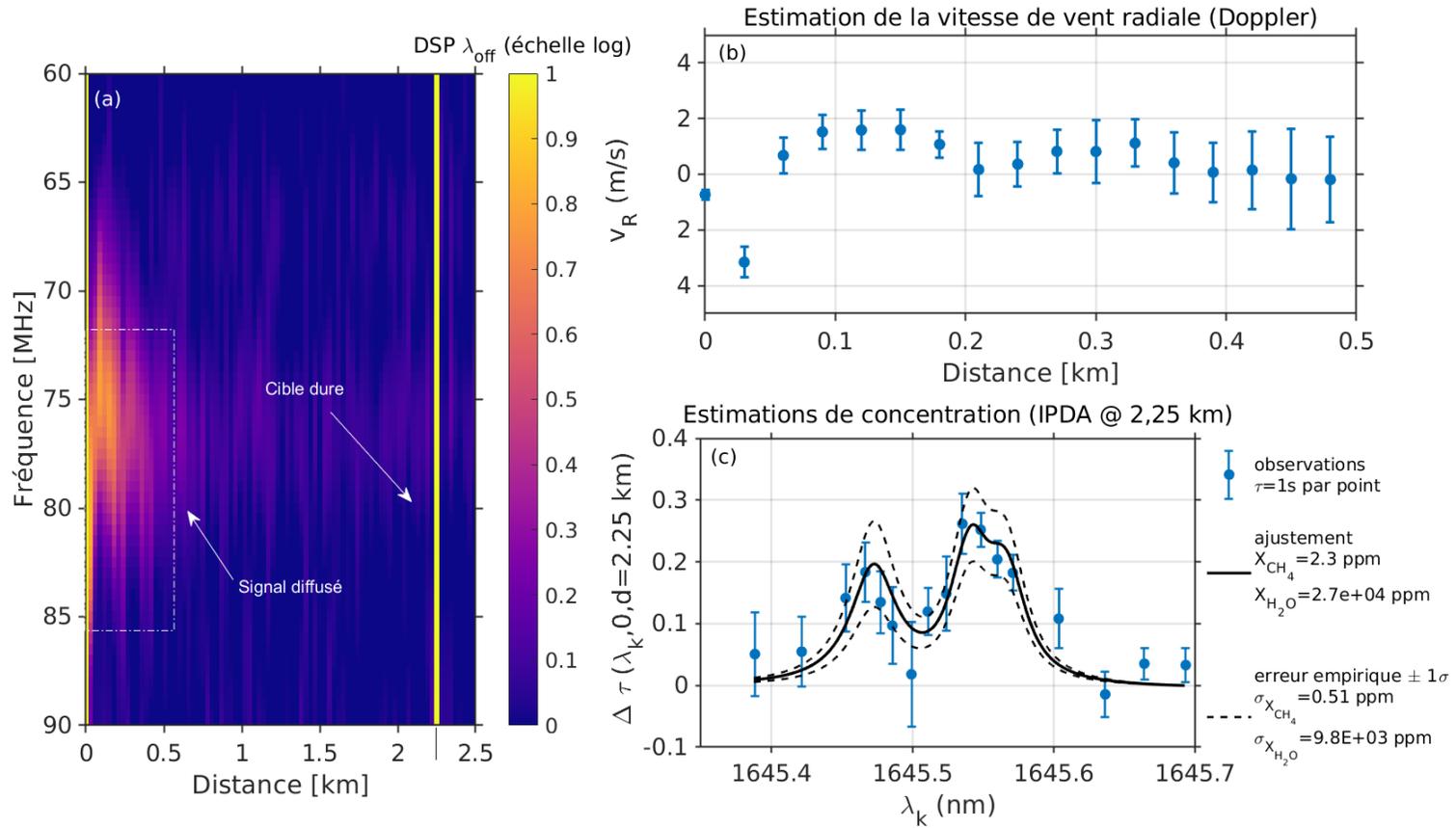


Fig. V.2: (a) DSP normalisée par le bruit et accumulée sur 500 ms à la longueur d'onde *off* (b) estimations résolues en distance de la vitesse radiale de vent et de la précision via la BCR pour 500 ms d'accumulation (c) estimation IPDA (cible dure à 2.25 km) multi-spectrale par un ajustement aux moindres carrés du VMR en vapeur d'eau et en méthane, précision de mesure en 17 s d'accumulation

La figure V.3(a) présente le CNR pour une mesure similaire réalisée en 2019 (post-campagne), avec la configuration actuelle du lidar (décrite au chapitre 3) et celle utilisée pendant la campagne de mesure. Cette version profite notamment d'une fréquence de commutation plus élevée (10 Hz), d'impulsions de 200 ns et dispose de la procédure de calibration spectrale des injecteurs décrite à la section III.2.1.2. On y observe la diffusion atmosphérique jusqu'à environ 1 km (avant d'atteindre un plateau autour de -20 dB correspondant au décrochage des estimations de CNR). Contrairement à la mesure multi-longueurs d'onde présentée juste avant, l'estimation s'effectue ici à l'aide d'un seul couple de longueurs d'onde calibré juste avant la mesure. Le rayonnement *on-line* se situe au maximum d'absorption et le choix de longueur d'onde *off-line* ($\lambda = 1.645400 \mu\text{m}$) permet d'annuler la contribution de la vapeur d'eau à l'épaisseur optique différentielle. L'estimation IPDA de X_{CH_4} (figure V.3(b)) montre un ordre de grandeur satisfaisant et une précision meilleure (1.95 ± 0.26 ppm en 1 sec d'accumulation). Elle démontre la capacité de VEGA à quantifier une concentration de méthane. Il est toutefois difficile d'évaluer théoriquement l'évolution de la précision avec l'accumulation car, contrairement au cas de la diffusion atmosphérique, on ne connaît pas la fréquence de renouvellement de speckle de la cible.

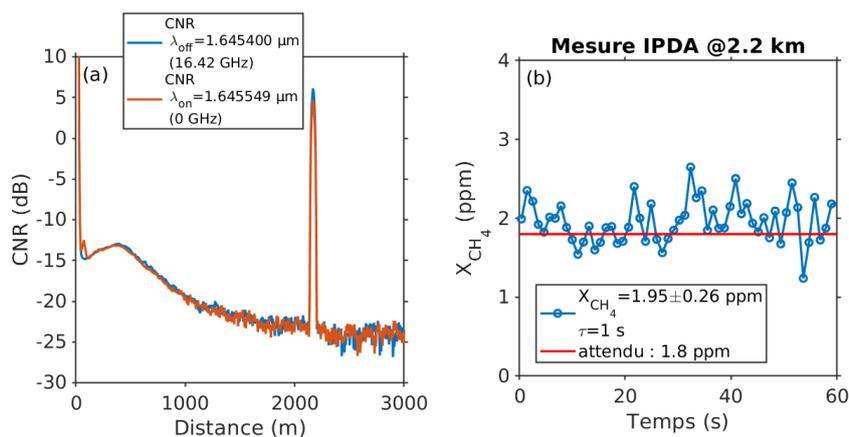


Fig. V.3: Mesure IPDA du méthane atmosphérique réalisée avec le lidar VEGA

V.1.2. Mesure par lidar de la concentration au sein d'une cellule de gaz

Bien que le niveau de méthane atmosphérique constitue une première référence, la calibration des estimations d'épaisseur optique différentielle constitue une étape importante. Afin de confirmer l'exactitude de ces estimations, une cellule remplie de méthane (identique à celle utilisée pour la calibration des injecteurs) est connectée sur la voie réception de VEGA (cf. figure V.4), avant le détecteur. Le faisceau est focalisé à 150 m dans l'atmosphère. La concentration au sein de la cellule est alors estimée avec

VEGA de la façon suivante :

$$\hat{X}_{cell} = \frac{2\widehat{\Delta\tau}(0, d = 150m)}{L_{cell}\Delta\sigma_{abs}^{cell}} \quad (V.1)$$

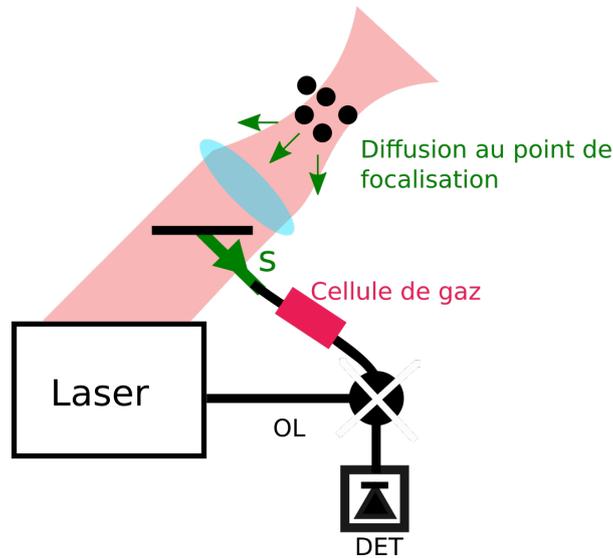


Fig. V.4: Schéma de l'expérience visant à mesurer la concentration au sein d'une cellule avec VEGA

L'équation ignore la contribution du méthane atmosphérique, négligeable pour une distance de 300 m aller-retour ($T^2 = 0.97$) comparée à l'absorption attendue dans la cellule ($T_{cell} = 0.31$). Dans l'Eq.V.1, le facteur 2 est ajouté car il ne s'agit pas d'une contribution aller-retour, comme c'est le cas dans l'atmosphère. Pour $\lambda_{on} = 1.64555 \mu\text{m}$ et $\lambda_{off} = 1.6458 \mu\text{m}$ on a $\sigma_{abs}^{cell} = 3.75 \times 10^{-5} \text{ppm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. La cellule, mesurant $L_{cell} = 3 \text{cm}$, est remplie de méthane pur. La figure V.5 montre que l'on retrouve bien les 10^6ppm attendus, témoignant de la bonne calibration de la mesure DIAL.

En raison de la forte absorption du rayonnement *on* dans la cellule (et surtout du fait que les fibres d'entrée/sortie de la cellule ne sont pas à maintien de polarisation), cette mesure nécessite un temps d'accumulation long. On choisit ici $\tau = 50 \text{sec}$. Pour ce temps d'accumulation, l'erreur observée est de l'ordre de $1.5 \times 10^5 \text{ppm}$ soit une erreur relative de 15%. En raison des fluctuations de CNR imputables aux rotations de la polarisation au sein de la cellule durant l'expérience, il paraît difficile de comparer cette valeur à une estimation théorique. Bien que l'erreur absolue semble très élevée, la détermination d'une concentration sur 30 m (et non 3 cm comme c'est le cas ici) à partir de 2τ conduirait à une erreur divisée par 1000 (soit 150 ppm dans le cas présent).

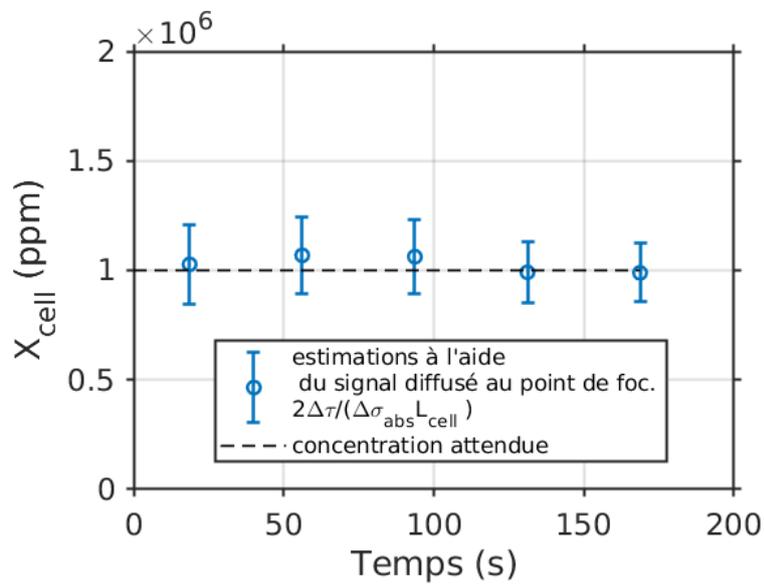


Fig. V.5: Calibration des mesures d'épaisseurs optiques différentielles de VEGA à l'aide d'une cellule de gaz insérée devant le détecteur

V.2. Caractérisation de lâchers contrôlés de méthane sur le terrain

V.2.1. Contexte de la campagne Lacq 2018

Durant le mois d'octobre 2018, Total a organisé deux semaines de campagne de mesure sur le bassin industriel de Lacq, dans le sud de la France, près de Pau (cf. figure V.6). L'objectif était d'examiner la capacité de différents instruments de télédétection à diagnostiquer des fuites de gaz sur le terrain [Watremez et al., 2018], via l'étude de lâchers contrôlés. Le plateforme TADI (Total Anomaly Detection Initiative) dispose en effet, à Lacq, d'un site d'essais pour mener ces tests de détection et de quantification de fuites. Ces équipements (tuyaux, vannes, cuves, colonnes, têtes de puits, torches, etc) en font un théâtre industriel réaliste, où il est possible de reproduire, de manière contrôlée, des anomalies ou des scénarios accidentels. Cette infrastructure est unique en Europe. Située dans un environnement industriel classé SEVESO 3, elle est capable de reproduire des fuites de méthane et de dioxyde de carbone dans une gamme étendue de débits, de 0.3 à 300 g/s.



Fig. V.6: Le site industriel de Lacq ; dans la sud de la France. Photographie, David Le Deodic

Au cours de cette campagne, différentes caméras infrarouges regardent les fuites en contre plongée, depuis des nacelles, à une distance inférieure à la centaine de mètres. La campagne de mesure a aussi été l'occasion d'effectuer des survols du site TADI par des avions embarquant de l'instrumentation passive. Côté instrumentation active, on trouve le lidar VEGA et le lidar DIAL GAZ-L [Dherbecourt et al., 2019] de l'Onera.

V.2.2. Robustesse et flexibilité de l'instrument VEGA

Acheminement, installation et robustesse du prototype

V.2. Caractérisation de lâchers contrôlés de méthane sur le terrain

Le transport de l'instrument constituait un premier challenge. Le lidar VEGA a été acheminé de l'Onera Palaiseau jusqu'au site de Lacq (environ 800 km) dans une camionnette. Pour autant, aucune procédure de ré-alignement majeur n'a été nécessaire après déploiement de l'instrument sur site. Chaque matin le lidar était opérationnel en 15 minutes environ (déploiement, raccordement au groupe électrogène et mise en route du système). Chaque soir le matériel et son banc de support étaient rangés (sans démontage) dans la camionnette. Les photos ci-après (figure V.7) montrent l'installation du lidar VEGA sur le site de campagne. De plus, pour sa première sortie sur le terrain, le système n'a connu aucune panne pendant les deux semaines de campagne, et n'a demandé que très peu d'interventions techniques. Ces points démontrent la robustesse de l'architecture fibrée du lidar, et justifie les choix de conception qui ont été faits tout au long de son développement.



Fig. V.7: Photos du lidar VEGA déployé sur le terrain de Lacq

Conditions météorologiques au cours de la campagne

Afin d'illustrer plus avant la robustesse de l'instrument, la figure V.8 indique les relevés de température et humidité pendant les deux semaines de campagne. Le lidar VEGA est donc resté parfaitement fonctionnel bien qu'exposé à des variations de température allant de +9°C à +31°C ainsi qu'à de fortes variations d'humidité relative, entre 30% et 90% (souvent d'épais brouillards le matin, comme illustré figure V.9). Les points verts correspondent aux moments où le lidar VEGA a participé aux essais.

Déroulement typique des acquisitions

Le lidar VEGA était en pratique allumé toute la journée afin de ne pas multiplier les temps de chauffe du système et les modulations associées de la forme d'impulsion (et donc de la largeur spectrale). Afin de corriger ces dérives liées à la température, la procédure d'optimisation de la forme d'impulsion était lancée au besoin, mais a été

V. Résultats expérimentaux et participation à une campagne de mesure

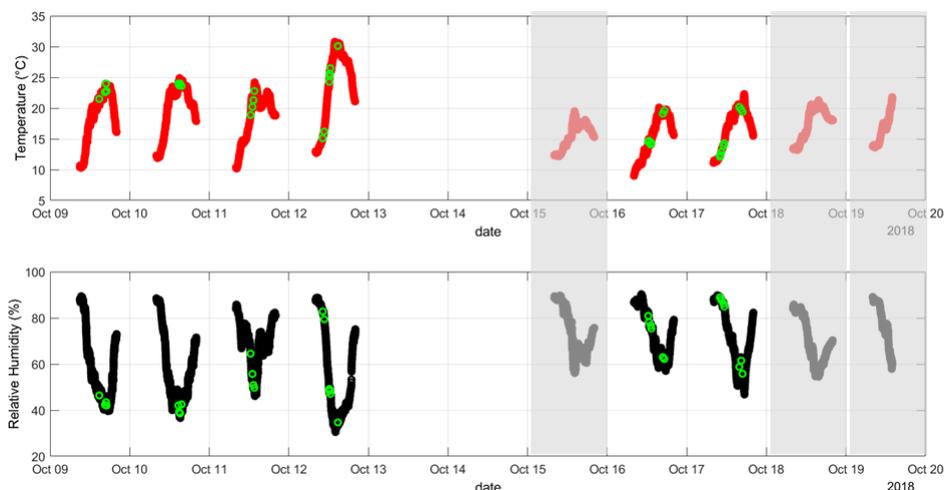


Fig. V.8: Conditions de température/humidité auxqueltes a été exposé le lidar VEGA au cours de la campagne Lacq 2018. Les points verts correspondent aux essais VEGA. Il n'y a pas eu de lâchers le 15/10. Le 18/10 et 19/10 ont été pour l'essentiel consacrées à des lâchers de dioxyde de carbone



Fig. V.9: Le lidar VEGA déployé sur le terrain pendant une matinée de brouillard

peu utilisée en pratique. Ce point souligne une certaine insensibilité des performances du lidar à la température. Le faisceau laser était obturé en permanence et n'était émis dans l'atmosphère que pendant les lâchers de gaz ou pendant les phases de réglage. Avant chaque lâcher de gaz (ou série de lâchers), nous procédions à l'étape de calibration spectrale décrite au troisième chapitre et à la saisie des coordonnées angulaires de visées (positions des miroirs motorisés) et des coordonnées spectrales d'émission laser

Configuration de mesure lidar

La configuration de mesure du lidar VEGA est détaillée sur la figure V.10. L'instrument est placé à 200 m du site TADI et le faisceau focalisé dans cette zone, permettant l'optimisation du CNR et de la précision des estimations RRDA dans la zone d'intérêt. En fonction de l'angle de l'axe laser avec l'horizontale et de l'installation visée (puits, torches, ...), le faisceau peut rencontrer ou non une cible dure (arbres) laissant envisager des estimations IPDA lorsque c'est le cas.

Bien qu'ayant obtenu une énergie allant jusqu'à $14 \mu\text{J}$ en sortie du système laser, une panne survenue juste avant la campagne (et hâtivement réparée) nous a contraint à nous limiter à $\sim 8 \mu\text{J}$ durant la quinzaine. Des extrapolations considérant à la fois les observations effectuées au cours de la campagne et la possibilité d'une énergie plus grande seront présentées lors de la section V.3.

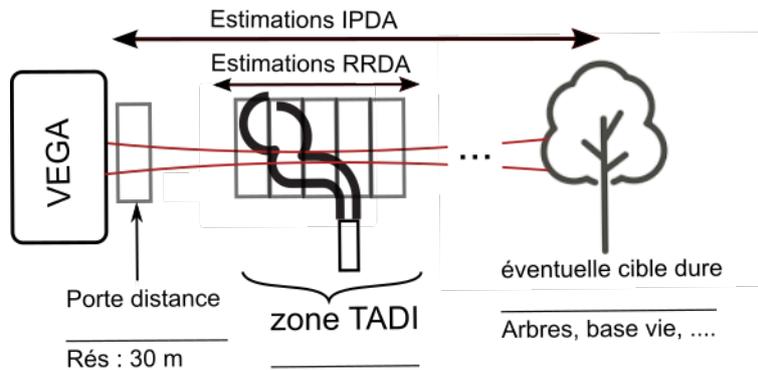


Fig. V.10: Configuration de mesure de VEGA lors de la campagne Lacq 2018

Coordonnées spectrales de fonctionnement du laser

La figure V.11 montre l'épaisseur optique (niveaux atmosphériques) liée à l'absorption du méthane (jaune) et de la vapeur d'eau (bleu) atmosphérique en fonction de la fréquence. Cette fréquence est définie relativement au maximum d'absorption du méthane. Le couple de fréquence utilisé, sauf indication contraire (*cf.* mesure multi-spectrale), pour la campagne de Lacq est précisé sur le graphique. Le rayonnement *on-line* est situé au sommet de la raie d'absorption et le rayonnement *off-line* sur un pic secondaire à -28 GHz .

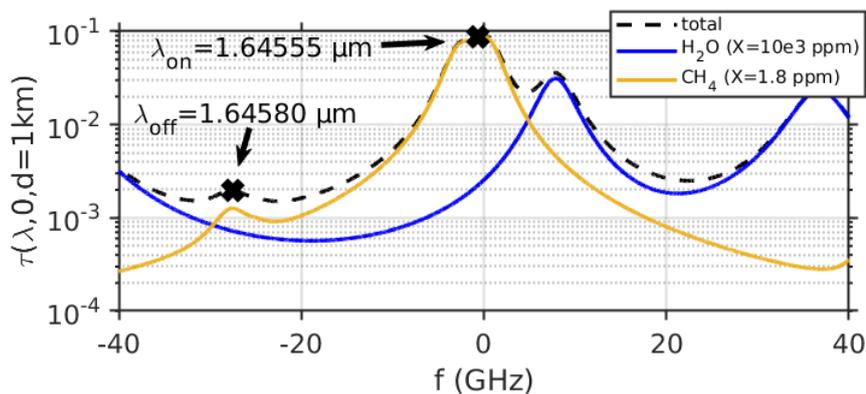


Fig. V.11: Couples de longueurs d'onde pour les mesures à LACQ

V.2.3. Définitions des indicateurs de performances DIAL

Avant la description des résultats, ce paragraphe expose les définitions des quantités utilisées de manière récurrente par la suite pour qualifier les performances DIAL de

l'instrument :

- **la précision de mesure** $\sigma_{x_{\text{CH}_4}}(z)$ en ppm qui modélise l'écart type attendu pour les estimations RRDA. Elle tient compte des quatre termes de CNR (*on/off*, d_k , d_{k+1}) et donc de l'absorption du panache. Elle est définie d'après l'Eq. II.46.
- **la détectabilité** $\sigma_{x_{\text{CH}_4}}^0$ en ppm, définie d'après l'Eq. IV.15 est une simplification du modèle précédant en considérant les quatre termes de CNR égaux (*i.e.* peu d'absorption et peu de variation du CNR avec la distance). Elle établit la plus petite concentration qu'il est possible de mesurer à une certaine distance et est utilisée pour le calcul du rapport signal à bruit.
- **le rapport signal à bruit** $\text{RSB}_{\text{CH}_4}(z)$ de la mesure RRDA d'un panache de méthane, se définit comme $\langle x_{\text{CH}_4} \rangle / \sigma_{x_{\text{CH}_4}}^0(z)$ où $\langle x_{\text{CH}_4} \rangle$ est la concentration moyenne mesurée au sein du panache pour un lâcher donné. On considère que le panache est identifiable si le rapport signal à bruit est supérieur ou égal à 1.
- la « **portée lidar** » est définie comme la distance à laquelle $\text{CNR} = -20$ dB. À cette distance on commence à voir apparaître des valeurs aberrantes dues au décrochage de l'estimateur. L'apparition de ces valeurs aberrantes sur les données DIAL et Doppler permet de déduire facilement la portée. En présence d'un panache ou d'une cible dure obstruant la ligne de visée, un ajustement des $\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}$ expérimentaux, en considérant l'approximation des champs gaussiens non-tronqués (Eq. II.40), va nous permettre d'extrapoler cette quantité. D'après les conclusions du quatrième chapitre, un CNR de -20 dB correspond à une détectabilité de 500 ppm et une précision sur la mesure du vent de ± 1 m/s pour 1 s d'accumulation (*i.e.* 2 s de mesure pour VEGA en raison des temps morts dans l'acquisition). Les trois quantités précédentes ne peuvent pas être extrapolées au-delà de la portée lidar.

V.2.4. Résultats obtenus au cours de la campagne

Un autre défi relatif à la campagne était de tester, pour la première fois, la capacité du lidar à caractériser et identifier des panaches de méthane. Pour les 34 lâchers auxquels nous avons participé (40% de la totalité de lâchers CH_4 effectués durant la campagne), VEGA s'est avéré complètement fonctionnel, permettant de produire des informations sur la concentration de méthane, le vent radial, et l'évolution relative de la densité d'aérosols (via la dépendance du CNR au coefficient de rétrodiffusion). Pour autant, les fuites de méthane n'ont pas été détectées à chaque fois. En effet, certains panaches étaient difficilement mesurables pour le lidar, notamment :

- les panaches émis au ras du sol, car la hauteur de la ligne de visée du lidar VEGA s'est parfois révélée trop haute lorsque le vent emportait rapidement le panache à l'horizontale (voir par exemple en figure V.20)
- certains points de lâcher avec de nombreux obstacles, pour lesquels la visée laser était délicate.

En dépit de ces limitations, le pourcentage de tests pour lesquels le lidar VEGA a détecté du méthane (en RRDA ou en IPDA, et souvent les deux) s'est révélé très satisfaisant pour cette toute première campagne, avoisinant les 75 %. Les mesures de vent radial fonctionnent, quant à elles, 100% du temps. Pour ces raisons, l'ensemble des essais n'est pas détaillé au sein de ce manuscrit. L'emphase est mise sur la richesse des résultats, illustrée par des points particulièrement intéressants observés sur quelques lâchers. Au cours de la campagne, trois procédures de mesures ont été utilisées. Chacun de ces 3 modes de fonctionnement est illustré par la suite :

1. une procédure de mesure « simple » *i.e.* un seul couple de fréquence *on/off* (0, -28 GHz) et une ligne de visée fixe au cours du lâcher. Elle est illustrée par les tests 1 et 2.
2. une procédure de mesure « multi lignes de visée », permettant un balayage du faisceau pendant une même acquisition. Elle est illustrée par les tests 3 et 4.
3. une fonction « multi-spectrale » permettant d'utiliser différentes paires de fréquence *on* et *off*-line au cours d'une même acquisition. La motivation principale est de remédier à des cas où le rayonnement à la fréquence *on* (placée par défaut au pic d'absorption du méthane) serait totalement absorbée par le panache, notamment lors des tests à haut débit (*cf.* IV.3.5.2). Elle est illustrée par le test 5.

Il est à noter que les modes de fonctionnalités 2 et 3 peuvent être combinés afin de permettre une mesure multi-spectrale sur plusieurs lignes de visée.

V.2.4.1. Mesure de panache par procédure simple (test 1)

Les mesures par procédure simple s'effectuent avec une seule ligne de visée, choisie d'après l'emplacement de la buse de sortie et la direction d'éjection attendue. La figure V.12 montre la ligne de visée réalisée pour un premier test, à l'aplomb d'une torche (rond vert fixe). Il s'agit d'un test dont le débit est estimé par les organisateurs à 10 g/s. La ligne de visée se poursuit en plein ciel, il n'y a donc pas de cible dure pour l'arrêter. Pour ce test, nous détaillons les résultats sur l'ensemble des données (CNR, vent, et méthane).

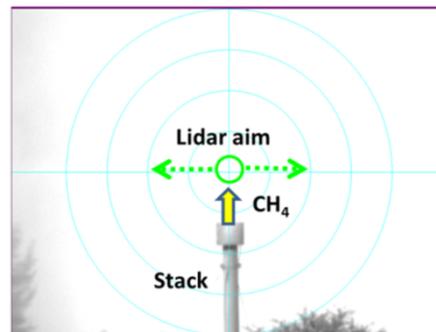


Fig. V.12: Ligne de visée de VEGA pour le test 1

CNR et son évolution au cours de la mesure

La figure V.13a montre la moyenne temporelle des CNR *off* (bleu) et *on* (rouge) sur toute la durée de la mesure (500 s). Le niveau moyen enregistré au point de focalisation est de -5.1 dB, ce qui est un niveau médian par rapport au minimum et maximum enregistrés pendant la campagne (de -10.5 dB à $+2.7$ dB). La focalisation du laser dans la zone de test permet d'optimiser l'observation de l'atmosphère entre 100 et 300 m. La portée lidar (CNR= -20 dB) est ici de l'ordre de 350 m (si l'on regarde le CNR *on* obtenu).

Afin de pouvoir extrapoler la détectabilité à des distances supérieures malgré l'influence du panache, le CNR *off* moyen observé est ajusté par modèle gaussien (Eq.II.40). Le modèle est paramétré par le coefficient de rétrodiffusion β_π (*i.e.* la hauteur du maximum) et le coefficient de remplissage de la pupille η_p (*i.e.* la profondeur de champ). Dans le cas présent, l'ajustement donne $\beta_\pi \sim 7.10^{-8} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, valeur plutôt faible comparée aux $5.10^{-7} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ du scénario de référence du chapitre précédent et $\eta_p = 0.47$, proche des 0.5 déjà évoqués plus tôt dans ce manuscrit. Il est important de noter que la restitution d'une valeur exacte de β_π nécessiterait une excellente connaissance des autres paramètres du modèle de CNR (énergie, rayon de faisceau, alignement parfait, ...). C'est pourquoi celle restituée ici est plutôt donnée à titre indicatif, dans l'objectif d'évaluer grossièrement la charge en particules de l'atmosphère.

Les figures V.13b et c exposent, quant à elles, l'évolution temporelle des CNR enregistrés pendant la durée du test à chacune des longueurs d'onde. Les dynamiques

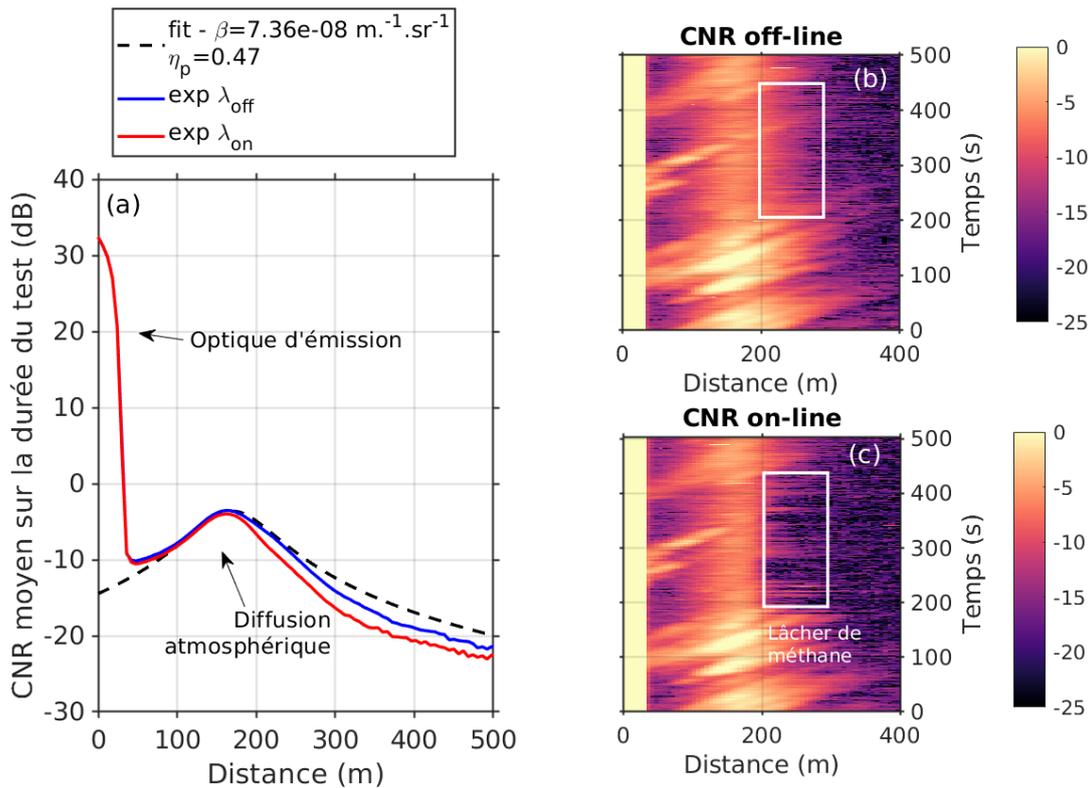


Fig. V.13: (a) CNR moyens sur toute la durée du test (b) dynamique de CNR *off* (c) dynamique de CNR *on* pour le test 1

communes à *on* et *off* sont des inhomogénéités du coefficient de rétrodiffusion sur la ligne de visée, avec des volumes d'air plus ou moins chargés en poussières (qui est soulevée par des travaux à proximité). La signature d'absorption du panache de gaz est clairement observée par comparaison des deux cartographies.

Estimations de vent radial et comparaison avec des anémomètres

La figure V.14a montre quant à elle une cartographie du vent radial mesurée par le lidar en fonction du temps et de la distance (moyenne temporelle sur 1 seconde). Ces estimations ne sont effectuées qu'avec le rayonnement *off*-line. Bien qu'interpolées pour améliorer l'affichage sur la figure ci-après, la résolution longitudinale est de 30 m, correspondant aux impulsions de 200 ns. À une distance de l'ordre de 300 – 400 m, on voit le bruit augmenter soudainement. Cela correspond à l'apparition des valeurs aberrantes (équivalent à des estimations erronées du CNR), définissant la portée lidar.

Les mesures de vent radial effectuées par VEGA peuvent être comparées aux projections sur la ligne de visée du vecteur vent estimé par des anémomètres soniques. Ces derniers sont déployés par le laboratoire de la qualité de l'air de Total à proximité de la torche (« Gill » restituant une mesure à 4 m, et « Metek » à 10 m de hauteur). Parce que le vent sur site s'est parfois révélé très changeant et tourbillonnant, et que les mesures

VEGA et Gill/Metek ne sont pas nécessairement co-localisées, une inter-validation à proprement parler n'est pas réalisable. Il existe cependant des jeux de données pour lesquels l'accord entre les différents capteurs est remarquable. C'est le cas pour ce test, comme le montre la figure V.14b. Il faut noter que les résolutions temporelles ne sont pas identiques (1 seconde pour VEGA, 1 minute pour Gill et Metek).

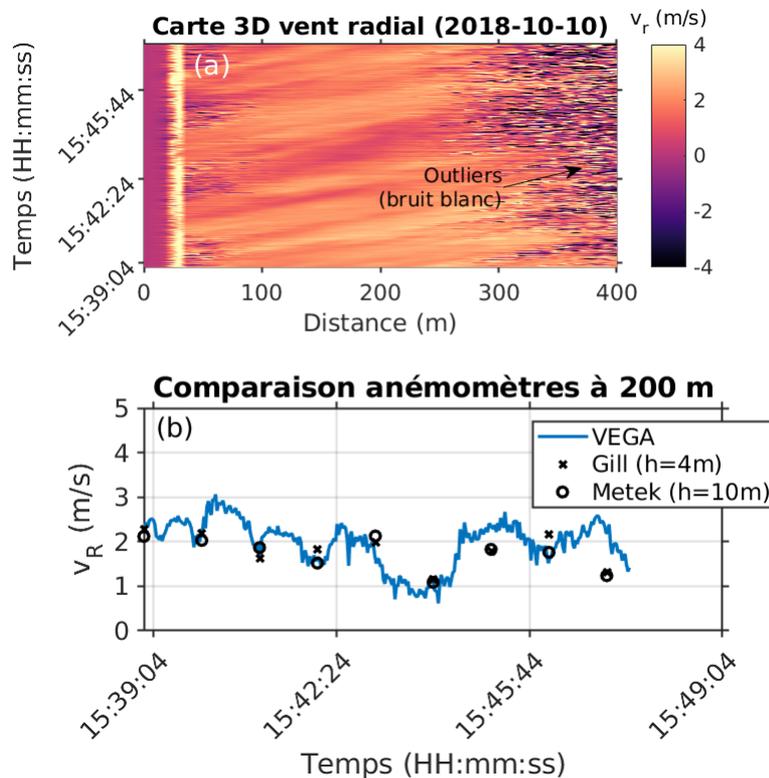


Fig. V.14: (a) Cartographie de la vitesse radiale de vent (b) comparaison avec les anémomètres soniques au point de fuite pour le test 1

Estimations RRDA

La figure V.15a dévoile la carte spatio-temporelle du VMR méthane mesurée par le lidar VEGA (temps de moyennage 1 seconde). La détection du lâcher est parfaitement identifiable, et la distance mesurée est bien de 200 m. Cette première carte montre la capacité de VEGA à identifier une fuite de méthane. Toutefois, le panache s'échappe sporadiquement de la ligne de visée, car le vent l'emporte parfois rapidement sur le côté gauche de la torche. En fonction des fluctuations du vent, la ligne de visée intercepte ou non le panache. Il s'agit d'une des difficultés que présente une mesure laser à ligne de visée fixe dans un environnement où le panache est de petite dimension transverse et où le vent est changeant.

Au pic à 200 m, le rapport de mélange estimé est proche de 800 ppm, mais cette valeur ne représente pas nécessairement la réalité physique du panache. En effet, il faut rappeler que VEGA a été initialement conçu pour l'analyse de panaches de grandes

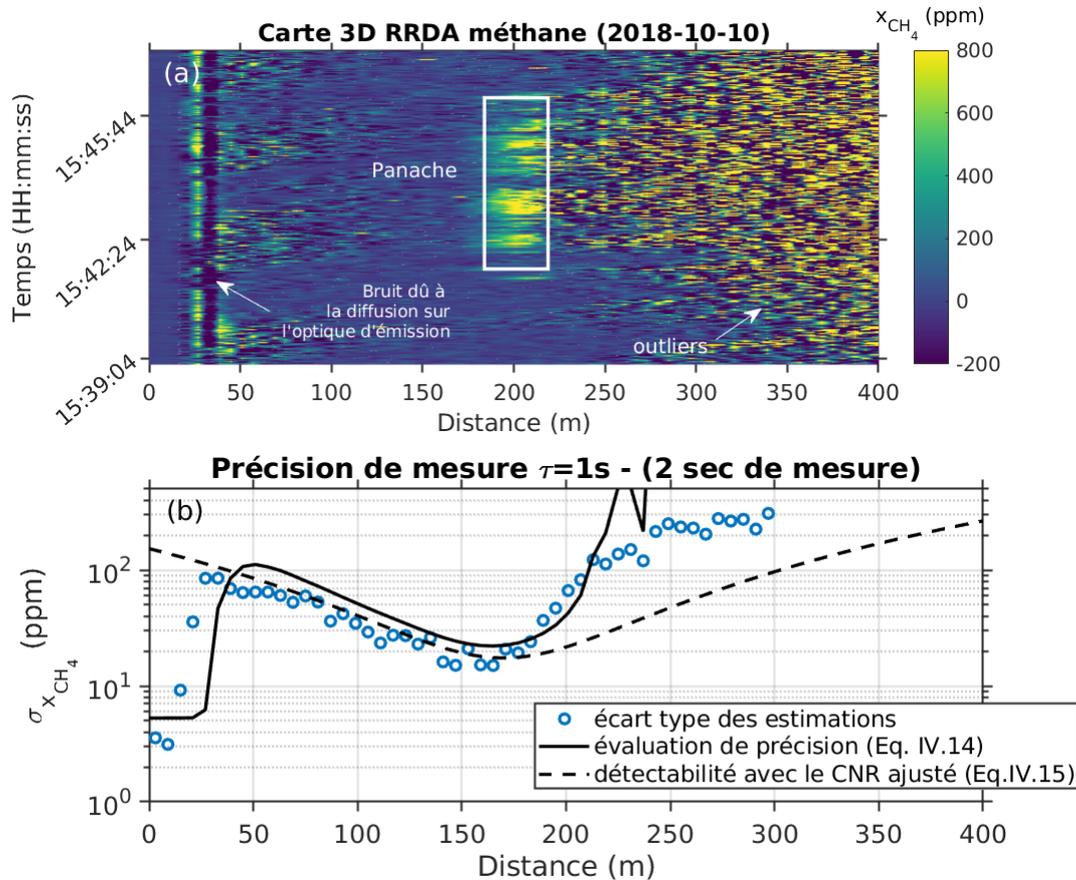


Fig. V.15: (a) Cartographie des estimations du VMR méthane (b) évaluation de la précision d'estimation et comparaison au modèle de détectabilité pour le test 1

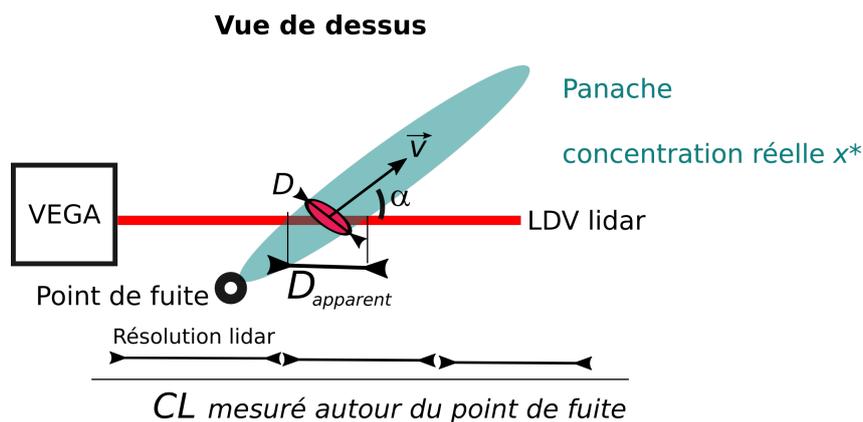


Fig. V.16: Panache vu par le lidar

dimensions (scénario 1 du projet NAOMI) et que la résolution axiale du lidar est en conséquence fixée à 30 m. C'est une longueur supérieure à la dimension des panaches observés à Lacq. La mesure DIAL est donc sous-résolue.

Par ailleurs, la colonne de gaz est vue sous un certain angle par le lidar (figure V.16), ce

qui induit un diamètre apparent plus grand que la réalité. Par conséquent, le calcul de la concentration réelle sur une section normale de panache (inférieur à 30 m) nécessite une correction. Pour cela, il convient d'estimer l'intégrale du VMR autour du point de fuite $\int \hat{x}_{CH_4}(z)dz$, notée \widehat{CL} (ppm.m) de la concentration mesurée et de diviser le résultat par le diamètre apparent D_{apparent} du panache vu par le laser. Mathématiquement on a la concentration réelle $x_{CH_4}^*$:

$$\hat{x}_{CH_4}^* = (\widehat{CL})\sin(\alpha)/D \quad (V.2)$$

où α est l'angle entre la ligne de visée laser et l'angle du vecteur vent (qui emporte le panache). Cet angle est déterminé, pour le moment à l'aide des anémomètres soniques Gill et Metek. D est le diamètre normal du panache à l'endroit où il intercepte la ligne de visée. La concentration réelle est donc plus importante que celle indiquée numériquement sur les cartes VEGA. Par la suite, nous avons choisi de conserver ce « biais de représentation » sur la concentration mesurée au sein des panaches. La correction nécessaire sera effectuée lors de la section [V.2.4.6](#) traitant de l'estimation de flux.

Précision de mesure RRDA

L'étude de la précision de mesure en figure [V.15b](#) démontre, jusqu'à 180 m, un accord satisfaisant entre :

1. l'écart type des estimations RRDA (points bleus)
2. l'évaluation de la précision (courbe pleine)
3. la détectabilité ; tenant compte du fit gaussien du CNR off² (courbe pointillée).

À partir des points de fuite et au-delà, l'influence de l'absorption du panache est responsable d'une augmentation de l'écart type des estimations, qui s'éloigne de la détectabilité (l'hypothèse d'une transmission proche de 1 n'est plus valable). En 1 s d'accumulation (2 s de mesure effective en raison des temps morts au sein de l'acquisition), autour de 200 m, l'écart type de mesure est de l'ordre de ± 20 ppm.

En évaluant un VMR moyen mesuré de l'ordre 300 ppm au cours du lâcher, on obtient $RSB_{CH_4} = 15$. Cette valeur valide l'identification du panache. Finalement, la courbe en pointillés nous permet de conclure que ce même panache aurait pu être détecté à une distance de 400 m, sans adapter la distance de focalisation. Dans ce cas, le RSB_{CH_4} serait de l'ordre de 1.

2. cf. figure [V.13](#)

V.2.4.2. Présentation d'une seconde mesure par procédure simple (test 2)

Avant de passer à la procédure d'acquisition suivante, une seconde mesure utilisant la procédure simple est décrite ici. Il s'agit d'un lâcher avec un débit de 4 g/s. Comparativement au test précédent, trois points méritent d'être développés, puisque pour ce lâcher :

1. on observe un meilleur CNR (> 0 dB au point de focalisation), favorisant la mesure DIAL.
2. la ligne de visée intercepte des arbres situés à 390 m et 600 m de VEGA, permettant des estimations IPDA et la comparaison avec les estimation RRDA.
3. on dispose d'images issues de l'observation conjointe du panache par une caméra infrarouge de l'Onera.

Évolution du CNR

Le premier point est illustré figure V.17. Bien que la présence des arbres nous empêche d'inférer la portée, l'ajustement du CNR par le modèle gaussien permet d'estimer que celui-ci reste au dessus de -20 dB à 1 km. On peut donc supposer une portée de cet ordre avec une ligne de visée dégagée. On remarque toutefois que la valeur du facteur de remplissage η_p ajustée est de 0.39, relativement éloignée des 0.5 attendus, ce qui peut s'avérer symptomatique d'un léger désalignement des voies émission/réception du lidar. Néanmoins cette observation n'a été effectuée qu'après la campagne.

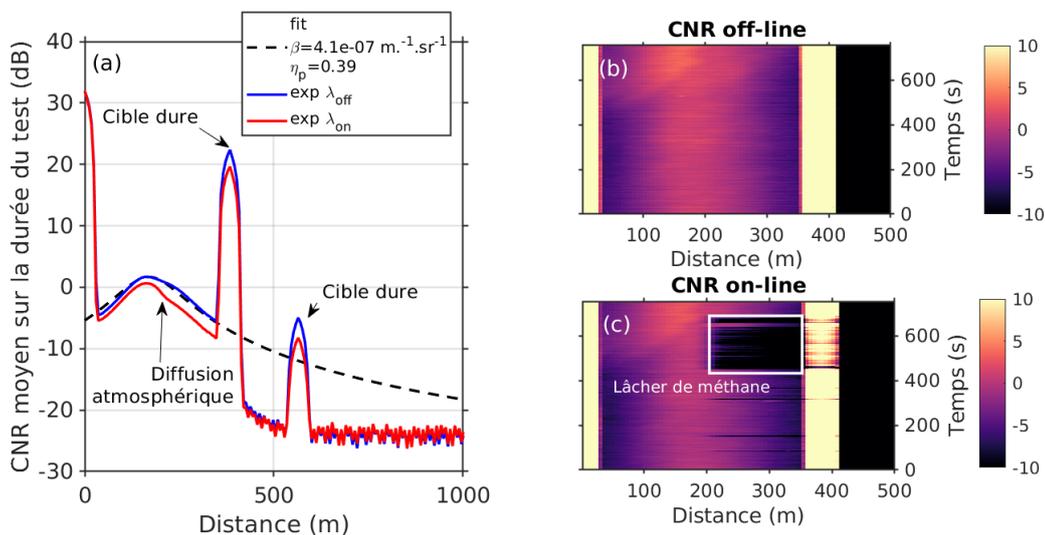


Fig. V.17: (a) CNR moyens sur toute la durée du test (b) dynamique de CNR off (c) dynamique de CNR on pour le test 2

Conséquence du bon CNR, la figure V.18a affichant le rapport de mélange de méthane est plus « lisse », le panache apparaît plus clairement pour ce test. On constate que le bruit augmente derrière la colonne de gaz, sans pour autant observer de valeurs

V. Résultats expérimentaux et participation à une campagne de mesure

aberrantes. Bien que le rayonnement traverse le panache, le bilan de liaison est assuré jusqu'à ~ 400 m. Les précisions, détectabilité et écart type présentés figure V.18b

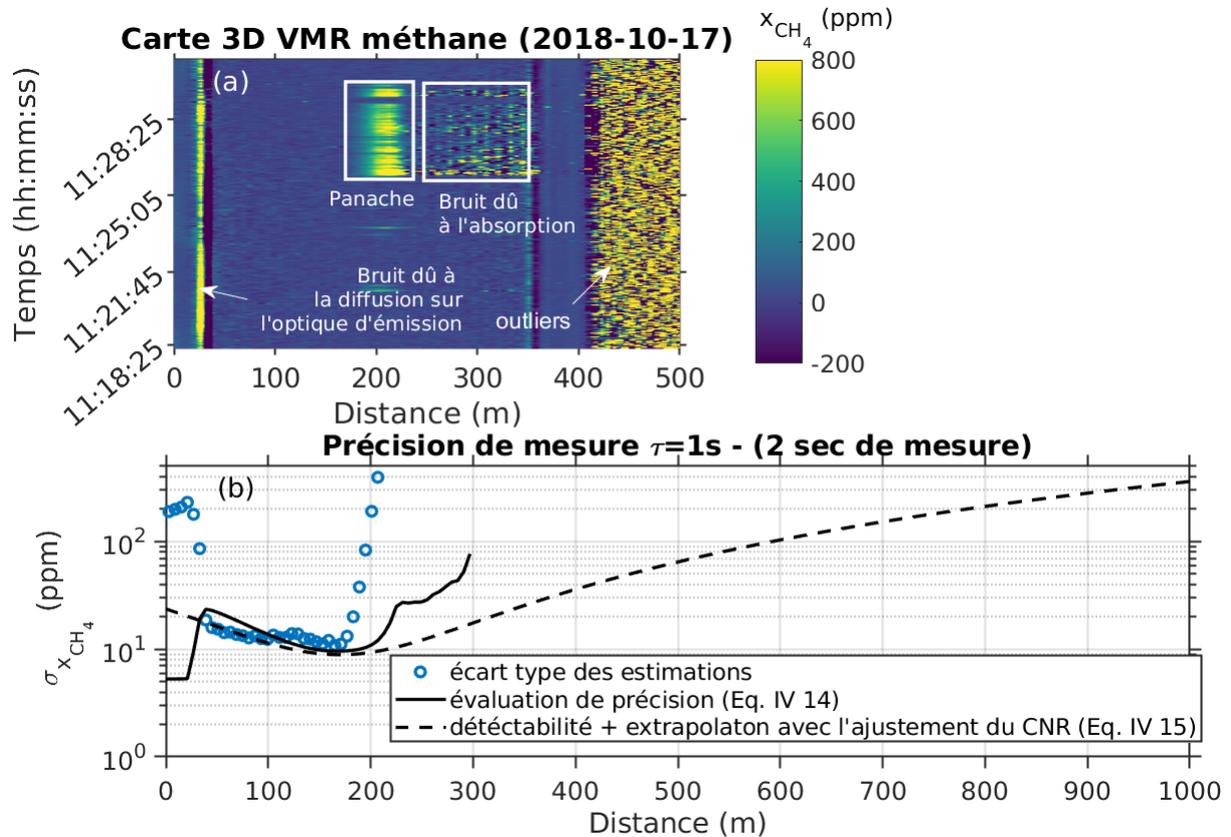


Fig. V.18: (a) Cartographie des estimations du VMR méthane (b) évaluation de la précision d'estimation et comparaison au modèle de détectabilité pour le test 2

montrent toujours un bon accord entre elles, si l'on néglige l'influence de l'absorption du méthane (avant le panache). On trouve une détectabilité de ± 10 ppm autour de 180 m pour 1 seconde d'accumulation. En considérant un VMR moyen de 450 ppm, on observe RSB_{CH_4} proche de 45 à 200 m (3 fois supérieur au RSB du test 1) et on déduit $RSB_{CH_4} = 1.3$ à 1 km d'après les extrapolations de la détectabilité (± 350 ppm). Ce résultat constitue un premier indicateur de la capacité de VEGA à détecter des panaches à la distance initialement spécifiée de 1 km (c'est à dire le scénario #1 correspondant à un accident majeur, bien que le débit de la fuite soit ici bien plus faible). Qui plus est, le RSB_{CH_4} peut être optimisé à 1 km en :

1. adaptant la géométrie de faisceau (focalisation à 350 m)
2. augmentant le temps d'accumulation τ

Comparaison des estimations RRDA et IPDA

La présence d'une cible dure à une distance $L = 390$ m, permet d'effectuer des estimations IPDA du rapport de mélange intégrée \bar{X}_{CH_4} entre VEGA et la cible. On peut

alors comparer $\widehat{X}_{\text{CH}_4} \times L$ avec le produit concentration longueur \widehat{CL} estimé autour du point de fuite, sur trois cases distances. Cette comparaison est effectuée figure V.19 pour un temps d'accumulation $\tau = 10$ s. Les estimations IPDA et CL (sur 100 m entre 150 et 250 m) montrent une excellente concordance entre les deux types de mesure. La majorité du méthane entre 0 et L est la conséquence de la fuite.

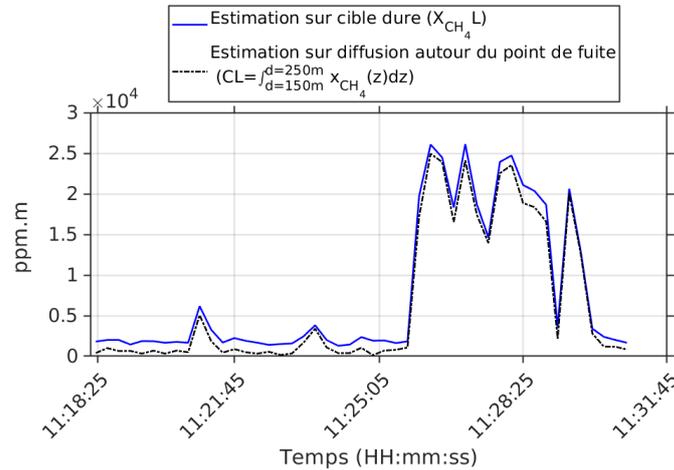


Fig. V.19: Comparaison des mesures IPDA et RDDA (CL) autour du point de fuite pour le test 2

Synergie instrumentale et intérêt du balayage de l'axe laser

Avant l'observation de la fuite par VEGA, on constate que les deux courbes sont rehaussées d'un léger décalage (1800 ppm.m pour la courbe IPDA, 500 ppm.m pour la courbe CL) par rapport au zéro, même en l'absence de panache. De 11h18 à 11h25, on trouve 5.4 ± 1.4 ppm (courbe bleue) et 4.9 ± 1.9 ppm (courbe noire). Ces valeurs paraissent toutefois élevées en comparaison des 1.8 ppm attendus et peuvent s'expliquer par le fait, qu'en réalité, le lâcher avait commencé dès 11h18. Cependant, le lidar VEGA n'observe le panache de manière évidente qu'à partir de 11h25. Au cours du lâcher, le lidar enregistre une baisse de la vitesse du vent après 11h25. Ces mesures sont confirmées par les anémomètres Gill et Metek (figure V.21). Les observations du panache effectuées à l'aide d'une caméra infrarouge montrent que le gaz est initialement entraîné par le vent à l'horizontal, s'échappant en dessous de la ligne de visée VEGA. Le vent faiblissant, comme mesuré par les différents instruments, il finit par s'élever et intercepter la ligne de visée du lidar VEGA (figure V.20). Ce déroulement illustre à nouveau l'utilité d'un balayage de l'axe laser au cours de la mesure.

V. Résultats expérimentaux et participation à une campagne de mesure

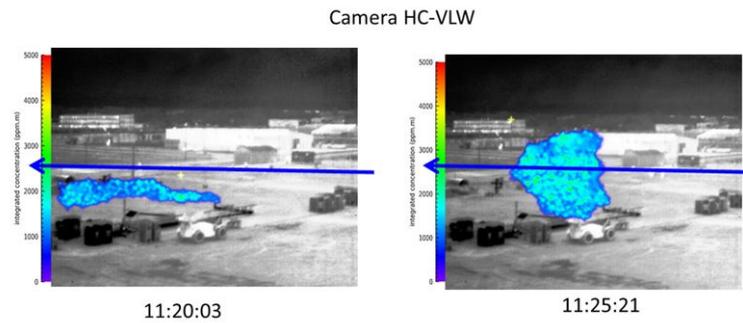


Fig. V.20: Observation du panache réalisée par une caméra IR conjointement à la mesure lidar. Crédit : Pierre-Yves Foucher (pierre-yves.foucher@onera.fr)

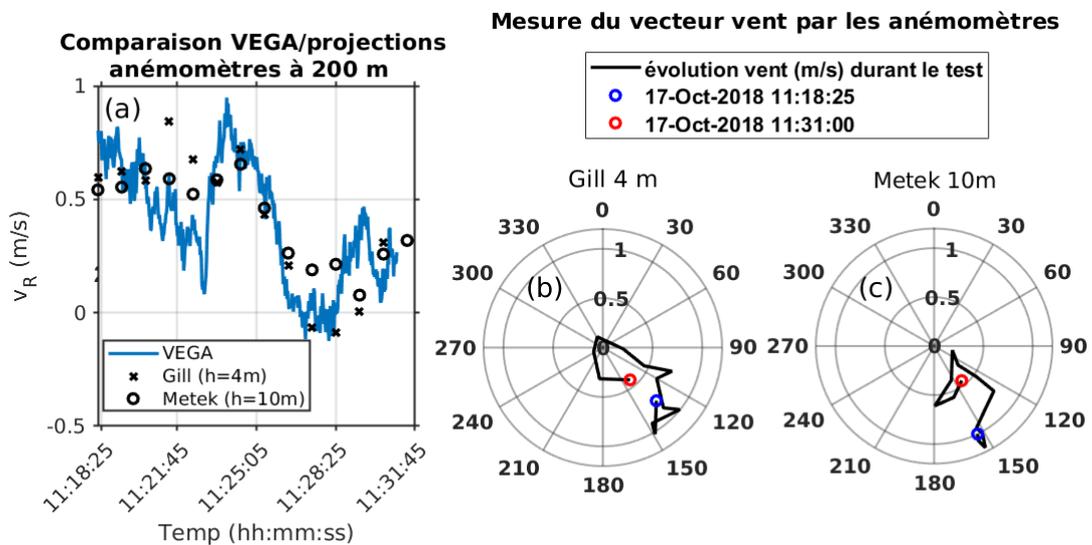


Fig. V.21: (a) Estimation du vent radial au point de fuites et comparaison avec les anémomètres soniques (b et c) mesure du vecteur vent par les anémomètres au cours du test 2

V.2.4.3. Stationnarité et fréquence de commutation

Il est légitime à ce stade de se demander quelles sont les répercussions de la fréquence de commutation ($f_{\text{on-off}} = 6.67\text{Hz}$) sur la mesure DIAL et l'estimation du rapport de mélange. Les figures V.22 et V.23 tentent de répondre à cette question. On considère ici deux cas en fonction de l'allure de la déviation d'Allan de $\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}$ au cours des deux tests qui viennent d'être présentés.

Pour évaluer l'influence de la fréquence de commutation, on estime x_{CH_4} d'après la formule IV.10. Cependant, on procède à l'estimation de l'épaisseur optique $\Delta\tau$, non pas avec les deux longueurs d'onde mais avec deux $\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}$ élémentaires consécutifs dans le temps. Cette technique est désignée comme « inversion off-off » [Cadiou et al., 2017]. On observe alors les fluctuations à des temps $2/f_{\text{on-off}}$. Des dynamiques plus rapides que le temps de commutation fixent alors une limite basse à la précision, indépendamment du temps d'accumulation.

Cas stationnaire

Dans le premier cas (test 2 - figure V.22a), le CNR paraît stationnaire à des temps proches du temps de commutation (0.15s). L'écart type observé pour l'inversion off-off est conforme à l'erreur attendue dans un cas stationnaire (figure V.22b). On peut conclure que la fréquence de commutation est ici adaptée aux dynamiques du panache et de l'atmosphère.

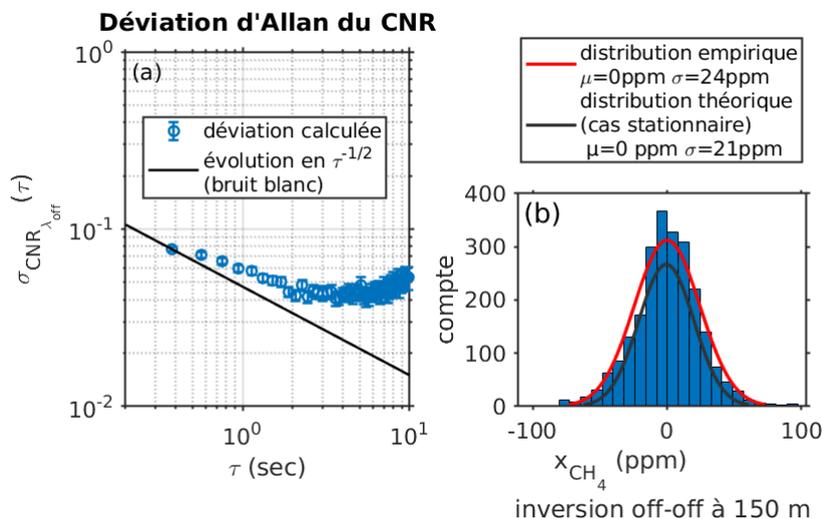


Fig. V.22: (a) déviation d'Allan du CNR off (b) estimations RRDA off – off dans un cas plutôt stationnaire à l'échelle du temps de commutation

Cas instationnaire

Dans l'autre cas en revanche, le $\text{CNR}_{\lambda_{\text{off}}}$ présente une évolution plus chaotique (test

V. Résultats expérimentaux et participation à une campagne de mesure

1 - figure V.23a), s'éloignant rapidement du cas stationnaire. La dynamique du CNR est ici imputée au passage sur la ligne de visée de nuages de poussière soulevés par des travaux à proximité. Dans ce cas, illustré figure V.23b, la normalisation par le signal *off*-line peine à corriger des dynamiques rapides du coefficient de rétrodiffusion. L'inversion *off-off* donne une erreur deux fois plus grande qu'attendue dans un cas stationnaire. Puisque l'on observe ici des fluctuations à $2/f_{\text{on-off}}$, on s'attend à une différence moindre en pratique, dans le cas d'une inversion *on-off* classique. En l'absence de ce type de nuage de poussière sur la ligne de visée, on peut néanmoins considérer la fréquence de commutation de 6.67 Hz adaptée. On négligera donc son influence sur la précision par la suite.

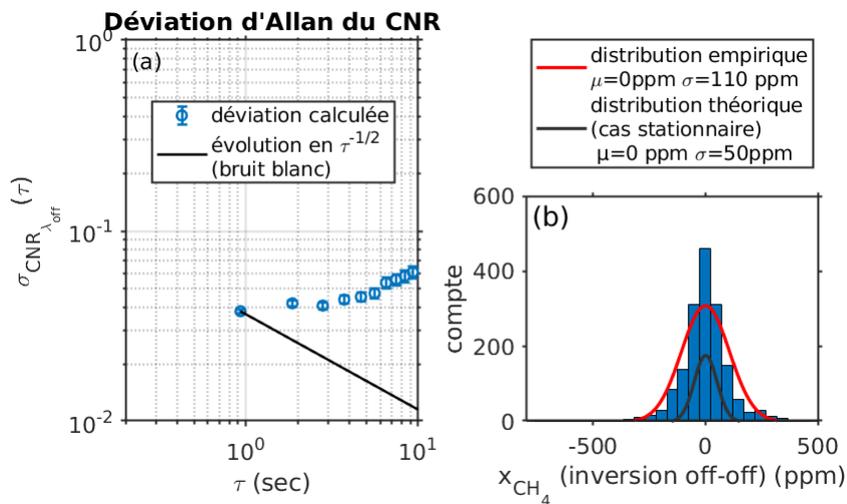


Fig. V.23: (a) déviation d'Allan du CNR *off* (b) estimations RRDA *off-off* dans un cas plutôt instationnaire à l'échelle du temps de commutation

Toutefois, il est possible que la fréquence de commutation choisie :

- détériore la précision dans un cas où une fuite de méthane est conjointe à l'éjection sporadique de particules (c'est un cas conceptuellement similaire au passage sur la ligne de visée d'un nuage de poussière évoqué plus haut)
- détériore la précision d'estimation IPDA pour une cible dure avec des variabilités de réflectivité à hautes fréquences (*e.g.* des feuilles secouées par le vent ou un nuage)
- empêche d'atteindre des précisions intéressantes pour la mesure RRDA du méthane atmosphérique (1.8 ppm) avec VEGA.
- corrige mal d'éventuels dépointés du faisceau laser, en fonction de leur dynamique.

Pour ces raisons, un ajustement apporté en fin de thèse, réduisant les temps morts dans l'acquisition, permet d'envisager de monter à $f_{\text{on-off}} = 20$ Hz dans un premier temps. En pratique, le commutateur optique de VEGA peut fonctionner jusqu'à 5 kHz mais l'implémentation d'une telle fréquence demande de repenser, au préalable, des

étapes de traitement du signal, notamment l'accumulation des DSP du signal hétérodyne.

V.2.4.4. Mesure de l'extension transverse d'un panache par procédure multi-lignes de visée (tests 3 et 4)

L'observation conjointe du lâcher du test 2 par une caméra IR a montré l'intérêt du balayage de l'axe laser. Pour un test à faible débit (1 g/s) effectué sur la torche, il a donc été décidé d'effectuer un balayage horizontal, 1 m au-dessus du point d'émission. Le lidar est configuré pour réaliser en boucle un cycle de balayage de 11 lignes de visée, séparées chacune de 0.1° (35 cm à 200 m). Le temps d'un cycle de balayage, *i.e.* le parcours des 11 lignes de visée avec le retour à la position initiale, est de 22 secondes. Le niveau moyen de CNR est au point de focalisation de +2.7 dB, ce qui est la plus forte valeur enregistrée pendant la campagne (atmosphère chargée en aérosols). Les lignes de visées n'étant pas directement à l'aplomb de la torche (2m à gauche), il ne semble pas que cette forte présence de particules soit imputable aux émissions de la torche elle-même. Corollaire de cette forte concentration d'aérosols, la précision d'estimation est meilleure que 10 ppm à 200 m (figure V.24), pour 1 s d'accumulation. La ligne de visée étant dégagée, on peut estimer une portée lidar de 650 m. L'écart entre la portée extrapolée à 1 km pour le test précédent (pour un CNR similaire) et celle annoncée ici est discuté lors de la section V.3

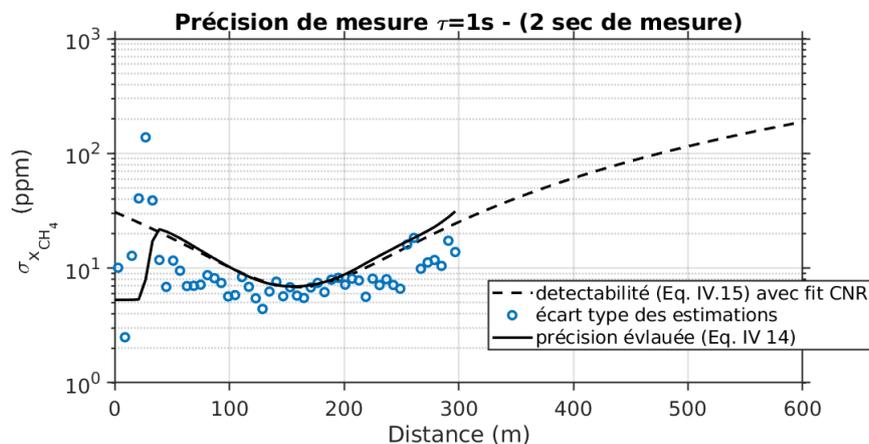


Fig. V.24: Évaluation de la précision d'estimation et comparaison au modèle de détectabilité pour le test 3

L'analyse des cartes spatio-temporelles de méthane pour les 11 lignes de visée permet de réaliser une nouvelle carte dynamique du panache en le représentant sur 2 dimensions : l'axe de scan, et la profondeur. La figure V.25a en est un exemple. Sur la figure V.25b, est effectuée une interpolation spatiale sur les deux axes pour améliorer le rendu visuel. À partir de ces images, en supposant que la direction de scan est normale à l'émission (ce qui est le cas en principe car la torche émet verticalement au début), il est aussi possible d'évaluer la section transverse moyenne du panache. Cette

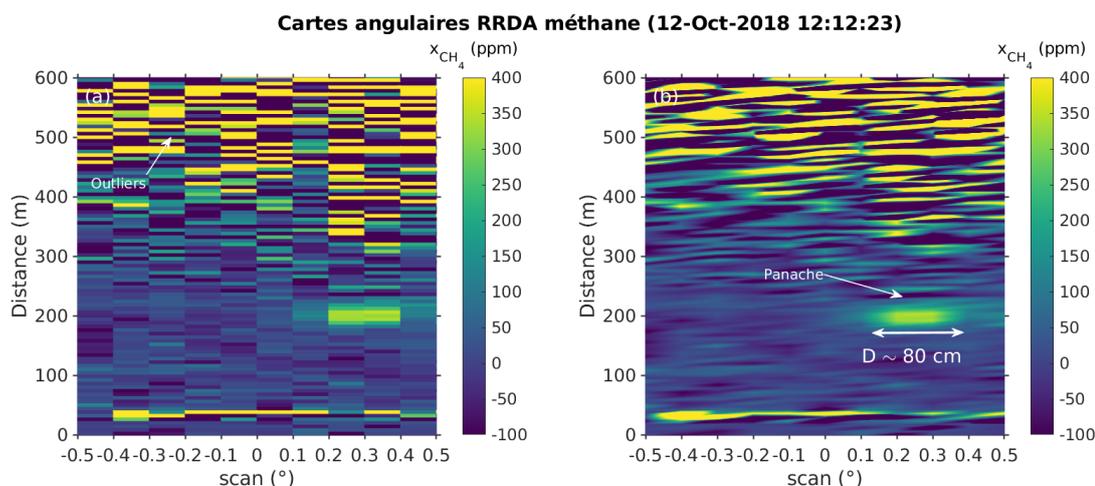


Fig. V.25: (a) Cartographie VMR en fonction de l'angle de scan (b) interpolée pour le test 3

procédure de mesure est susceptible de répondre à l'une des problématiques importantes pour l'évaluation de la concentration réelle du panache et le calcul du débit de fuite (cf. la discussion en section IV.3.5.2 et la méthodologie de calcul de flux en section V.2.4.6). Par exemple, on peut évaluer sur la figure V.25 que le diamètre horizontal du panache est d'environ 80 cm. Les mouvements du panache et la faible résolution temporelle des images peuvent toutefois altérer la qualité de mesure de cette section transverse.

Pour le test suivant, les conditions de mesure sont très similaires (les deux tests se suivent). Le débit est cependant moins élevé (0.3g/s). Il a été choisi ici d'effectuer non plus un seul scan de 11 lignes de visée, mais un scan de 3×11 lignes de visées chacun à des hauteurs séparées de 1° , soit 3.5 m à 200 m. La stratégie de scan est explicitée sur le schéma de la figure V.26 à gauche. En utilisant la même technique que pour le test précédent, on peut cette fois établir une carte 3D de la zone scannée (et en suivre l'évolution temporelle). Toutefois la durée d'un cycle complet de scan 3D s'allonge naturellement (1min10 pour un scan complet de 33 lignes de visée) et la résolution temporelle se dégrade d'autant. Mais là encore, il s'agit d'une démonstration de faisabilité, et les performances s'amélioreront dans l'avenir (scans plus rapides). La figure V.26-droite montre que le lidar VEGA a ainsi permis de réaliser, à 200 m de distance et sur le plus petit débit de la campagne, une carte tomographique de la zone d'émission. Cette mesure permet la détection du panache émis (de l'ordre de 150 ppm mesuré au maximum, $RSB_{CH_4} \sim 15$) sur le plan le plus proche du sol (hauteur h_1). Rétrospectivement, une séparation des plans de scan de 1° en élévation semble trop importante puisque l'axe du panache avait tendance à prendre rapidement une direction horizontale.

V.2. Caractérisation de lâchers contrôlés de méthane sur le terrain

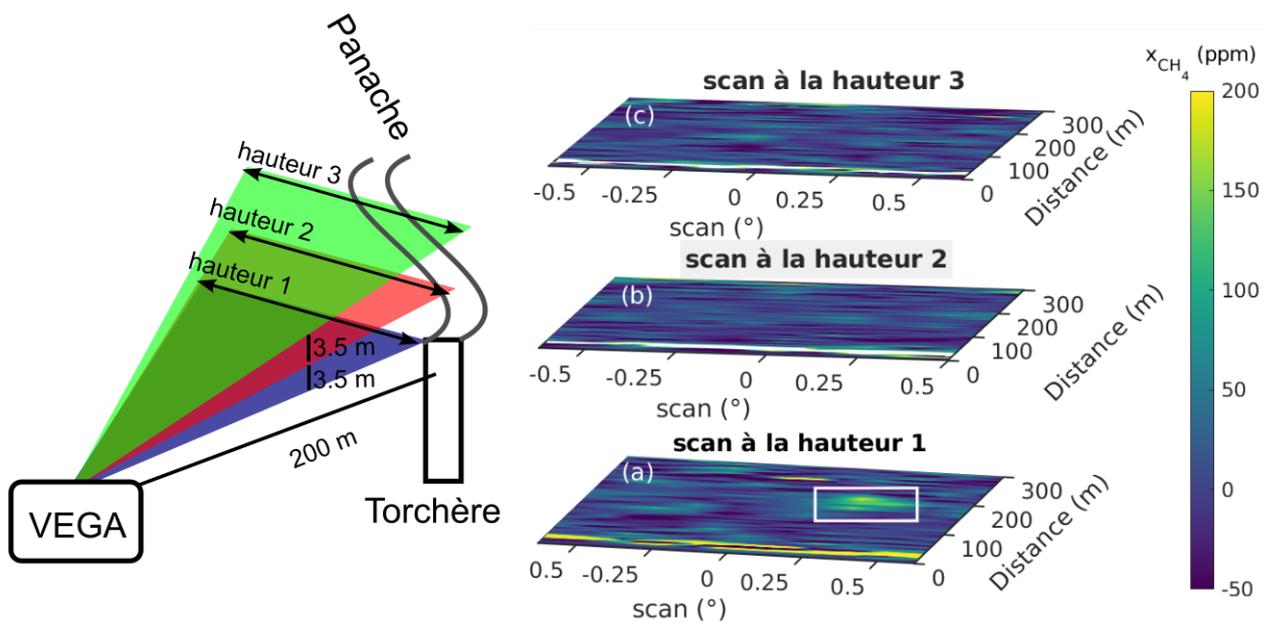


Fig. V.26: (Cartographie du VMR méthane sur trois plans pour le test 4

V.2.4.5. Caractérisation de fuites de haut débit par procédure multi-spectrale (test 5)

Le lâcher suivant possède un débit beaucoup plus élevé de 100 g/s. Évoquée au quatrième chapitre pour améliorer la détection d'une grande concentration, la stratégie de sondage utilisée ici comprend deux paires de fréquences *on/off*. La paire 1 à 0/-28 GHz est la même que celle utilisée en mode d'acquisition « simple » et permet d'avoir une détectabilité optimale. La seconde est réglée ici à -6/-28 GHz, comme indiqué sur la figure V.27. La diminution de la section efficace d'absorption différentielle vise à permettre le sondage d'une colonne de méthane plus concentrée qu'avec la première paire. Chaque couple est sondé pendant 5 secondes avant de basculer vers l'autre. En tenant compte des temps de pause, la durée du cycle spectral est de 15 secondes.

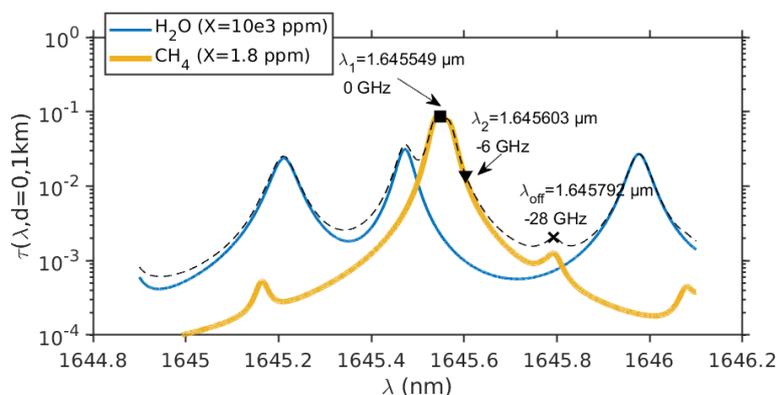


Fig. V.27: Couples de longueurs d'onde pour le test 5

V. Résultats expérimentaux et participation à une campagne de mesure

La Figure V.28a affiche la carte spatio-temporelle du CNR *off* pendant la mesure. Le CNR moyen est de +0.6 dB. Sur la carte de CNR *on*-line, il est observé à la fois l'absorption liée au panache mais également la modulation spectrale.

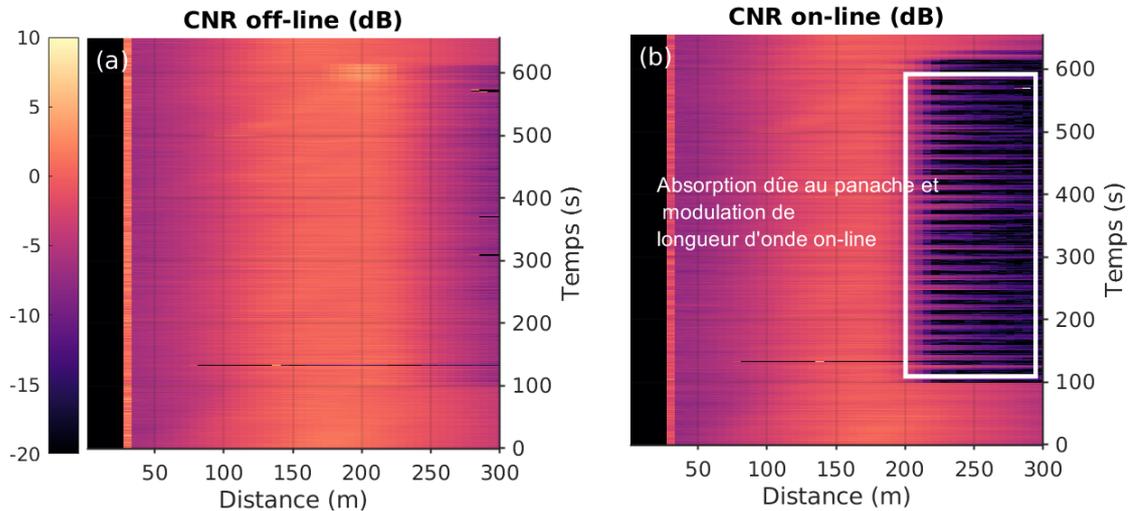


Fig. V.28: Dynamique du CNR pour le test 5

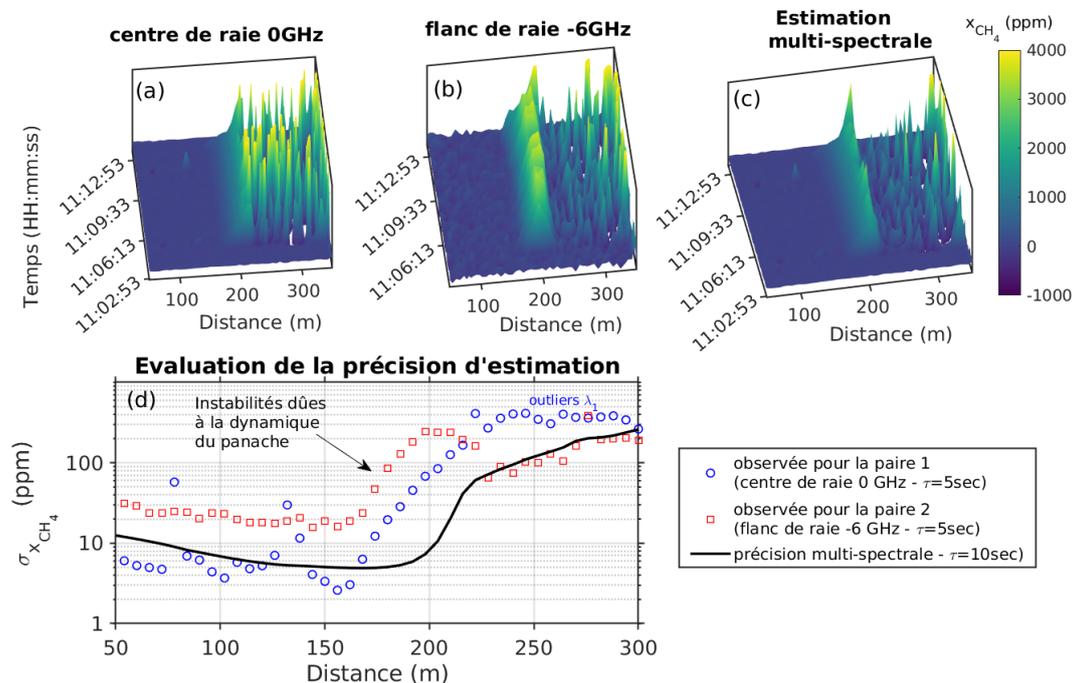


Fig. V.29: (a,b) Cartographies en VMR méthane (c) estimations multi-spectrales et (d) évaluation de précision pour le test 5

La figure V.29 :

- (a) montre le rapport volumique de méthane mesuré en utilisant uniquement les données de la paire de fréquence 0/-28 GHz. Celle-ci permet un maximum de

sensibilité pour détecter un panache. La détectabilité à 150 m est de l'ordre de 5 ppm pour 5 s d'accumulation (points bleus sur la sous-figure (d)). On constate que l'écart type des estimations augmente drastiquement après l'absorption du rayonnement *on-line* par le panache.

- (b) expose les résultats obtenus en utilisant les données de la paire 2 -6/-28GHz. On voit que les contours du panache de gaz sont mieux délimités : la concentration derrière le panache est moins bruitée car l'absorption est moindre, et par conséquent la pénétration du panache meilleure (points rouges de la sous-figure (d)). Ceci demande toutefois de relâcher la détectabilité du système, qui passe à environ 20 ppm pour 5 s d'accumulation.
- (c) est le résultat de la stratégie d'estimation multi-spectrale (avec le formalisme de l'annexe E). En combinant les informations portées par les deux paires de fréquence, il est possible de conserver à la fois la bonne détectabilité apportée par la paire 1 et la grande dynamique apportée par la paire 2. On voit en effet sur la figure (d) que la courbe noire suit les points bleus à courte distance, et les points rouge après la traversée du panache. En résulte à la fois une faible détectabilité à courte distance, mais également une détectabilité maintenue à 125 ppm après le panache.

Cette procédure permet donc de rester quantitatif en terme de concentration, malgré une faible transmission du rayonnement *on-line* au centre de la raie. C'est une stratégie utile pour la caractérisation d'un panache dont la concentration est inconnue.

V.2.4.6. Vers une estimation autonome du débit d'une fuite

Après avoir présenté différentes procédures d'acquisition, cette section vise à poser les bases de l'estimation du débit d'une fuite avec le lidar VEGA, en s'appuyant sur les données vent, les données RRDA et la procédure multi lignes de visées.

Estimation du débit Φ

Afin de formuler une expression permettant l'estimation du débit avec le lidar, on peut reprendre l'Eq. I.1 mentionnée au premier chapitre. Elle figure à nouveau ci-dessous et exprime le débit Φ d'une fuite de gaz en g/s comme le flux sur la surface S du produit entre ρ , la concentration massique (g/m^3) et la projection du vecteur vent (m/s) sur la normale à S ($\vec{v} \cdot \vec{n}$) :

$$\Phi = \int_S \rho(\vec{r}) \left[\vec{v}(\vec{r}) \cdot \vec{n} \right] d\vec{r}$$

On peut définir la concentration massique $\rho(\vec{r})$ à partir du VMR $x_{\text{CH}_4}^*$ réel comme :

$$\rho(\vec{r}) = \frac{10^{-6} x_{\text{CH}_4}^*(\vec{r}) P_0 M_{\text{CH}_4}}{\mathcal{N}_a k \theta_0} \quad (\text{V.3})$$

V. Résultats expérimentaux et participation à une campagne de mesure

Où P_0 et θ_0 sont respectivement la pression et la température atmosphérique (101325 Pa et 296 K), M_{CH_4} la masse molaire du méthane (16 g/mol), k la constante de Boltzmann et \mathcal{N}_a le nombre d'Avogadro. En supposant la concentration constante sur la surface S normale à la direction du panache et en utilisant la définition de l'Eq.V.2 pour le VMR réel $x_{CH_4}^*$ en fonction des estimations x_{CH_4} obtenues avec le lidar on obtient :

$$\Phi \simeq \frac{\int x_{CH_4}(z) dz \times \sin(\alpha)}{D} \times 10^{-6} \frac{P_0 M_{CH_4}}{k \theta_0 \mathcal{N}_a} \times \int_S [\vec{v}(\vec{r}) \cdot \vec{n}] d\vec{r} \quad (V.4)$$

Finalement, si on considère également le vecteur vent constant sur la surface $S = \pi D^2/4$ et que l'on néglige le déplacement vertical du panache (*i.e.* sa tendance à s'élever en l'absence de vent) on peut s'en tenir au vent horizontal \vec{v}_H :

$$\Phi \simeq \frac{\int x_{CH_4}(z) dz \times \sin(\alpha)}{D} \times 10^{-6} \frac{P_0 M_{CH_4}}{k \theta_0 \mathcal{N}_a} \times \frac{\pi D^2}{4} \times |\vec{v}_H| \quad (V.5)$$

En calculant les constantes et en considérant $CL = \int x_{CH_4}(z) dz$ (le produit concentration-longueur) on obtient finalement :

$$\Phi \simeq 5.2 \times 10^{-4} \times \mathbf{CL} \times \sin(\alpha) \times \mathbf{D} \times |\vec{v}_H| \quad (V.6)$$

Autonomie de l'estimation de flux

Les données estimées par VEGA figurent en gras dans l'Eq.V.6. L'estimation de CL peut être déduite de l'intégration des données RRDA entre 150 et 250 m et une mesure de D a été effectuée pour la torchère au paragraphe V.2.4.4 (80 cm). Concernant le vecteur vent, seule la composante radiale v_R est estimée grâce au lidar pour le moment. Ainsi, la connaissance de l'angle α dans l'Eq.V.6 nécessite de considérer les données de vent enregistrées par les anémomètres soniques. Ces mêmes données permettent de connaître directement les valeurs de α et $|\vec{v}_H|$ et ainsi calculer l'estimateur. Il est néanmoins possible d'estimer le débit en tirant profit du vent radial v_R mesuré par VEGA grâce à la formule ci-après :

$$|\vec{v}_h| = v_R / \cos(\alpha) \quad (V.7)$$

$$\Phi' \simeq 5.2 \times 10^{-4} \times \mathbf{CL} \times \tan(\alpha) \times \mathbf{D} \times \mathbf{v}_R \quad (V.8)$$

Où v_R est donné par VEGA et α déduit des données procurées par l'anémomètre sonique.

V.2. Caractérisation de lâchers contrôlés de méthane sur le terrain

L'estimateur Φ (Eq.V.6) est à préférer pour des angles α proches de 90° , puisque dans ce cas l'estimateur Φ' (Eq. V.8) est mal défini ($v_R = 0$ et $\tan(\alpha)$ tend vers l'infini). Il est à noter qu'aucun des deux estimateurs n'est satisfaisant lorsque α tend vers 0 ou 180° . Il s'agit d'un cas pour lesquels la direction du panache s'aligne avec l'axe de visée laser. Le panache est alors sondé dans sa profondeur, qui ne peut être ramenée à une section. D'autres méthodes devront être imaginées pour traiter ces cas.

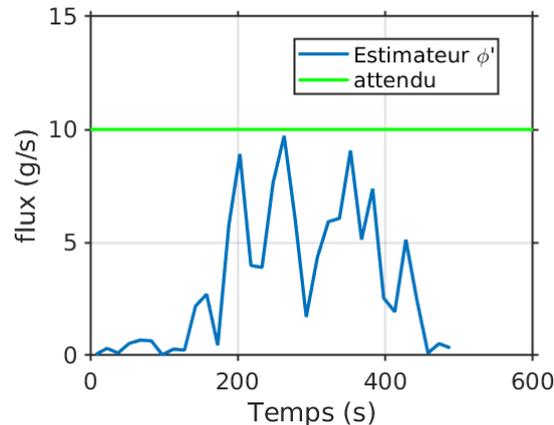


Fig. V.30: Estimation de flux avec le lidar VEGA et les données procurées par les anémomètres soniques pour le test 1

Pour le premier test décrit dans le manuscrit (spécifié à 10 g/s , $\alpha = 35^\circ$, cf. V.2.4.1), la figure V.30 montre que le débit de fuite estimé (estimateur ϕ') est cohérent, en terme d'ordre de grandeur, avec le débit annoncé (marqué par la ligne verte) lorsque le panache intercepte la ligne de visée. Il s'agit d'une toute première estimation du débit par le prototype VEGA, suggèrent sa capacité à converger, à terme, vers ne mesure autonome. Même si la précision de la méthode ne pourra être évaluée que via des travaux futurs, on peut souligner la bonne cohérence du débit estimé avec la valeur annoncée. Par la suite, on peut envisager des mesures du vecteur vent par VEGA, avec la technique VAD (les excursions angulaires utilisées pour l'étude des panaches seuls sont trop faibles pour envisager une bonne reconstruction de \vec{v}).

V.3. Extrapolation des performances de VEGA

En combinant les simulations du chapitre précédant et les observations faites au cours de la campagne, on peut extrapoler les performances de l'instrument. La figure V.31a affiche l'écart type sur le VMR méthane à 135 m de VEGA pour plusieurs lâchers au cours de la campagne. À cette distance, le panache n'induit pas d'instationnarités et l'on peut raisonnablement supposer la transmission unitaire. Ces écarts types (points rouges) sont exposés conjointement à la détectabilité (avec le nombre de cellules de cohérence $M_t = 1.7$). Même si la partie des hauts CNR n'est pas couverte, l'accord de la courbe et des points est satisfaisant entre les deux courbes et crédibilise la fiabilité du modèle. La figure V.31b montre quant à elle les courbes de CNR, obtenues pour les tests présentés au sein du manuscrit. Par comparaison avec la figure IV.12 du chapitre 4, que j'affiche à nouveau ci-dessous, on constate que les CNR observés expérimentalement sont dans une gamme attendue (courbes bleues sur la figure du dessous). Ces résultats justifient l'utilisation du modèle de détectabilité, conjointement à l'ajustement des CNR empiriques avec le modèle dans l'approximation des champs gaussiens non-tronqués, pour extrapoler la portée du lidar.

Vers une portée lidar de 1 km

L'utilisation de cet ajustement permet d'extrapoler, malgré la présence d'une cible dure, une portée lidar de 1 km pour le test 2. Cependant nous avons vu, que dans des conditions de CNR similaires (tests 3 et 4 cf. V.2.4.4) avec une ligne de visée dégagée, des valeurs aberrantes apparaissent dès 650 m. Le désaccord entre l'extrapolation et l'observation, peut être expliqué par un léger désalignement des voies émission/réception qui engendre une diminution plus rapide qu'attendue du CNR. On observe sur la figure V.31b (les points expérimentaux du CNR s'éloignent de la théorie après 400 m). Il est néanmoins possible de remédier à l'apparition de valeurs aberrantes et ainsi atteindre une portée expérimentale de 1 km en :

- **procédant à un ré-alignement du lidar** (*i.e.* les courbes expérimentales convergent à nouveau vers le modèle gaussien)
- **optimisant l'énergie en sortie de l'amplificateur Raman** (jusqu'à 14 μJ obtenus au laboratoire)
- corrigeant le facteur de remplissage η_p à 0.75 (actuellement 0.5) pour un optimum de rendement hétérodyne au point de focalisation.
- adaptant la distance de focalisation (jusqu'à 750 m avec $\eta_p = 0.75$).

En supposant un prototype « VEGA+ » (pour lequel les étapes en gras dans la liste ont déjà été effectuées), les courbes rouges sur le graphique du bas montrent un CNR supérieur à -20 dB à 1 km dans une large gamme de β . On peut alors extrapoler avec confiance une portée kilométrique avec VEGA+. Finalement, une réduction **des temps morts dans l'acquisition, maintenant négligeables**, permet d'obtenir un temps d'accumulation identique au temps de mesure. Les précisions peuvent alors être

directement déduites, avec le temps spécifié sur les graphiques ci-après. Cette diminution permet également d'envisager une augmentation de la fréquence de commutation *on-off* dans le futur.

Graphique obtenu à partir des **mesures**

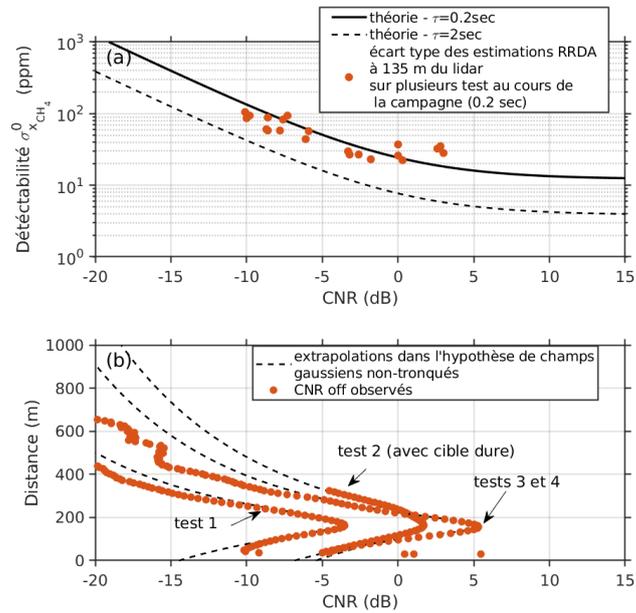
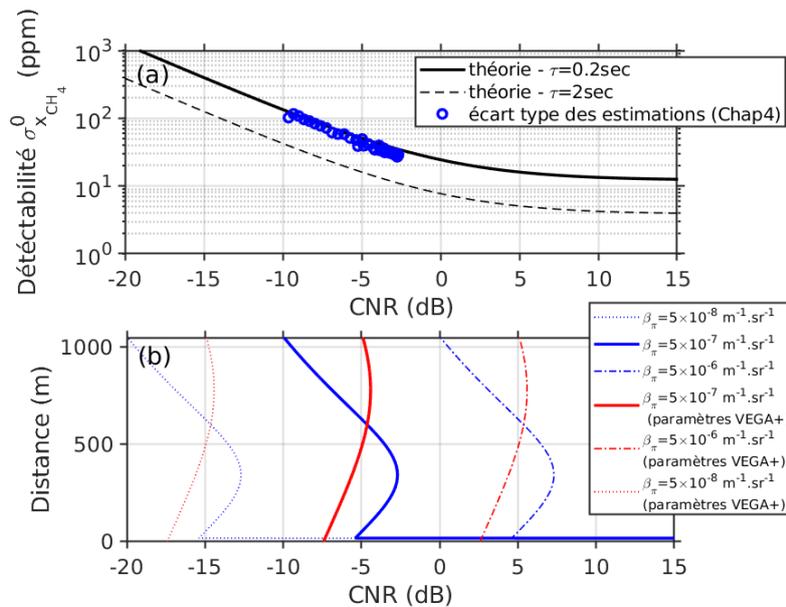


Fig. V.31: (a) Détection pour le VMR du méthane en fonction du CNR et précision observée à 135 m (b) CNR obtenus pour différents tests et extrapolations gaussiennes

Graphique obtenu au chapitre IV - figure IV.12 (simulations) + Extrapolation « VEGA+ »



V.4. Conclusion du chapitre

Des mesures préliminaires réalisées à l'Onera (estimations IPDA du méthane atmosphérique et mesure de la concentration d'une cellule de gaz) nous ont d'abord permis de s'assurer à la fois de la sensibilité du lidar au méthane mais également de l'exactitude des estimations d'épaisseurs optiques différentielles $\Delta\tau$. Ces mesures démontrent également le caractère bi-fonction DIAL/Doppler du lidar VEGA et la possibilité d'une mesure multi-spectrale.

Après ces premiers résultats, le coeur de ce chapitre a exposé la campagne de Lacq 2018. Celle-ci s'est avérée riche d'enseignements. La résistance au transport et le bon comportement thermo-mécanique de l'instrument sur site soulignent l'intérêt de la technologie fibrée. Il a été présenté une série de mesures à 200 m de divers points de fuite. Sur 34 lâchers observés durant la quinzaine, nous avons estimé à 75% les tests pour lesquels on obtient une détection positive (IPDA, RRDA, souvent les deux) malgré une énergie réduite en sortie de l'amplificateur Raman ($8 \mu\text{J}$). Les estimations du vent radial par VEGA fonctionnent dans tous les cas et s'avère concordante avec celles réalisées par des anémomètres soniques (pour les cas tests présentés).

Afin de converger vers une méthodologie d'estimation autonome du débit, trois procédures d'acquisitions ont été présentées et illustrées au travers de la caractérisation de cinq lâchers. Ces procédures illustrent la versatilité opérationnelle de VEGA. En plus d'avoir démontré une détectabilité pour les faibles débits (0.3 g.s^{-1}), le mode multi-spectral permet de limiter la saturation (panache concentré) et rend possible la mesure RRDA jusqu'à de forts débits (jusqu'à 300 g.s^{-1}). En somme, toute la gamme de débits expérimentés lors de la campagne a pu être couverte avec succès par VEGA. De plus, la procédure multi lignes de visée nous a permis de scanner transversalement un panache pour en déduire son diamètre transverse D . L'estimation de cette quantité ouvre la voie à des mesures de débit en s'appuyant sur une méthodologie exposée au sein du chapitre. Les premiers résultats, nécessitant toutefois l'accès à l'angle α entre la ligne de visée et le vecteur vent via les anémomètres, semblent satisfaisants. Il s'agit là d'une première démonstration d'estimation du flux avec VEGA, et les procédures de mesure peuvent être améliorées dans cette direction (VAD notamment).

En fonction de la charge en aérosols de l'atmosphère, l'écart type de mesure autour de 200 m se situe entre $\pm 10 \text{ ppm}$ et $\pm 100 \text{ ppm}$ en 2 s de mesure ($\tau = 1 \text{ s}$). Avec un point de focalisation autour de 150 – 200 m, la portée lidar (apparition de valeurs aberrantes) maximale observée pendant la campagne est de l'ordre de 650 m. Au laboratoire, nous avons constaté une portée allant jusqu'à 1.3 km (avec un énergie laser de $\sim 11 \mu\text{J}$). Ces valeurs sont toutefois obtenues dans le cas d'un CNR favorable. C'est pourquoi les facteurs limitant la portée lidar ont été identifiés après la campagne. Ils nous permettent de penser une version améliorée réaliste du prototype, baptisée « VEGA+ » (alignement optimisé, facteur de remplissage de 0.75, distance de focalisation maximale de 750 m, énergie par impulsion de $\sim 14 \mu\text{J}$, fréquence de commutation 10 – 20 Hz). Les performances de VEGA+ laissent plus confortablement envisager une portée de l'ordre du km, sur une plus grande gamme de coefficients de rétrodiffusion

β .

Conclusion générale

Ces travaux de thèse ont porté sur l'étude et la réalisation d'un lidar bi-fonction DIAL/Doppler fibré à $1.645 \mu\text{m}$. L'instrument est dédié à la télédétection de fuites de méthane. Son développement s'inscrit dans le cadre du contrat de recherche NAOMI (New Advanced Observation Method Integration). Issu d'une collaboration entre l'ONERA et Total E&P, ce projet a pour objectif d'adapter ou de développer de nouvelles technologies de télédétection d'hydrocarbures pour la sécurité des personnes et des installations et à la protection de l'environnement. Le lidar bi-fonction est spécialement conçu pour la caractérisation d'un panache survenant lors d'un accident majeur type « *blow-out* ». Dans ce scénario, les performances instrumentales souhaitables sont les suivantes : quantifier une concentration allant de 10 à 100% de la limite inférieure d'explosivité et restituer une mesure avec une résolution spatiale de 100 m de résolution spatiale à une portée de 1 km.

Résultats

L'état de l'art de ce manuscrit a décrit une riche instrumentation dédiée à la télédétection de fuite de gaz (caméras infrarouges, capteurs acoustiques, capteurs laser continu, lidar DIAL, ...). Il a permis de justifier le positionnement original de l'instrument développé au cours de la thèse. L'utilisation d'une source laser impulsionnelle confère de la résolution spatiale au système. De plus, le choix d'un schéma de détection hétérodyne et d'une conception instrumentale proche de celle d'un lidar Doppler fibré permet une mesure simultanée de la vitesse du vent et la concentration de gaz. Là où d'autres stratégies de mesure nécessitent deux capteurs (un dédié au gaz et un dédié au vent), l'utilisation d'un lidar bi-fonction DIAL/Doppler laisse envisager, comme le montre l'estimation effectuée à la fin du cinquième chapitre, une mesure en autonomie du débit (g/s) d'une fuite de gaz,

Le choix d'une architecture fibré permet un système auto-aligné, avec une faible dépendance à l'environnement, adaptée à une mesure sur le terrain, comme l'a permis de constater le bon déroulement de la campagne de Lacq.

Les principes de mesures de la concentration de gaz et de la vitesse de vent par lidar hétérodyne ont été présentés dans le second chapitre, qui a également permis d'établir

un modèle du rapport porteuse à bruit (indicateur de performances du lidar), utile à la simulation et à l'estimation de performances.

Le troisième chapitre a détaillé la conception et la caractérisation du prototype lidar fibré VEGA (« VEnt et GAZ »), motivé par la participation à une campagne de mesure en 2018. Il est, à notre connaissance, le premier lidar hétérodyne-DIAL dédié au méthane.

La source laser fibrée, spécialement développée pour le prototype possède une architecture MOFPA (Master Oscillator Fiber Power Amplifier). La mesure des coefficients d'accordabilité des injecteurs justifie, pour la précision relative souhaitée (10%), un fonctionnement en "free-running" (*i.e.* en boucle ouverte, sans asservissement). Une procédure de calibration spectrale a toutefois été développée. Elle permet l'obtention rapide de la loi calibration ($\lambda = f(i)$) préalablement à chaque mesure lidar. Deux amplificateurs Raman fibré en série, fruits du travail de thèse de [Benoit, 2017], permettent la montée en puissance à $1.645\mu\text{m}$. Ces amplificateurs ont d'ailleurs été adaptés au cours de ce travail de thèse (durée d'impulsion, méthode de suppression de la SBS). Ils permettent maintenant de délivrer des impulsions de 200ns, correspondant à une résolution lidar de 30 m. L'énergie est par impulsion d'environ $10\mu\text{J}$, et la cadence de 20 kHz.

L'influence du couplage gain/phase (survenant au cours de l'amplification [Benoit et al., 2016]) sur les performances lidar a été discutée. Afin de prévenir une baisse de CNR supérieure à 10% (via l'augmentation de la bande de détection), des fronts de montées rapides ($\sim 15\text{ ns}$) sont souhaitables. La modulation intra-pulse doit également être limitée (indice de modulation inférieur à 10%). Le télescope (lentille de sortie de diamètre 7.62 cm) ainsi que les composants opto-électronique (détection équilibré InGaAs, commutateur optique, MAO) du système ont été caractérisés un à un. La distance de focalisation maximale est de 375 m. Tardivement au cours la thèse, une incompréhension sur la géométrie de faisceau mesuré a été constatée. Probablement dû à une incertitude sur les focales des lentilles utilisées pour la conception du télescope, la correction de ce défaut pourraient permettre une amélioration du CNR de 37% dans le futur. Le prototype a finalement été présenté dans une version adaptée au terrain (d'un volume 1.7 m^3) avant la participation à la campagne de la mesure.

Les paramètres issus de la caractérisation du prototype VEGA ont ensuite fait office de paramètres d'entrée pour la simulation de signaux lidar bruts réalistes (à partir d'un code *MATLAB* s'appuyant sur les travaux de [Valla, 2005]).

Soumis à ces signaux lidar simulés, l'algorithme d'estimation développé au cours de la thèse restitue correctement la vitesse de vent et la concentration de méthane initialement entrés. Aucun biais significatif n'a été identifié sur les estimateurs DIAL et Doppler. Dans un scénario de références, les précisions de mesure Doppler/DIAL ont été chiffrées à $\pm 0.15\text{ m/s}$ et $\pm 30\text{ ppm}$ en respectivement 100 ms et 200 ms au point de focalisation à 375m (CNR = 3dB) et $\pm 0.6\text{ m/s}$ et $\pm 120\text{ ppm}$ à une distance de 1km (CNR = -10 dB). Les erreurs estimées sont conformes au modèle, en considérant un nombre de cellules de cohérence de $M_l \sim 1.7$. En plus de s'assurer du bon

V. Résultats expérimentaux et participation à une campagne de mesure

fonctionnement de l'algorithme, ces ordres de grandeurs permettent d'envisager, avec optimisme, les performances du lidar et sa capacité à identifier et caractériser des panaches de gaz. La démarche consistant à soumettre des signaux simulés à l'algorithme à d'ailleurs montré la capacité de retrouver des panaches de gaz insérés sur la ligne de visée. La gamme de produit concentration-longueur $CL = 10 - 30000 \text{ ppm.m}$ a été déterminé comme optimale en terme d'erreur relative (10% en 200 ms). Au delà, l'erreur de mesure est dégradée par l'absorption du rayonnement *on-line* par la gaz. La mesure de produit CL plus élevés peut néanmoins être réalisée à partir d'une procédure d'acquisition multi-spectrale développée au cours de la thèse et illustrer par différentes mesure (IPDA du méthane atmosphérique, un test de Lacq). Une des limites clairement identifiée est la capacité de l'algorithme à estimer de faibles CNR. L'estimation semble en effet aberrante en deçà de -20 dB (apparition de valeurs aberrantes).

Réalisées au laboratoire, des mesures IPDA du méthane atmosphérique ainsi que la mesure de la concentration de méthane au sein d'une cellule témoignent de la bonne calibration des mesures DIAL avant une campagne de mesure, qui constituait l'étape la plus importante du travail de thèse. Riche d'enseignement, la participation à cette campagne à Lacq (sud de la France) en octobre 2018, a quant à elle permis :

- d'illustrer le bon comportement du prototype sur le terrain (mise en route rapide, peu sensible à la température, ...) et sa bonne résistance au transport, témoignant de l'intérêt de la technologie fibrée dans un scénario opérationnel.
- de souligner la versatilité de VEGA avec trois procédures d'acquisition permettant la caractérisation de lâcher contrôlés de méthane. La procédure « simple » a illustré la possibilité d'identifier, de localiser un panache de méthane. Il s'agit là d'ordres de grandeurs en accord avec les prévisions du quatrième chapitre. Le mode « multi-ligne de visée » a permis de scanner un panache pour en déduire son diamètre D . Finalement, une stratégie de mesure « multi-spectrale » a permis à la fois une bonne détectabilité (fort contraste d'absorption au centre de raie) et une meilleure dynamique dans le cas d'une forte absorption engendrée par un panache concentré (contraste d'absorption réduit en flanc de raie). Le système VEGA s'est avéré détectif (IPDA, RRDA, souvent les deux) sur 75% des lâchers mesurés (dans une gamme de débit de 0.1 à 300 g/s). Au cours de cette campagne, on démontre des précision (RRDA) de ± 10 à $\pm 100 \text{ ppm}$ en 1 s d'accumulation en fonction de la charge en aérosol.
- de montrer la capacité bi-fonction vent/gaz de VEGA sur le terrain, avec des mesures de vent radial conjointes à celle de la concentration. Ces données ont été comparées à celles obtenues par des anémomètres soniques, montrant une bonne concordance sur les mesures présentées dans le manuscrit.
- De présenter une méthodologie d'estimation quasi-autonome du débit, vouée à être améliorée dans le futur.

Perspectives du travail de thèse

Les résultats obtenus dans ces travaux de thèse ouvrent de nombreuses perspectives. Les mesures effectuées lors de la campagne montrent des portées lidar (CNR = -20 dB, correspondant à environ ± 500 ppm et ± 1 m/s d'erreur en 1 sec d'accumulation) jusqu'à 650 m, malgré une énergie réduite de $8 \mu\text{J}$, un faisceau focalisé à 150 – 200 m. Un système VEGA+, qui corrigerait les limitations identifiées sur VEGA tout au long de sa conception et lors de la campagne (ré-alignement, maîtrise des focales du télescope menant à une augmentation de 37% du CNR et distance de focalisation de 750 m, énergie de $15 \mu\text{J}$, fréquence de commutation *on/off* plus élevée) laisserait plus confortablement envisager une mesure DIAL/Doppler à une distance de 1 km (spécifiée au départ du projet) et d'étendre la gamme de conditions pour lesquelles cette portée pourrait être atteinte. En plus des améliorations proposées ci-dessus, pour la conception d'un prototype VEGA+, le lidar, les algorithmes de traitement et les procédures d'acquisition peuvent également être améliorées dans les directions suivantes :

- l'amélioration de l'algorithme d'inversion avec une brique de calcul des sections efficaces d'absorption moléculaire et de la fonction de poids WF améliorée (prenant en compte la température, et l'humidité relative)
- L'étude du comportement du lidar et des limites sur l'erreur DIAL pour des temps d'accumulation plus longs. On peut par exemple envisager, pour une charge en aérosol favorable (CNR > 0 dB) des mesures RRDA du méthane atmosphérique et de faibles flux au point de focalisation du lidar sur des temps d'accumulation de l'ordre de l'heure (pour 5% d'erreur relative sur la concentration).
- si il s'avère que la stabilité spectrale des injecteurs est limitante pour le point précédent, la stabilisation de la longueur d'onde *on* par asservissement au centre de la raie du méthane à $1.6455 \mu\text{m}$ peut être envisagée.
- L'amélioration de la procédure pour l'évaluation autonome du débit d'une fuite en combinant des balayages rapides de la LDV à $\pm 15^\circ$ (technique VAD) pour l'évaluation des deux composantes du vecteur vent horizontal, et des balayages à plus grande résolution angulaire nécessaires à l'estimation du diamètre des panaches. Cette procédure a par ailleurs été utilisée lors d'une deuxième campagne de mesure (Lacq 2019) et les résultats sont en cours de dépouillement.
- la mise en place de moyens permettant le traitement des données et la visualisation du panache en temps réel.

Annexes

Annexe A

Mesure de gaz avec une caméra infrarouge, contraste thermique

Ce paragraphe permet de formaliser le fonctionnement des caméras infrarouges dédiées à la détection gaz. Introduisons la notion de luminance, qui quantifie le flux d'une source, par unité de surface projetée et par unité d'angle solide ($\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$). On peut également parler de luminance spectrale L , il s'agit de la radiance pour un intervalle spectral donné ($\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{nm}^{-1}$). Un objet obéissant à la loi de Planck sur l'émission du corps noir, émet un rayonnement dont la luminance spectrale B est uniquement fonction de sa température θ (voir Eq.A.1 - pour laquelle h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et k la constante de Boltzmann-). Autour de la température ambiante (300 K), le pic de l'émission se situe autour de $10 \mu\text{m}$ dans une région que l'on qualifie habituellement d'infrarouge thermique.

$$B_{\lambda}(\theta) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \times \frac{1}{e^{\frac{hc}{k\theta}} - 1} \quad (\text{A.1})$$

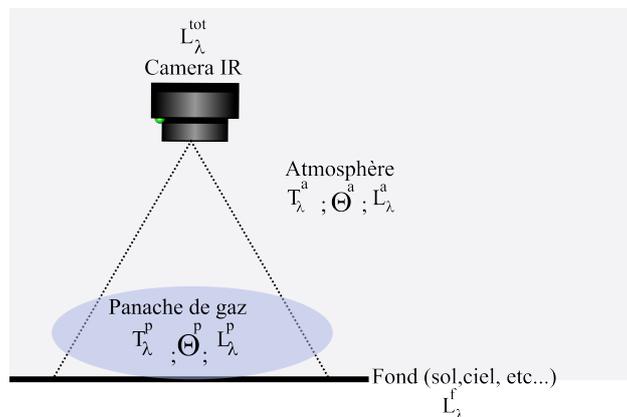


Fig. A.1: Principe générale de la mesure de gaz par caméra infrarouge

Considérons la configuration de mesure représentée Fig.A.1 : une couche d'atmo-

sphère entre le panache de gaz et la caméra. Nous supposons également que l'on se trouve dans une bande spectrale où le rayonnement solaire réfléchi par le sol est négligeable relativement au rayonnement thermique émis. On peut écrire la luminance totale L_λ^{tot} reçue par un pixel de la caméra :

$$L_\lambda^{tot} = L_\lambda^f T_\lambda^a T_\lambda^p + L_\lambda^p T_\lambda^a + L_\lambda^a \quad (\text{A.2})$$

Où l'exposant a fait référence à l'atmosphère, p au panache de gaz et f à la scène de fond. Les termes T_λ^i sont les termes de transmissions optiques des différentes couches. En supposant le panache à la température Θ^p , on peut écrire le terme de luminance du panache, avec $\epsilon_{\lambda\lambda}^p$ l'émissivité spectrale qui quantifie un éventuel écart au corps noir à la longueur d'onde de l'étude tel que $L_\lambda^p = \epsilon_{\lambda\lambda}^p B_\lambda(\Theta^p)$. D'après la loi de Kirchoff du rayonnement on a également $\epsilon_{\lambda\lambda}^p = 1 - T_\lambda^p$ (« les bons récepteurs sont des bons émetteurs », c'est d'ailleurs ce pourquoi on se place aux longueurs d'onde d'absorption du gaz cible). Alors on a :

$$L_\lambda^{tot} = L_\lambda^f T_\lambda^a (1 - \epsilon_{\lambda\lambda}^p) + \epsilon_{\lambda\lambda}^p B_\lambda(\Theta^p) T_\lambda^a + L_\lambda^a \quad (\text{A.3})$$

Soit :

$$L_\lambda^{tot} = \left(L_\lambda^f T_\lambda^a + L_\lambda^a \right) + T_\lambda^a (1 - T_\lambda^p) \left(B_\lambda(\Theta^p) - L_\lambda^f \right) \quad (\text{A.4})$$

D'après l'Eq.A.4, dans le cas où $\epsilon_{\lambda\lambda}^f = 1$ (le fond est un corps noir parfait) et $\Theta^p = \Theta^f$ on a $\left(B_\lambda(\Theta^p) - L_\lambda^f \right) = 0$. Aucune information sur la concentration de gaz, contenue dans le terme T_λ^p , n'est alors mesurable. Il faut donc avoir le meilleur contraste thermique possible entre la scène de fond et le panache de gaz pour obtenir une détection. Le rapport signal à bruit va croissant avec ce contraste. Or, de bonnes conditions thermiques de mesures ne sont pas toujours assurées (cf Fig.1.5). On comprend également qu'il faut une bonne connaissance de L_λ^f (qui est la luminance de référence¹ pour remonter à une information quantitative sur le gaz cible. Finalement, il est idéal de se placer dans une bande de transmission de l'atmosphère (T_λ^a maximisée).

1. Peut nécessiter simplement l'acquisition de données dans la même scène, mais sans panache de gaz

Annexe B

Propagation et focalisation des faisceaux gaussiens

La Fig.B.1 montre une solution particulière de l'équation d'Helmholtz et adaptée à la description d'un faisceau laser. Il s'agit d'un faisceau gaussien $w(z)$, focalisé à la distance z_f . Le beam waist (rayon à $1/e$) w_0 est tel que $w(z_f) = w_0$. On peut écrire l'évolution du rayon $w(z)$:

$$w^2(z, z_f, w_0) = w_0^2 \left(1 + \frac{2\lambda^2(z - z_f)^2}{\pi^2 w_0^4} \right) \quad (\text{B.1})$$

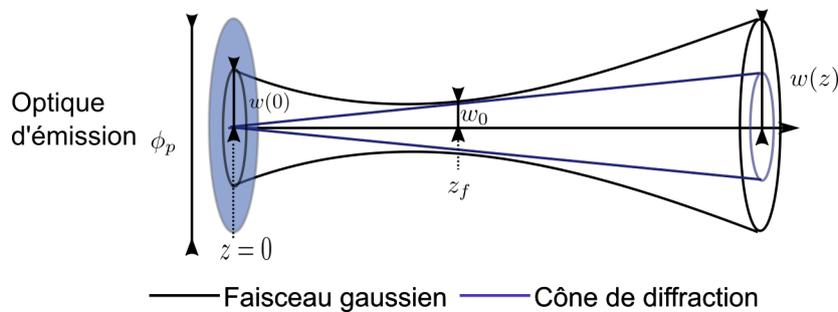


Fig. B.1: Faisceau gaussien et limite de diffraction

On définit la distance de Rayleigh z_r , ou « profondeur de champ », d'après l'Eq.B.2. Le coefficient M^2 traduit le rapport de la divergence de notre faisceau sur la divergence d'un faisceau gaussien parfait (i.e limité par la diffraction) et de même longueur d'onde. À la distance z_r de la position du waist, le rayon est $\sqrt{2}w_0$.

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{M^2 \lambda} \quad (\text{B.2})$$

Cherchons une expression plus adéquate de $w(z)$, d'un point de vue expérimental, qui ne nécessite pas de connaître le beam-waist mais plutôt le rayon du faisceau sur l'optique $w(0)$.

Pour la suite des calculs, nous prenons $M^2 = 1$ ¹. On peut remarquer Fig. B.1 qu'il existe une distance z_f^+ à partir de laquelle $\phi_{\text{Airy}}(z > z_f^+)/2 > w(0)$. Physiquement, cette précédente relation signifie simplement que la diffraction de l'optique d'émission ne permet plus d'obtenir (pour des distances supérieures à z_f^+) de faisceau de rayon inférieur à $w(0)$. Autrement dit aucune focalisation n'est possible. Pour obtenir la plus petite taille de faisceau à des distances supérieures à z_f^+ il faut donc un faisceau collimaté (i.e $w(0) = w_0$).

L'équation (B.1) avec $w(0) = w(0, z_f, w_0)$ nous permet d'obtenir l'équation du second degré pour laquelle $X = w_0^2$:

$$\pi^2 X^2 - \pi^2 X w^2(0) + \lambda^2 z_f^2 = 0 \quad (\text{B.3})$$

Dont le discriminant est :

$$\Delta = \pi^4 w^4(0) - 4\pi^2 \lambda^2 z_f^2 \quad (\text{B.4})$$

Pour un faisceau focalisé on veut $w_0 < w(0)$ donc on garde la racine :

$$w_0 = \sqrt{\frac{w^2(0)}{2} - \frac{\sqrt{\Delta}}{2\pi^2}} \quad (\text{B.5})$$

Le déterminant doit être positif on obtient une expression pour la distance limite de focalisation :

$$z_f^+ = \frac{\pi w^2(0)}{2\lambda} \quad (\text{B.6})$$

Par comparaison avec l'Eq.B.2, on observe la distance limite de focalisation est la distance de Rayleigh d'un faisceau pour lequel $z_f = 0$, c'est à dire collimaté. En injectant l'Eq.B.6 dans l'Eq.B.5 on obtient : $w(0) = \sqrt{2}w_0$.

Listons à présent les quelques équations qui nous servent de base pour calculer le rayon de faisceau et minimiser ce dernier à une distance z .

Dans le cas collimaté :

$$w^{col} = w(z, 0, w(0)) = w(0) \left(1 + \left(\frac{M^2 \lambda z}{\pi w^2(0)} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (\text{B.7})$$

Dans le cas focalisé à la distance z_f :

$$w^{foc}(z, z_f) = w(z, z_f, w(0)) = \left(\frac{w^2(0)}{2} - \frac{\sqrt{\Delta}}{2\pi^2} \right) \times \left(1 + \left(\frac{\lambda M^2 (z - z_f)}{\pi \left(\frac{w^2(0)}{2} - \frac{\sqrt{\Delta}}{2\pi^2} \right)} \right)^2 \right) \quad (\text{B.8})$$

1. Néanmoins si $M^2 > 1$ on peut effectuer le raisonnement qui suit en considérant un cône de diffraction avec un demi-angle plus grand

B. Propagation et focalisation des faisceaux gaussiens

La comparaison des Eq.B.7 et Eq.B.8 permet de minimiser $w(z)$ à une distance d'étude donnée Z_f . Substituons z_f par Z_f dans l'Eq.B.5. Si $\Delta < 0$ (i.e. $Z_f > z_f^+$), il faut comparer $w^{\text{col}}(Z_f)$ et $w^{\text{foc}}(Z_f, z_f^+)$. Si $\Delta < 0$, $w(Z_f)$ est minimisé pour un faisceau focalisé en Z_f .

Finalement, on peut démontrer qu'il est possible d'écrire l'évolution du faisceau $w(z)$ à partir, non seulement du rayon à l'origine $w(0)$ mais également son rayon de courbure à l'origine $R(0)$ défini comme $-\left(z_f^2 + z_f^2\right)/z_f$:

$$w\left(z, w(0), R(0)\right) = w(0)\left(1 + \frac{1}{R(0)}\right) + \left(\frac{M^2 \lambda z}{\pi w(0)}\right)^2 \quad (\text{B.9})$$

Annexe C

Le rendement hétérodyne

Cette annexe vise à introduire le rendement hétérodyne moyen γ_H . Il traduit l'efficacité de mélange des champs OL et S. Il s'agit du ratio entre les termes σ_{iH}^2 (puissance de courant hétérodyne en pratique) et $2\eta_d^2 P_s P_{ol}$ (puissance de courant hétérodyne en considérant un mélange parfait) :

$$\begin{aligned}\gamma_h &= \frac{\sigma_{iH}^2}{2\eta_d^2 P_s P_{ol}} & (C.1) \\ &= \frac{CNR \sigma_{iB}^2}{2\eta_d^2 P_s P_{ol}} & (C.2)\end{aligned}$$

À partir de l'équation précédente, on retrouve une expression simple du CNR, que l'on peut rencontrer par exemple dans [Bruneau et al., 2006]. Elle fait apparaître cette notion « d'efficacité de mélange » au travers de γ_H .

$$CNR = \frac{\gamma_H \eta_q P_s}{h \nu B} \quad (C.3)$$

h est la constante de Planck, et ν la fréquence du rayonnement

Par comparaison des équations (C.2 et II.40) et de l'équation lidar¹ (II.3), on trouve ici une expression du rendement hétérodyne dans le cadre de l'approximation des champs gaussiens non-tronqués :

$$\gamma_h(z) = \frac{2\lambda^2 z^2}{\pi A} \frac{1}{w_i^2(z) + w_{ol}^2(z)} \quad (C.4)$$

De manière plus détaillée, il s'agit d'une description de la cohérence spatiale mutuelle entre les champs oscillateur local et retrodiffusé. En ce sens, il s'agit d'une intégrale de

1. avec $\gamma = 1$

recouvrement des champs à l'ordre 2 (en intensité). Le rendement hétérodyne $\gamma_H(z)$ est compris dans le terme $I_{\Sigma}^2(z)$ (Eq.II.32) sous une forme non normalisée. Son expression exacte figure dans l'équation ci-après. Il est possible d'exprimer cette intégrale dans n'importe quel plan.

$$\gamma_H(z) = \frac{(\lambda z)^2}{A} \frac{I_{\Sigma}^2(z)}{\int_{\Sigma} |\tilde{\mathbf{E}}_s(\vec{r}, z, t - z/c)|^2 d\vec{r} \times \int_{\Sigma} |\tilde{\mathbf{E}}_{o1}^*(\vec{r}, z, t - z/c)|^2 d\vec{r}} \quad (\text{C.5})$$

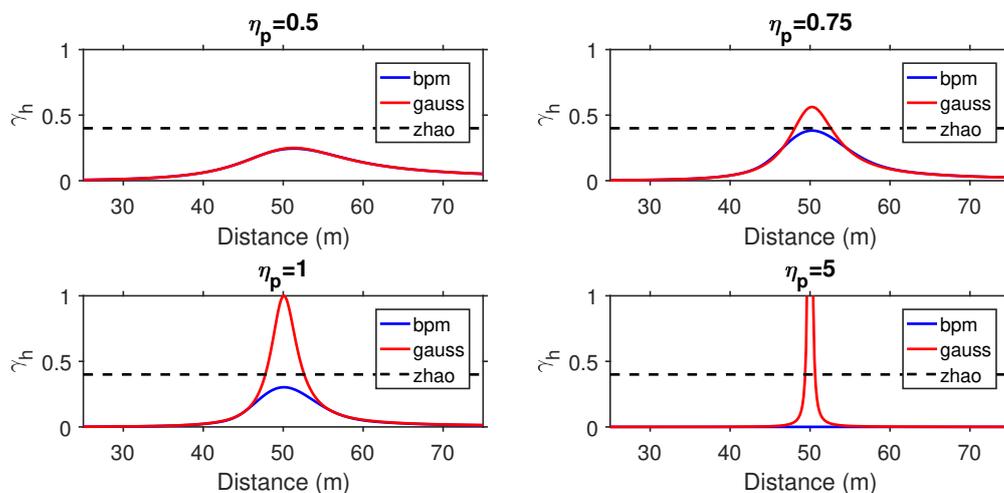


Fig. C.1: Calcul du rendement hétérodyne γ_H par la méthode de propagation des champs (bleu) ou dans le cadre de l'approximation des champs gaussiens non-tronqués (rouge) pour plusieurs valeurs du paramètre de remplissage η_p . Pour ces simulations on a utilisé $\lambda = 1.55 \mu m$, $\eta_p = 5 \text{ cm}$. La distance de focalisation est à 50 m et le facteur de qualité de faisceau $M^2 = 1$

La Figure C.1 montre alors l'évolution du rendement hétérodyne pour différents paramètres de troncature $\eta_p = w(0)/\phi_p$. On considère à la fois l'approximation des champs gaussiens non-tronqués (rouge) et l'expression exacte calculée par la méthode de propagation des champs (notée *bpm* ici), à laquelle on rajoute la perte de puissance due à la troncature (bleu)². On observe que pour $\eta_p = 0.5$ l'approximation des champs gaussiens non-tronqués est parfaitement justifiée. L'approximation est encore acceptable autour de $\eta_p = 0.75$. Au delà de $\eta_p = 0.75$, le rendement hétérodyne chute à cause de la troncature. Dès lors, l'approximation des champs gaussiens non-tronqués sur-estime largement le rendement hétérodyne. On observe un maximum théorique de rendement, proche du point de focalisation, pour η_p proche de 0.75. L'expression Eq.C.4 nous permet de déduire que le rendement hétérodyne est borné par la diffraction. En effet, si l'on prend le critère $\sqrt{2}w(z) > 1.22\lambda/\phi_p$ on trouve $\gamma_H < 0.54$ pour $\lambda = 1.55\text{-}\mu m$. En considérant l'expression exacte, [Zhao et al., 1990] montrent que le rendement système, distinct du rendement hétérodyne puisque il inclut les pertes de puissance par troncature, n'excède pas 0.4.

2. on appelle cette quantité rendement système

C. Le rendement hétérodyne

Le rendement hétérodyne est optimal lorsque le champ diffusé est spatialement cohérent sur le détecteur. D'après le théorème de Van-Cittert-Zernicke [W. Goodman, 1985], il s'agit d'un cas où les dimensions transverses de la cible ne sont pas résolues par la pupille de réception. Une source étendue apparaît ponctuelle et donc spatialement cohérente pour « l'observateur », ici le détecteur. Une analogie utile est celle d'un groupe de canards rentrant dans un lac. Proche du bord, la somme des ondelettes indépendantes générées par chaque individu apparaît « chaotique » et peut très bien être comparée à l'onde diffusée par un ensemble de diffuseurs. Cependant, si l'on se place de l'autre côté du lac, on observe l'arrivée d'une onde sphérique bien définie, de cohérence transverse infinie. Dans le cas du lidar hétérodyne, on comprend alors que γ_H est d'autant meilleur que $w(z)$ s'approche du cône de diffraction de la pupille (*i.e.* proche du point de focalisation³ ou à une distance supérieure à la distance de Rayleigh dans une configuration afocale).

En pratique, les dimensions de l'optique de réception sont alors limitées par celles de l'optique d'émission, justifiant le choix d'une architecture monostatique. De plus, les dimensions traverses du faisceau laser sont limitées par la turbulence d'indice, que l'on peut interpréter comme un terme de diffraction supplémentaire et limitant ainsi la taille maximale de la pupille.

Le rendement hétérodyne est intimement lié au phénomène de speckle discuté au second chapitre. De la présence de plusieurs grains de speckle (au sens du champ) sur la surface du détecteur résulte une chute du rendement hétérodyne. À l'inverse celui-ci est maximal avec un grain (toujours au sens du champ) sur la surface. Dans le cas d'un lidar hétérodyne pour lequel l'OL se propage dans une fibre optique monomode, on peut considérer qu'un seul grain de speckle est couplé dans la fibre [Winzer and Leeb, 1998] (la formule C.5 décrit alors le couplage du champ diffusé avec le mode fondamental).

3. Pour un faisceau gaussien focalisé, il ne s'agit pas exactement de focalisation mais de la distance $z = -R(0)$ où $R(0)$ est le rayon de courbure sur la pupille [Zhao et al., 1990]

Annexe D

Augmentation du seuil Brillouin pour la source de VEGA

Cette annexe vise à présenter les techniques mises en place pour la diminution du gain Brillouin g_B et donc d'augmentation de l'énergie par impulsion en sortie de amplificateur Raman mono-fréquence. Il est toutefois important de comprendre que l'on veut uniquement affecter la SBS et non la SRS. Pour se faire, on met a profit les différents ordres de grandeurs des bandes passantes (*i.e.* temps de vie des phonons $\tau_j = \Delta f_j^{-1}$) pour les deux phénomènes.

Si l'on considère une onde EM possédant un spectre quelconque, on peut écrire le gain Brillouin G_B comme la convolution de la densité spectrale de puissance $\mathcal{S}_{\vec{E}}(f)$ du champ électromagnétique, centré en 0, avec $g_B(f)$:

$$G_B(f) = \exp\left(\frac{L_{eff}}{A_{eff}} \int_{-\infty}^{\infty} g_B(f' - f) \mathcal{S}_{\vec{E}}(f') df'\right) \quad (D.1)$$

Une onde électromagnétique possédant une largeur spectrale Δf telle que $\Delta f > \Delta f_B$ et $\Delta f \ll \Delta f_R$) subit moins de diffusion Brillouin alors que l'efficacité de l'amplification Raman reste inchangée. On peut décrire le facteur d'augmentation Brillouin (FAB) comme ¹ :

$$FAB = P_{th}^B / P_{th_0}^B = \frac{\sigma(\mathcal{S}_{\vec{E}} * g_B)}{\sigma(g_B)} \quad (D.2)$$

Dans le cas où l'on considère un spectre Lorentzien pour la DSP du champ et $\Delta f \gg \Delta f_B$, le FAB est raisonnablement approximé par [Benoit, 2017] :

$$\boxed{FAB \simeq 1 + \frac{\Delta f}{\Delta f_B}} \quad (D.3)$$

1. σ indique une mesure de la largeur et $*$ un produit de convolution

L'équation précédente donne une largeur spectrale de 4 GHz pour atteindre un FAB de ~ 100 . On note alors qu'une telle largeur est uniquement adaptée à l'onde de pompe. En effet, une largeur spectrale de l'onde Stokes l'ordre du GHz est incompatible avec un lidar cohérent. Les considérations qui suivent sont donc uniquement applicables à la pompe.

D'un point de vue expérimental, pour élargir le spectre en sortie des DBR on choisi, pour R1 et R2, une modulation rapide de phase intra-cavité de laquelle résulte un signal laser modulé en fréquence (FM). Les méthodes de modulation (qualifiées d'« actives ») sont plus répétables au sens des profils d'impulsions et une modulation de fréquence (rampes) d'une DBR permet d'envisager un FAB supérieur à 100. Les ordres de grandeurs, avantage(s) et inconvénient(s) de chacune d'autres méthodes d'élargissement sont discutées en détails dans la thèse de P. Benoit [Benoit, 2017].

En ce qui concerne le signal Stokes Raman, l'idée est de modifier les propriétés structurelles régissant la propagation des ondes acoustiques dans la fibre. L'utilisation de telles techniques permet de maintenir la cohérence de l'onde en sortie du système laser. La SBS se construit à la condition que l'onde acoustique se propage en phase avec la répartition d'intensité résultant de la figure d'interférence entre l'onde pompe et l'onde diffusée. Une manière de procéder est de modifier la répartition de vitesse acoustique v_a le long de la fibre. Une telle répartition peut-être appliquée grâce à distribution longitudinale d'élongation ou de température sur la fibre optique. En ce qui concerne l'application d'une contrainte mécanique, il s'agit d'une technique développée à l'ONERA [Canat et al., 2016]. Elle consiste en l'application, grâce à un cylindre dont deux parties sont mobiles, d'un profil de contrainte. Le système et le profil de contraintes correspondant sont représentés Fig.D.1. La HNLF de l'étage R2 est bobinée sur un tel cylindre, ce qui permet d'envisager d'atteindre un FAB de l'ordre de 6.

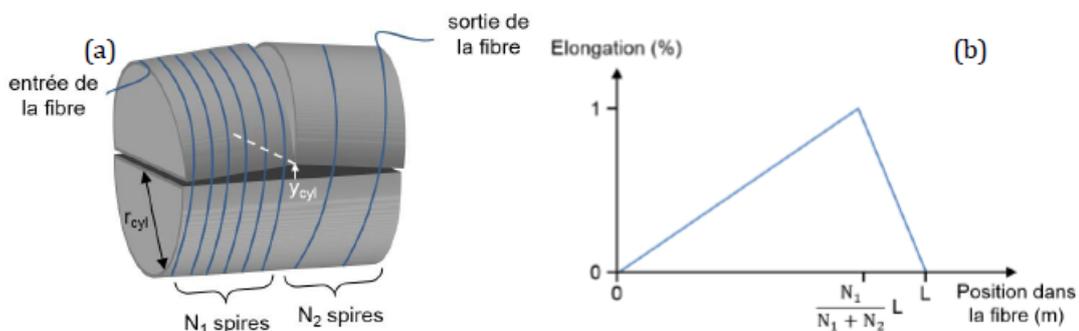


Fig. D.1: (a) Cylindre utilisé pour l'application de l'élongation (b) Profil d'élongation correspondant

Annexe E

Procédure d'estimation multi-longueurs d'onde

Il s'agit ici de généraliser le principe de la mesure DIAL à plusieurs longueurs d'onde. On cherche alors à déterminer le rapport de mélange volumique x d'un ou plusieurs gaz cibles à partir des différentiels d'épaisseurs optiques mesurés pour chaque couple de longueurs d'onde. A la différence de la partie II.1, le terme $\tau_\lambda(R, R')$ est l'épaisseur optique **totale** mesurée entre les distances R et R' à la longueur d'onde λ tel que :

$$T_\lambda(R, R') = e^{-[\tau_\lambda(R, R')]} \quad (\text{E.1})$$

Dans l'équation suivante, m décompte les gaz considérés, qu'il s'agisse de gaz cibles ou de possibles interférents aux λ considérés. σ est la section efficace d'absorption de l'espèce m , exprimée en $\text{ppm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$:

$$\tau_\lambda(R, R') = \int_R^{R'} \left[\sum_{m=1}^M \sigma_m(\lambda, z) x_m(z) + \alpha(\lambda, z) \right] dz \quad (\text{E.2})$$

Expérimentalement, et utilisant deux des longueurs d'onde de la séquence, on peut obtenir le différentiel d'épaisseur optique $\Delta\tau$ d'absorption (en anglais DAOD) $\Delta\tau$ entre 0 et R' de la manière suivante (on fera néanmoins l'hypothèse que les pertes par diffusions sont identiques aux deux longueurs d'onde *i.e.* $\alpha(\lambda_i) = \alpha(\lambda_j)$:

$$\Delta\tau(\lambda_j, \lambda_i, 0, R') = \tau_{\lambda_j}(0, R') - \tau_{\lambda_i}(0, R') = \int_0^{R'} \left[\sum_{m=1}^M \left(\sigma_m(\lambda_j, z) - \sigma_m(\lambda_i, z) \right) x_m(z) \right] dz \quad (\text{E.3})$$

On appellera la fonction $\sigma_m(\lambda_j, z) - \sigma_m(\lambda_i, z) = \text{WF}_{m,ji}(z)$ la fonction de poids (WF¹) pour chaque espèce m et chaque couple de longueurs d'onde $[j, i]$. Rigoureusement, il existe des dépendances de WF à la pression, la température et le rapport de volumique

1. « Weight Function »

de vapeur d'eau : $(P(z), \Theta(z), x_{H_2O}(z))$. On choisira une nouvelle fois d'omettre ces dépendances par soucis d'écriture. On allège également l'écriture de $\Delta\tau(\lambda_j, \lambda_i, 0, R')$ en $\Delta\tau_{ji}(0, R')$. On peut alors réécrire l'expression précédente :

$$\Delta\tau_{ji}(0, R') = \int_0^{R'} \left[\sum_{m=1}^M (WF_{m,ji}(z)) x_m(z) \right] dz \quad (E.4)$$

E.1. Formalisme matricielle

Pour une mesure résolue, on veut plutôt s'intéresser à $\Delta\tau_{ji}(R, R')$. On considère alors les $x_m(z)$ constant sur cet intervalle. Sous forme matricielle, on obtient le système linéaire en \vec{x} : $\vec{Y} = A\vec{x}$, avec K gaz cibles et N longueurs d'onde $[\lambda_0, \dots, \lambda_{N-1}]$, permettant de former au moins K couples :

$$\begin{bmatrix} \Delta\tau_{10}(R, R') \\ \vdots \\ \Delta\tau_{N-1, N-2}(R, R') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int_R^R W_{1,10}(z) dz & \dots & \int_R^R WF_{K,10}(z) dz \\ \vdots & & \vdots \\ \int_R^R WF_{1,N-1, N-2}(z) dz & \dots & \int_R^R WF_{K, N-1, N-2}(z) dz \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1(\frac{R+R'}{2}) \\ \vdots \\ x_K(\frac{R+R'}{2}) \end{bmatrix} \quad (E.5)$$

On peut donc obtenir le vecteur concentration \vec{x} via l'équation suivante :

$$\vec{x} = \left(A^T \Gamma^{-1} A \right)^{-1} A^T \Gamma^{-1} Y \quad (E.6)$$

En connaissant Γ , la matrice de covariance des échantillons des $\Delta\hat{\tau}_{ji}$, on peut aussi calculer le vecteur \vec{x} :

$$\text{cov}(\vec{x}) = \left(A^T \Gamma^{-1} A \right)^{-1} \quad (E.7)$$

E.2. Estimation des DAOD et de leur matrice de covariance

L'estimation de la DAOD $\Delta\hat{\tau}_{ji}(0, R')$ se fait via celles de \widehat{CNR} . Le développement limité d'une fonction quelconque de deux variables aléatoires (X, Y) autour des espérances

E. Procédure d'estimation multi-longueurs d'onde

(μ_x, μ_y) permet d'établir les expressions approchées de sa moyenne et de sa variance. En l'occurrence, on a :

$$\langle \log\left(\frac{X}{Y}\right) \rangle \simeq \log\left(\frac{\mu_x}{\mu_y}\right) - \frac{\sigma_x^2}{2\mu_x^2} + \frac{\sigma_y^2}{2\mu_y^2} \quad (\text{E.8})$$

$$\text{var}\left(\log\left(\frac{X}{Y}\right)\right) \simeq \frac{\sigma_x^2}{\mu_x^2} + \frac{\sigma_y^2}{\mu_y^2} - 2 \frac{\text{cov}(X, Y)}{\mu_x \mu_y} \quad (\text{E.9})$$

En faisant l'hypothèse d'une énergie émise E identique à toutes les longueurs d'onde et en négligeant les variations d'énergies :

$$\Delta \hat{\tau}_{ji}(0, R') \simeq \frac{1}{2} \left[\log\left(\frac{\widehat{\text{CNR}}_i(R')}{\widehat{\text{CNR}}_j(R')}\right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_{\widehat{\text{CNR}}_i}(R')}{\widehat{\text{CNR}}_i(R')}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_{\widehat{\text{CNR}}_j}(R')}{\widehat{\text{CNR}}_j(R')}\right)^2 \right] \quad (\text{E.10})$$

$$\hat{\sigma}_{\Delta \tau_{ji}(0, R')}^2 \simeq \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\sigma_{\widehat{\text{CNR}}_i}(R')}{\widehat{\text{CNR}}_i(R')}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\widehat{\text{CNR}}_j}(R')}{\widehat{\text{CNR}}_j(R')}\right)^2 - 2 \frac{\text{cov}\left(\widehat{\text{CNR}}_j(R'), \widehat{\text{CNR}}_i(R')\right)}{\widehat{\text{CNR}}_j(R') \widehat{\text{CNR}}_i(R')} \right] \quad (\text{E.11})$$

En pratique les longueurs d'onde i et j ne sont généralement pas transmises simultanément. On peut alors négliger le terme de covariance.

Exprimé entre les distance R' et R :

$$\Delta \hat{\tau}_{ji}(R, R') = \Delta \hat{\tau}_{ji}(0, R') - \Delta \hat{\tau}_{ji}(0, R) \quad (\text{E.12})$$

$$\hat{\sigma}_{\Delta \tau_{ji}(R, R')}^2 = \hat{\sigma}_{\Delta \tau_{ji}(0, R')}^2 + \hat{\sigma}_{\Delta \tau_{ji}(0, R)}^2 - 2 \text{cov}\left(\Delta \tau_{ji}(0, R'), \Delta \tau_{ji}(0, R)\right) \quad (\text{E.13})$$

A priori il est difficile de déterminer une expression analytique du terme de covariance et donc, par extension, de la matrice Γ . À noter que la formule précédente est vraie même si l'on ne fait pas l'hypothèse d'énergies à l'émission identiques. À défaut d'une expression analytique théorique, on peut se contenter d'estimer $\hat{\Gamma}$ si l'on dispose de suffisamment de réalisations de chacun des Y_k .

Annexe F

Organigramme du traitement des données

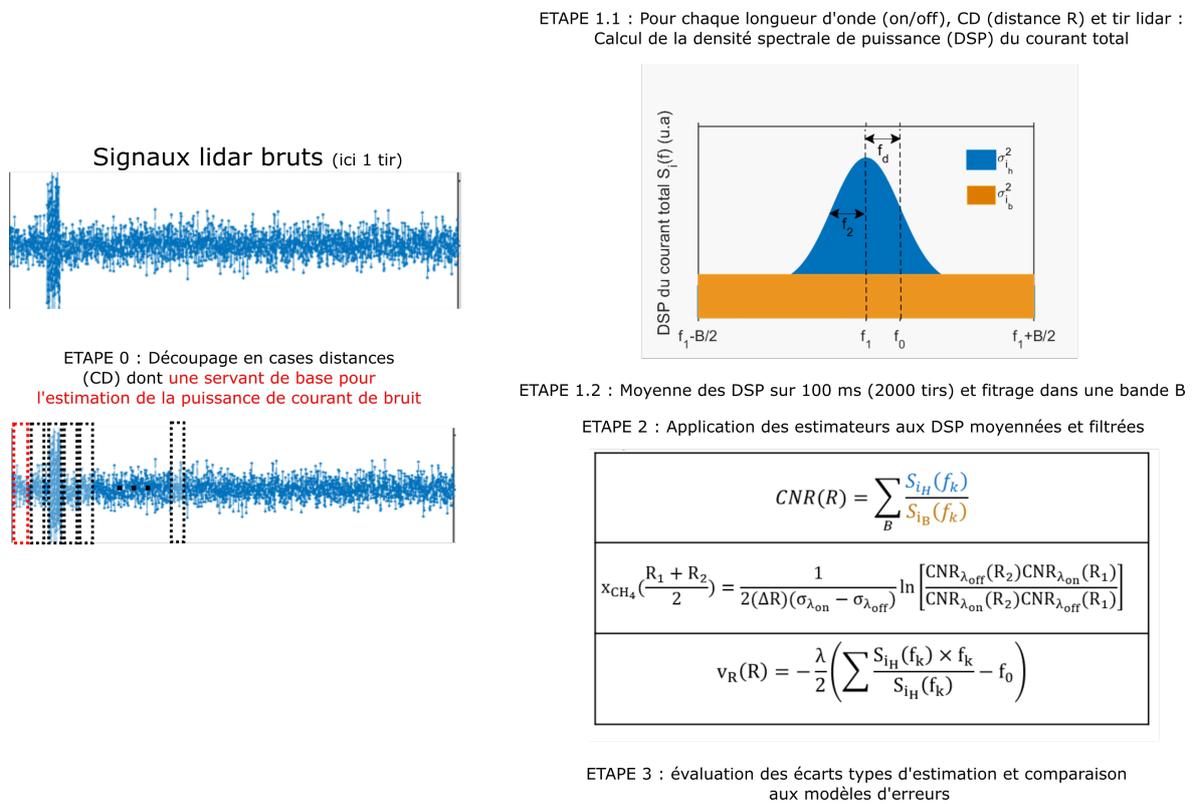


Fig. F.1: Décomposition du traitement des données depuis les signaux lidar bruts jusqu'aux estimations résolues de la concentration de méthane et de la vitesse du vent radiale

Bibliographie

- [Adegboye et al., 2019] Adegboye, M. A., Fung, W.-K., and Karnik, A. (2019). **Recent Advances in Pipelines Monitoring and Oil Leakage Detection Technologies: Principles and Approaches**.
- [Agrawal, 2000] Agrawal, G. P. (2000). **Nonlinear fiber optics**. In *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, pages 195–211. Springer.
- [Alvarez et al., 2018] Alvarez, R. A., Zavala-Araiza, D., Lyon, D. R., Allen, D. T., Barkley, Z. R., Brandt, A. R., Davis, K. J., Herndon, S. C., Jacob, D. J., Karion, A., et al. (2018). **Assessment of methane emissions from the US oil and gas supply chain**. *Science*, 361(6398) :186–188.
- [Amediek et al., 2017] Amediek, A. et al. (2017). **CHARM-F-a new airborne integrated-path-differential-absorption lidar for carbon dioxide and methane observations: measurement performance and quantification of strong point source emission**. *Applied Optics*, 56(18) :5182–5197.
- [Anselmo et al., 2016] Anselmo, C., Welschinger, J.-Y., Cariou, J.-P., Miffre, A., and Rairoux, P. (2016). **Gas concentration measurement by optical similitude absorption spectroscopy: methodology and experimental demonstration**. *Optics express*, 24(12) :12588–12599.
- [Augere et al., 2019] Augere, B., Valla, M., Durécu, A., Dolfi-Bouteyre, A., Goular, D., Gustave, F., Planchat, C., Fleury, D., Huet, T., and Besson, C. (2019). **Three-Dimensional Wind Measurements with the Fibered Airborne Coherent Doppler Wind Lidar LIVE**. *Atmosphere*, 10(9) :549.
- [B. Grant, 1986] B. Grant, W. (1986). **He-Ne and CW CO₂ laser long-path systems for gas detection**. *Applied Optics*, 25(5) :709–719.
- [Barrientos Barria et al., 2013] Barrientos Barria, J. et al. (2013). **Multispecies high-energy emitter for CO₂, CH₄ and H₂O monitoring in the 2 μ m range**. *Optics Letters*, 39(23) :6719–6722.
- [Bartholomew et al., 2017] Bartholomew, J., Lyman, P., Weimer, C., and Tandy, W. (2017). **Wide area methane emissions mapping with airborne IPDA lidar**. In *Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring 2017*, volume 10406, page 1040607. International Society for Optics and Photonics.

-
- [Benoit, 2017] Benoit, P. (2017). *[Thèse] Conception et réalisation d'un amplificateur Raman fibré mono-fréquence à 1645 nm pour la mesure de méthane par LIDAR.*
- [Benoit et al., 2016] Benoit, P., Cézard, N., Mussot, A., Kudlinski, A., and Canat, G. (2016). *Nonlinear phase added by a Raman fiber amplifier to a single-frequency seed laser.* In *CLEO : Science and Innovations*, pages SW4P–4. Optical Society of America.
- [Bradley Moore, 1965] Bradley Moore, C. (1965). *Gas-Laser Frequency Selection by Molecular Absorption.* *Applied Optics*, 4(2) :252–253.
- [Brillouin, 1922] Brillouin, L. (1922). *Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène-Influence de l'agitation thermique.* In *Annales de physique*, volume 9, pages 88–122. EDP Sciences.
- [Bruneau et al., 2006] Bruneau, D., Gibert, F., Flamant, P., and Pelon, J. (2006). *Complementary study of differential optimization in direct and heterodyne detections.* *Applied Optics*, 45(20) :4898–4908.
- [Burns et al., 2018] Burns, P. M., Chen, M., Pachowicz, D., Litvinovitch, S., Fitzpatrick, F., and Sawruk, N. W. (2018). *Single Frequency Er: YAG methane/water vapor DIAL source.* In *Applications of Lasers for Sensing and Free Space Communications*, pages SW3H–2. Optical Society of America.
- [Byer and Gaburny, 1973] Byer, R. and Gaburny, M. (1973). *Pollutant detection by absorption using mie scattering and topographic targets as retroreflectors.* *Applied Optics*, 12(7) :1496–1505.
- [Cadiou et al., 2017] Cadiou, E., Mammez, D., Dherbecourt, J.-B., Gorju, G., Pelon, J., Melkonian, J.-M., Godard, A., and Raybaut, M. (2017). *Atmospheric boundary layer CO₂ remote sensing with a direct detection LIDAR instrument based on a widely tunable optical parametric source.* *Optics letters*, 42(20) :4044–4047.
- [Canat et al., 2016] Canat, G., Lombard, L., Le Gouët, J., and Fleury, D. (2016). *Optic fiber amplifier having a high Brillouin threshold and method for making such an amplifier.* US Patent 9,236,704.
- [Carleton and Maloney, 1968] Carleton, H. and Maloney, W. (1968). *A balanced optical heterodyne detector.* *Applied optics*, 7(6) :1241–1243.
- [Cézard et al., 2016] Cézard, N., Benoit, P., and Canat, G. (2016). *1.6 micron fiber laser source for CH₄ gas leak detection.* In *EPJ Web of Conferences*, volume 119, page 05010. EDP Sciences.
- [Chen et al., 2019] Chen, M., Rudd, W. J., Hansell, J., Pachowicz, D., Litvinovitch, S., Burns, P., and Sawruk, N. W. (2019). *Er: YAG methane lidar laser technology.* In *Laser Radar Technology and Applications XXIV*, volume 11005, page 110050Q. International Society for Optics and Photonics.
- [Dawsey et al., 2015] Dawsey, M., Numata, K., Wu, S., and Riris, H. (2015). *Optical parametric technology for methane measurements.* In *Lidar Remote Sensing for*
-

BIBLIOGRAPHIE

- Environmental Monitoring XV*, volume 9612, page 961205. International Society for Optics and Photonics.
- [Dherbecourt et al., 2015] Dherbecourt, J.-B., Gobard, A., Melkonian, J.-M., and Raybaut, M. (2015). [Sources paramétriques optiques - Fondements, mise en œuvre et applications](#).
- [Dherbecourt et al., 2019] Dherbecourt, J.-B., Melkonian, J.-M., Godard, A., Lebat, V., Tanguy, N., Blanchard, C., Watremez, X., Dubucq, D., Doz, S., Foucher, P.-Y., et al. (2019). [The NAOMI GAZL multispecies differential absorption lidar: realization and testing on the TADI gas leak simulation facility](#). In *CLEO : Applications and Technology*, pages AT3K-1. Optical Society of America.
- [Dobler et al., 2017a] Dobler, J.T. et al. (2017a). [Green LITE : a new laser-based tool for near-real-time monitoring and mapping of CO₂ and CH₄ concentrations on scales from 0.04 – 25km²](#). *Proc. of SPIE*.
- [Dobler et al., 2017b] Dobler, J.T. et al. (2017b). [Demonstration of spatial greenhouse gas mapping using laser absorption spectrometers on local scales](#). *J. Appl. Remote Sens*, 11(1) :014002.
- [Dolfi-Bouteyre et al., 2016] Dolfi-Bouteyre, A., Canat, G., Lombard, L., Valla, M., Durécu, A., and Besson, C. (2016). [Long-range wind monitoring in real time with optimized coherent lidar](#). *Optical Engineering*, 56(3) :031217.
- [Domonoske, 2016] Domonoske, C. (2016). [California declares state of emergency over months-long gas leak](#).
- [Doz et al., 2018] Doz, S., Foucher, P.-Y., and Watremez, X. (2018). [Methane leak near real time quantification with a hyperspectral infrared camera](#). In *Thermosense : Thermal Infrared Applications XL*, volume 10661, page 1066103. International Society for Optics and Photonics.
- [Duquesnoy et al., 2018] Duquesnoy, M., Melkonian, J.-M., Levy, R., Raybaut, M., Dherbecourt, J.-B., and Godard, A. (2018). [Comprendre. Détection de gaz par spectroscopie photoacoustique: principe et mise en œuvre](#). *Photoniques*, (94) :38–44.
- [Ehret et al., 2017] Ehret, G., Bousquet, P., Pierangelo, C., Alpers, M., Millet, B., Abshire, J., Bovensmann, H., Burrows, J., Chevallier, F., Ciais, P., et al. (2017). [MERLIN: a French-German space lidar mission dedicated to atmospheric methane](#). *Remote Sensing*, 9(10) :1052.
- [Farquharson et al., 2017] Farquharson, D., Jaramillo, P., Schivley, G., Klima, K., Carlson, D., and Samaras, C. (2017). [Beyond global warming potential: a comparative application of climate impact metrics for the life cycle assessment of coal and natural gas based electricity](#). *Journal of Industrial Ecology*, 21(4) :857–873.
- [Fawcett et al., 2002] Fawcett, B., Parkes, A., Shallcross, D., and Orr-Ewing, A. (2002). [Trace detection of methane using continuous wave cavity ring-down spectroscopy at 1.65 μm](#). *Physical Chemistry Chemical Physics*, 4(24) :5960–5965.

-
- [Fix et al., 2011] Fix, A. et al. (2011). **Optical Parametric Oscillators and Amplifier for airborne and spaceborne active remote sensing of CO₂ and CH₄**. *Proc. of Spie*, 8128(1812806) :034001–2.
- [Fortin et al., 2016] Fortin, V., Maes, F., Bernier, M., Bah, S. T., D’Auteuil, M., and Vallée, R. (2016). **Watt-level erbium-doped all-fiber laser at 3.44 μm** . *Optics letters*, 41(3) :559–562.
- [Frehlich and Yadlowsky, 1994] Frehlich, R. and Yadlowsky, M. (1994). **Performance of mean-frequency estimators for Doppler radar and lidar**. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 11(5) :1217–1230.
- [Frish, 2014] Frish, M. B. (2014). **Current and emerging laser sensors for greenhouse gas sensing and leak detection**. In *Next-Generation Spectroscopic Technologies VII*, volume 9101, page 91010H. International Society for Optics and Photonics.
- [Gallion and Debarge, 1984] Gallion, P. and Debarge, G. (1984). **Quantum phase noise and field correlation in single frequency semiconductor laser systems**. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 20(4) :343–349.
- [Galtier et al., 2018a] Galtier, S., Anselmo, C., Welschinger, J.-Y., Cariou, J.-P., Sivignon, J.-F., Miffre, A., and Rairoux, P. (2018a). **Remote sensing of methane emissions by combining optical similitude absorption spectroscopy (OSAS) and lidar**. In *EPJ Web of Conferences*, volume 176, page 01010. EDP Sciences.
- [Galtier et al., 2018b] Galtier, S., Anselmo, C., Welschinger, J.-Y., Sivignon, J., Cariou, J.-P., Miffre, A., and Rairoux, P. (2018b). **Remote sensing of methane with OSAS-lidar on the 2 ν 3 band Q-branch: experimental proof**. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 348 :130–136.
- [Gardiner et al., 2017] Gardiner, T., Helmore, J., Innocenti, F., and Robinson, R. (2017). **Field Validation of Remote Sensing Methane Emission Measurements**. *Remote Sens.*, 9(956).
- [Gibert et al., 2006] Gibert, F., Flamant, P., Bruneau, D., and Loth, C. (2006). **Two-micrometer heterodyne differential absorption lidar measurements of the atmospheric CO₂ mixing ratio in the boundary layer**. *Applied Optics*, 45(18) :4448–4458.
- [Hardesty, 1980] Hardesty, R. (1980). A comparison of heterodyne and direct detection CO₂ dial systems for ground-based humidity profiling.
- [Headley and Agrawal, 1996] Headley, C. and Agrawal, G. P. (1996). **Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers**. *JOSA B*, 13(10) :2170–2177.
- [Hellwarth, 1963] Hellwarth, R. W. (1963). **Theory of Stimulated Raman Scattering**. *Phys. Rev.*, 130 :1850–1852.
- [Henry, 1982] Henry, C. (1982). **Theory of the linewidth of semiconductor lasers**. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2) :259–264.
-

- [Hill, 2018] Hill, C. (2018). **Coherent Focused Lidars for Doppler Sensing of Aerosols and Wind**. *Remote Sensing*, 10(3) :466.
- [Hodgkinson and Tatam, 2012] Hodgkinson, J. and Tatam, R. P. (2012). **Optical gas sensing: a review**. *Measurement Science and Technology*, 24(1) :012004.
- [Höglund-Isaksson, 2012] Höglund-Isaksson, L. (2012). **Global anthropogenic methane emissions 2005–2030: technical mitigation potentials and costs**. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12(19) :9079–9096.
- [Hulley et al., 2016] Hulley, G. C., Duren, R. M., Hopkins, F. M., Hook, S. J., Vance, N., Guillevic, P., Johnson, W. R., Eng, B. T., Mihaly, J. M., Jovanovic, V. M., et al. (2016). **High spatial resolution imaging of methane and other trace gases with the airborne Hyperspectral Thermal Emission Spectrometer (HyTES)**. *Atmospheric Measurement Techniques*, 9(5) :2393–2408.
- [Ikuta et al., 1999] Ikuta, K., Yoshikane, N., Vasa, N., Oki, Y., Maeda, M., Uchiumi, M., Tsumura, Y., Nakagawa, J., and Kawada, N. (1999). **Differential absorption lidar at 1.67 μm for remote sensing of methane leakage**. *Japanese journal of applied physics*, 38(1R) :110.
- [Inaba and Kobayasi, 1975] Inaba, H. and Kobayasi, T. (1975). **Infrared laser radar technique using heterodyne detection for range-resolved sensing of air pollutants**. *Optics Communications*, 14(1) :119–122.
- [Innocenti et al., 2017] Innocenti, F., Robinson, R., Gardiner, T., and Finlayson, A. (2017). **Differential Absorption Lidar (DIAL) Measurements of Landfill Methane Emissions**. *Remote Sens.*, 9(953).
- [IPCC, 2013] IPCC (2013). **Climate Change 2013 : The Physical Science Basis**. *Test*.
- [Iseki et al., 2000] Iseki, T., Hideo, T., and Kiyoshi, K. (2000). **A portable remote methane sensor using a tunable diode laser**. *Meas. Sci Technol.*, 11 :594–602.
- [Kirschke et al., 2013] Kirschke, S. et al. (2013). **Three decades of global methane sources and sinks**. *Nature Geosciences*, 6(110) :813–823.
- [Kobyakov et al., 2010] Kobyakov, A., Sauer, M., and Chowdhury, D. (2010). **Stimulated Brillouin scattering in optical fibers**. *Advances in optics and photonics*, 2(1) :1–59.
- [Koga et al., 1985] Koga, R., Kosaka, M., and Sano, H. (June-1985). **Field methane tracking with a portable and real-time open gas monitor based on a cw-driven Pb-salt diode laser**. *Optics and Laser Technology*, pages 139–144.
- [Larsen et al., 2015] Larsen, K., Delgado, M., and Marsters, P. (2015). **Untapped Potential : Reducing Global Methane Emissions from Oil and Natural Gas Systems**.
- [Le Méhauté et al., 2018] Le Méhauté, S., Benoit, P., Cézard, N., Goular, D., Planchat, C., Valla, M., Dolfi-Bouteyre, A., Watremez, X., and Delbarre, H. (2018). **All-fibered coherent-differential absorption lidar at 1.645 μm for simultaneous methane and wind speed measurements**. In *Lidar Technologies, Techniques, and Measurements*

-
- for *Atmospheric Remote Sensing XIV*, volume 10791, page 1079103. International Society for Optics and Photonics.
- [Leeb et al., 1998] Leeb, W. R., Winzer, P. J., and Kudielka, K. H. (1998). **Aperture dependence of the mixing efficiency, the signal-to-noise ratio, and the speckle number in coherent lidar receivers**. *Applied optics*, 37(15) :3143–3148.
- [Lhermitte, 1961] Lhermitte, R. M. (1961). **Precipitation motion by pulse Doppler**. In *Proc. 9th Weather Radar Conf., Amer. Meteor. Soc.*, pages 218–223.
- [Livrozet et al., 2014] Livrozet, M. J., Elsen, F., Wüppen, J., Löhring, J., Büdenbender, C., Fix, A., Jungbluth, B., and Hoffmann, D. (2014). **Feasibility and performance study for a space-borne 1645nm OPO for French-German satellite mission MERLIN**. In *Solid State Lasers XXIII : Technology and Devices*, volume 8959, page 89590G. International Society for Optics and Photonics.
- [Maamary et al., 2016] Maamary, R., Cui, X., Fertein, E., Augustin, P., Fourmentin, M., Dewaele, D., Cazier, F., Guinet, L., and Chen, W. (2016). **A quantum cascade laser-based optical sensor for continuous monitoring of environmental methane in Dunkirk (France)**. *Sensors*, 16(2) :224.
- [Marcuse, 1978] Marcuse, D. (1978). **Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers**. *JOSA*, 68(1) :103–109.
- [Megie and Menzies, 1980] Megie, G. and Menzies, R. (1980). **Complementarity of UV and IR differential absorption lidar for global measurements of atmospheric species**. *Applied optics*, 19(7) :1173–1183.
- [Menzies and Hardesty, 1989] Menzies, R. T. and Hardesty, R. M. (1989). **Coherent Doppler lidar for measurements of wind fields**. *Proceedings of the IEEE*, 77(3) :449–462.
- [Mitchell et al., 2009] Mitchell, D., Duffin, K., and Johnstone, W. (2009). **Remote methane sensor using tunable diode laser spectroscopy (TDLS) via a 1W Raman source**. In *20th International Conference on Optical Fibre Sensors*, volume 7503, page 750350. International Society for Optics and Photonics.
- [Murvay and Silea, 2012] Murvay, P. and Silea, I. (2012). **A survey on gas leak detection and localization techniques**. *Journal of Loss Prevention in The Process Industries*, 25 :966–973.
- [Pallardy, 2010] Pallardy, R. (2010). **Deepwater Horizon oil spill**.
- [Pierangelo et al., 2016] Pierangelo, C. et al. (2016). **MERLIN (Methane Remote Sensing Mission): An overview**. *EPJ Web Of Conferences*, 26001.
- [Raman, 1930] Raman, C. V. (1930). **The molecular scattering of light**.
- [Refaat et al., 2013] Refaat, T. F., Ismail, S., Nehrir, A. R., Hair, J. W., Crawford, J. H., Leifer, I., and Shuman, T. (2013). **Performance evaluation of a 1.6- μ m methane DIAL system from ground, aircraft and UAV platforms**. *Optics express*, 21(25) :30415–30432.
-

BIBLIOGRAPHIE

- [Reid and Sinclair, 1985] Reid, J. and Sinclair, R. (1985). **High sensitivity detection of trace gases at the atmospheric pressure using tunable diode lasers.** *Optical and Quantum Electronics*, 17 :31–39.
- [Reitebuch et al., 2009] Reitebuch, O., Lemmerz, C., Nagel, E., Paffrath, U., Durand, Y., Endemann, M., Fabre, F., and Chaloupy, M. (2009). **The airborne demonstrator for the direct-detection Doppler wind lidar ALADIN on ADM-Aeolus. Part I: Instrument design and comparison to satellite instrument.** *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 26(12) :2501–2515.
- [Rieker, 2009] Rieker, G. B. (2009). **Wavelength-modulation spectroscopy for measurements of gas temperature and concentration in harsh environments.** Stanford University Stanford.
- [Riris et al., 2017] Riris, H. et al. (2017). **Methane optical density measurements with and integrated path differential absorption lidar from an airborne platform.** *Journal of Applied Remote Sensing*, 11(3).
- [Riris et al., 2012] Riris, H., Numata, K., Li, S., Wu, S., Ramanathan, A., Dawsey, M., Mao, J., Kawa, R., and Abshire, J. B. (2012). **Airborne measurements of atmospheric methane column abundance using a pulsed integrated-path differential absorption lidar.** *Applied optics*, 51(34) :8296–8305.
- [Rye, 1995] Rye, B. J. (1995). **Comparative precision of distributed-backscatter Doppler lidars.** *Applied optics*, 34(36) :8341–8344.
- [Rye and Hardesty, 1997] Rye, B. J. and Hardesty, R. M. (1997). **Estimate optimization parameters for incoherent backscatter heterodyne lidar.** *Applied optics*, 36(36) :9425–9436.
- [Rye and Hardesty, 1993] Rye, B.J. and Hardesty, R.M. (1993). **Discrete spectral peak estimation in incoherent backscatter heterodyne lidar I: Spectral accumulation and the Cramer-Rao lower bound.** *IEEE Transactions on geoscience and remote sensing.*, 31(1).
- [Sabbah et al., 2012] Sabbah, S., Harig, R., Rusch, P., Eichmann, J., Keens, A., and Gerhard, J.-H. (2012). **Remote sensing of gases by hyperspectral imaging: system performance and measurements.** *Optical Engineering*, 51(11) :111717.
- [Safitri et al., 2011] Safitri, A., Gao, X., and Mannan, M. S. (2011). **Dispersion modeling approach for quantification of methane emission rates from natural gas fugitive leaks detected by infrared imaging technique.** *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 24(2) :138–145.
- [Saleh and Teich, 2007] Saleh, B. E. A. and Teich, M. C. (2007). *Fundamentals of photonics ; 2nd ed.* Wiley series in pure and applied optics. Wiley, New York, NY.
- [Saunois et al., 2016] Saunois, M., Bousquet, P., Poulter, B., Pregon, A., Ciais, P., Canadell, J. G., Dlugokencky, E. J., Etiope, G., Bastviken, D., Houweling, S., et al. (2016). **The global methane budget 2000-2012.** *Earth System Science Data*, 8(2) :697–751.

-
- [She et al., 1992] She, C., Alvarez, R., Caldwell, L., and Krueger, D. (1992). **High-spectral-resolution Rayleigh–Mie lidar measurement of aerosol and atmospheric profiles**. *Optics letters*, 17(7) :541–543.
- [Shi et al., 2014] Shi, W., Fang, Q., Zhu, X., Norwood, R. A., and Peyghambarian, N. (2014). **Fiber lasers and their applications**. *Applied Optics*, 53(28) :6554–6568.
- [Shukman, 2012] Shukman, D. (2012). **Elgin leak poses massive challenge**.
- [Siegman, 1966] Siegman, A.E. (1966). **The antenna properties of optical heterodyne receivers**. *Applied Optics*, 5 :1588–1594.
- [Stolen and Ashkin, 1973] Stolen, R. and Ashkin, A. (1973). **Optical Kerr effect in glass waveguide**. *Applied Physics Letters*, 22(6) :294–296.
- [Targ et al., 1996] Targ, R., Steakley, B. C., Hawley, J. G., Ames, L. L., Forney, P., Swanson, D., Stone, R., Otto, R. G., Zarifis, V., Brockman, P., et al. (1996). **Coherent lidar airborne wind sensor II: flight-test results at 2 and 10 μm** . *Applied optics*, 35(36) :7117–7127.
- [Thorpe et al., 2017] Thorpe, M. J., Kreitinger, A., Seger, E., Greenfield, N., Wilson, C., Trey, P., Kreitinger, S., Gordon, S., Schmitt, R., and Roos, P. (2017). **Gas mapping LiDAR for large-area leak detection and emissions monitoring applications**. In *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pages 1–2. IEEE.
- [Uehara, 1985] Uehara, K. (1985). **Alternate Intensity Modulation of a Dual-Wavelength He-Ne Laser for Differential Absorption Measurements**. *Applied Physics B*, 38 :37–40.
- [Uehara and Tai, 1992] Uehara, K. and Tai, H. (1992). **Remote detection of methane with a 1.66 μm diode laser**. *Applied Optics*, 31(6) :809–814.
- [Valla, 2005] Valla, M. (2005). *[Thèse] Étude d'un lidar doppler impulsif à laser Erbium fibré pour des mesures de champ de vent dans la couche limite de l'atmosphère*.
- [Veerabuthiran et al., 2015] Veerabuthiran, S., Razdan, A., Jindal, M., Sharma, R., and Sagar, V. (2015). **Development of 3.0–3.45 μm OPO laser based range resolved and hard-target differential absorption lidar for sensing of atmospheric methane**. *Optics & Laser Technology*, 73 :1–5.
- [Veselovskii et al., 2019] Veselovskii, I., Goloub, P., Hu, Q., Podvin, T., Whiteman, D. N., Korenskiy, M., and Landulfo, E. (2019). **Profiling of CH₄ background mixing ratio in the lower troposphere with Raman lidar: a feasibility experiment**. *Atmospheric Measurement Techniques*, 12(1) :119–128.
- [W. Goodman, 1985] W. Goodman, J. (1985). *Statistical Optics*. Wiley.
- [Wagner et al., 2016] Wagner, G.A. et al. (2016). **Ground-based, integrated path differential absorption LIDAR measurement of CO₂, CH₄ and H₂O near 1.6 μm** . *Applied Optics*, 55(23) :6292–6310.
-

BIBLIOGRAPHIE

- [Wang et al., 2019] Wang, Y., Jobin, F., Duval, S., Fortin, V., Laporta, P., Bernier, M., Galzerano, G., and Vallée, R. (2019). **Ultrafast Dy 3+: fluoride fiber laser beyond 3 μm** . *Optics letters*, 44(2) :395–398.
- [Watremez et al., 2018] Watremez, X., Marblé, A., Baron, T., Marcarian, X., Dubucq, D., Donnat, L., Cazes, L., Foucher, P.-Y., Danno, R., Elie, D., et al. (2018). **Remote Sensing Technologies for Detecting, Visualizing and Quantifying Gas Leaks**. In *SPE International Conference and Exhibition on Health, Safety, Security, Environment, and Social Responsibility*. Society of Petroleum Engineers.
- [Weibring et al., 1998] Weibring, P., Andersson, M., Edner, H., and Svanberg, S. (1998). **Remote monitoring of industrial emissions by combination of lidar and plume velocity measurements**. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 66(3) :383–388.
- [Wilson et al., 1991] Wilson, D., Constant, G., Foord, R., and Vaughan, J. (1991). **Detector performance studies for CO₂ laser heterodyne systems**. *Infrared physics*, 31(1) :109–115.
- [Winzer and Leeb, 1998] Winzer, P. J. and Leeb, W. R. (1998). **Fiber coupling efficiency for random light and its applications to lidar**. *Optics letters*, 23(13) :986–988.
- [Ye et al., 2016] Ye, Q. et al. (2016). **Single-frequency, injection seeded Q-switched operation of resonantly pumped Er:YAG ceramic laser at 1645nm**. *Applied Physics B*, 122(198).
- [Yerasi et al., 2018] Yerasi, A., Tandy, W. D., Emery, W. J., and Barton-Grimley, R. A. (2018). **Comparing the theoretical performances of 1.65- and 3.3- μm differential absorption lidar systems used for airborne remote sensing of natural gas leaks**. *Journal of Applied Remote Sensing*, 12(2) :026030.
- [Zhao et al., 1990] Zhao, Y., J. Post, M., and Michael Hardesty, R. (1990). **Receiving efficiency of monostatic pulsed coherent lidars. 1 : Theory**. *Applied Optics*, 29(28).
- [Zimov et al., 2006] Zimov, S. et al. (2006). **Permafrost and the Global Carbon Budget**. *Sciences*, 312 :1612–1613.

Liste des tableaux

I.1	Description des performances instrumentales et besoins exprimés par TOTAL pour 3 scénarios de fuites de méthane établis dans le cadre du projet NAOMI	7
I.2	Technologies lasers adaptées à la télédétection du méthane : performances, avantages et inconvénients.	19
I.3	Tableau résumé sur les capteurs optiques pour la télédétection de fuites de méthane ; positionnement du lidar bi-fonction H-DIAL	30
II.1	Paramètre de l'équation lidar (Eq.II.3)	36
III.1	Coefficients d'accordabilité en fonction du courant d'injection	63
III.2	Coefficients d'accordabilité en fonction de la thermistance	64
III.3	Un aperçu des ordres des grandeurs relatifs aux processus de diffusions stimulées (SRS/SBS) dans les fibres optiques en SiO ₂ d'après [Agrawal, 2000]	69
III.4	Résumé des performances atteintes par la source fibrée de VEGA	77
III.5	Paramètres de VEGA	87
IV.1	Tableau résumé des paramètres du scénario de référence pour la simulation de signaux lidar réalistes	100
IV.2	Tableau résumé de la statistique des estimations dans le scénario de référence (sans panache)	109

Table des figures

I.1	Débit d'une fuite de gaz à travers une surface S	5
I.2	Organigramme des méthodes de détection de fuites de gaz - extrait de [Murvy and Silea, 2012].	8
I.3	Section efficace d'absorption du méthane et de la vapeur d'eau entre 1 et 10 μm , calculées à partir des données spectroscopiques de la base HITRAN 2008 avec une résolution $\Delta\lambda=1$ nm.	11
I.4	Hyper-Cam Methane de chez TELOPS	12
I.5	Images obtenues avec une caméra infrarouge hyperspectrale lors de lâchers de méthane contrôlés. Cas 1 : le contraste thermique entre le sol et le panache est important et la concentration intégrée peut être calculée. Cas 2 : le contraste thermique entre l'atmosphère et le panache est insuffisant pour observer la fuite. Images fournies par Pierre-Yves Foucher (pierre-yves.foucher@onera.fr)	13
I.6	(a) section efficace d'absorption du méthane (b) schéma représentatif de la disponibilité des sources lasers dans le proche infrarouge et coïncidences avec les résonances d'absorption de méthane. Le trait pointillé symbolise la limite de transmission de la silice qui compose les fibres optiques	15
I.7	Principe générale de la mesure de gaz intégrée par WMS	20
I.8	Quelques systèmes commerciaux utilisant des lasers continus à 1.65 μm pour sonder la concentration intégrée de méthane sur un trajet jusqu'à une cible topographique (a) tirée du site http://www.pergam-suisse.ch/en/ : Laser Monitoring System (b) Tirée de [Frish, 2014]. PSI : Remote Methane Leak Detector	21
I.9	Disposition du système <i>GreenLite</i> durant une campagne de mesure du dioxyde de carbone dans l'Illinois (a) Site et disposition du système (points bleus : rétro-rélecteurs ; rouges : émetteur(s) (co-localisé avec le(s) récepteur(s)) (b) un rétro-rélecteur (c) un émetteur. Tirée de [Dobler et al., 2017b].	22
I.10	(a) Schéma de la procédure de mesure du débit en combinant les données RRDA et les vecteurs vent utilisé par le NPL pour la caractérisation de fuite de méthane (b) exemple d'un mât météo utilisé pour mesurer le vent à différentes hauteurs. Figure tirée de [Innocenti et al., 2017]	25
I.11	(a) Schéma de principe de la technique IPDA extrait de [Ehret et al., 2017] (b) vue d'artiste de la mission MERLIN	26

I.12	Géométrie de mesure pour la mesure simultanée du vent et de la concentration de gaz pour un panache	28
II.1	Principe général d'un instrument lidar	33
II.2	Schéma général du fonctionnement d'un lidar hétérodyne	37
II.3	(a) Section efficace σ_1 du méthane autour de $1.645\mu\text{m}$ et choix des longueurs d'onde <i>on</i> et <i>off</i> (b) le rapport de mélange du gaz d'intérêt x_1 sur la ligne de visée (c) comparaison des CNR pour les longueurs d'onde <i>on</i> et <i>off</i>	40
II.4	Décalage Doppler : illustration	43
II.5	Illustration des paramètres de la DSP du photo-courant total	43
II.6	Schéma du système de coordonnées utilisé par la suite. L'indice « det » se réfère au détecteur ; aucun indice ne décrit le plan de la cible, BPLO : Back Propagated Local Oscillator	44
II.7	(a) Illustration du speckle temporel lorsque $\tau_c \sim \tau_p$. Les volumes d'atmosphère sondés par l'impulsion au temps t et $t + \tau$ sont partiellement les mêmes (b) une réalisation d'une trace $i_H(t)$ (<i>i.e.</i> un seul pulse laser), la durée d'impulsion est de 100 ns, son spectre est limité par transformée de Fourier ($\tau_c \sim \tau_p$) et $f_0 = 50\text{MHz}$. On voit clairement apparaître un temps de renouvellement/corrélation de $i_H(t)$ sur une échelle de temps de l'ordre de la durée d'impulsion	46
II.8	Distribution d'intensité sur (gauche) l'optique d'émission et (droite) dans le plan de focalisation du faisceau à 50m, pour $\eta_p = 5$. En observant bien, on voit apparaître l'effet de la diffraction avec l'apparition d'un lobe (tâche d'Airy) supplémentaire sur la figure de droite : la distribution n'est plus gaussienne dans le champ de la cible. Ces calculs sont effectués en propageant les champ électriques initiaux selon le principe de Huygens-Fresnel. On suppose le plan de la cible définit par les coordonnées (x, y) et celui de l'optique d'émission par les coordonnées (x_e, y_e)	49
II.9	Distribution d'intensité sur (gauche) l'optique d'émission et (droite) dans le plan de focalisation du faisceau à 50m, pour $\eta_p = 1/2$	50
II.10	(a) Représentation de la déformation d'un front d'onde par un objet rugueux et répartition de l'intensité observée sur un écran (b) Représentation en échelle de couleur de l'intensité observée dans le plan x . Image tirée du cours d'optique statistique de Vincent Josse (vincent.josse@institutoptique.fr)	52
II.11	Evolution de l'erreur relative sur le CNR	54
III.1	Architecture optoélectronique du prototype H-DIAL VEGA	59
III.2	Spectres des DFB et ajustement lorentzien	61
III.3	Section efficace d'absorption du méthane en considérant (cellule) ou non (atmosphère) les collisions méthane-méthane	62
III.4	Principe de la procédure de calibration spectrale	62
III.5	Accordabilité de la DFB- <i>on</i> en fonction du courant d'injection (a) tensions mesurées (b) ajustement avec le spectre théorique (c) $\lambda = f(y)$ et paramètres d'ajustement	64

TABLE DES FIGURES

III.6	Épaisseur optique aller-retour dans l'atmosphère du méthane (a,c) et de la vapeur d'eau (b,d) sur 1km avec $x_{\text{CH}_4} = 1.8\text{ppm}$, $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10.10^3\text{ppm}$ en fonction du courant et de la thermistance. $[\alpha_i, \alpha_T]$ sont supposés indépendants et l'évolution de la longueur d'onde avec le courant et la température linéaire sur un intervalle $\Delta\lambda \sim 1\text{nm}$ autour du maximum d'absorption du méthane dans la cellule de gaz	65
III.7	Réfléctivité des filtres de Bragg (FBG) utilisés entre le pré-amplificateur Raman R1 et l'amplificateur Raman R2	66
III.8	Spectre du gain Raman pour une fibre en silice (d'après [Stolen and Ashkin, 1973]) en fonction du décalage avec l'onde pompe	68
III.9	Mécanismes sous-jacents menant au régime stimulé de diffusion Brillouin dans une fibre optique	69
III.10	Influence de la forme d'impulsion sur la DSP à l'émission pour des impulsions de 100 ns (a) forme d'impulsions et puissance moyenne (b) spectre correspond obtenu par mesure hétérodyne entre l'OL et la sortie de la chaîne d'amplification Raman	71
III.11	Détermination de l'influence de l'indice super-gaussien m_g sur le spectre en sortie de l'amplificateur (a) forme d'impulsion (puissance optique) et temps de montée (b) phase non linéaire $\varphi_{\text{NL}}(t)$ pour $p_0 = 1\text{mW}$ (c) interférogramme correspondant (d) Densité spectrale de puissance correspondante avec le produit temps bande et $6f_2$	73
III.12	Illustration de l'insensibilité du profil rectangulaire à la phase non-linéaire	73
III.13	Influence de l'indice super-gaussien sur le CNR	74
III.14	Influence d'une modulation d'amplitude d'indice de modulation m_{mod}	75
III.15	Influence de l'indice de modulation d'amplitude m_{mod} du profil Stokes sur le CNR	75
III.16	(a) Profil d'impulsion obtenus pour $\tau_p = 200\text{ns}$ (b) spectre correspondant et comparaison avec le cas idéal d'un pulse rectangulaire	77
III.17	Évolution dans le temps des moments de la DSP du signal Stokes en sortie de la chaîne d'amplification (a) intégrale (ordre 0) (b) moment d'ordre 1 (c) moment d'ordre 2 centré	78
III.18	Déviations d'Allan des moments de la DSP du signal Stokes en sortie de la chaîne d'amplification (a) intégrale (ordre 0) (b) moment d'ordre 1 (c) moment d'ordre 2 centré	78
III.19	Architecture optique du télescope de VEGA	79
III.20	Distance de focalisation z_f et diamètre de faisceau $2w$ en fonction de Δ pour le paramètre de troncature théorique (0.75 en rouge) et observé (0.5 en bleu). Les points expérimentaux figurent en noir.	80
III.21	Ajustement du CNR normalisé avec le paramètre η_p	81
III.22	Mesure du temps de montée du commutateur optique	81
III.23	Mesure des sensibilités η_d du détecteur lidar à $1.5\ \mu\text{m}$ et $1.6\ \mu\text{m}$. Elles sont indiquées en A.W^{-1} au dessus du graphique.	82

III.24	Détermination du NEP du détecteur lidar avec une transimpédance de $Z = 1500 \Omega$, une résistance de charge de $R = 50 \Omega$, une résolution de la mesure sur l'analyseur de spectre électrique $df = 0.1 \text{ MHz}$ et une température de $\Theta = 300 \text{ K}$.	83
III.25	Mesure de la puissance de saturation du détecteur lidar et ajustement pour $0.5 < P_{oi} < 2 \text{ mW}$ pour la détermination de η_d via l'expression de la puissance de bruit quantique. Les paramètres sont les suivants : $Z = 1500 \Omega$, $R = 50 \Omega$, $B = 50 \text{ MHz}$, $\text{NEP} = 10^{-11} \text{ W.Hz}^{-1/2}$.	83
III.26	Illustration de l'influence du facteur d'excès de bruit de photon M . $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$. $\text{NEP} = 1.10^{-11} \text{ W.Hz}^{-1/2}$, $\eta_d = 0.77 \text{ A/W}$	84
III.27	Illustration de l'intérêt d'une détection équilibrée	85
III.28	Evolution du prototype VEGA au cours de la thèse, entre 2016 et 2018	86
IV.1	Exemple d'une trace lidar obtenue par VEGA - $n_p = 512$ points à une fréquence d'échantillonnage de $f_s = 250 \text{ MHz}$.	91
IV.2	(a) Représentation d'une DSP $\langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle$ accumulée et soustraite du bruit dans la bande d'analyse B (b) Spectrogramme accumulé qui correspond à $\langle \mathcal{S}_{h_k}(f_p) \rangle$ pour différentes valeurs de k , c'est à dire de la distance. La figure de gauche est donc une coupe horizontale de celle de droite pour une distance d_k donnée	94
IV.3	(a) Calcul du coefficient de rétrodiffusion en fonction de λ (b) coefficient d'extinction en fonction de λ (c) Lidar ratio (LR) en fonction de λ . Paramètres RH = 83% (10000 ppm de vapeur d'eau à 10°C), distribution d'aérosols réaliste depuis la base de donnée OPAC (continental pollué), concentration massique d'aérosols $43 \mu\text{g.m}^{-3}$ au niveau de la mer	99
IV.4	CNR estimé (a) en fonction de la distance (b) espérance comparée aux estimations	101
IV.5	Illustration du mauvais comportement de l'estimateur du CNR pour les bas CNR. Pour cela j'ai choisi $\beta_\pi = 2.10^{-8} / \text{m/sr}$.	102
IV.6	gauche : Ajustement pour retrouver le nombre de cellules de cohérence avec une impulsion gaussienne ($\tau_p = 200 \text{ ns}$) et une porte d'analyse rectangulaire ($T_g = 200 \text{ ns}$) - droite : Ajustement pour retrouver le nombre de cellules de cohérence avec une impulsion rectangulaire ($\tau_p = 200 \text{ ns}$) et une porte d'analyse rectangulaire ($T_g = 200 \text{ ns}$). Cas du lidar VEGA.	102
IV.7	Histogrammes des CNR dans le scénario de référence (a) off-line au point de focalisation (b) off-line à 1 km	103
IV.8	Dans le scénario de référence (a) estimations de $2\Delta\tau$ et comparaison aux données d'entrées (b) précision de la DAOD aller retour en fonction en fonction de la distance pour 0.2 s d'accumulation (c) Estimations de x_{CH_4} et comparaison aux données d'entrées (d) précision des estimations de VMR en fonction en fonction de la distance pour 0.2 s d'accumulation	104
IV.9	Histogrammes des VMR méthane estimés dans le scénario de référence (a) au point de focalisation (b) à 1 km	105

TABLE DES FIGURES

IV.10	Insertion d'un panache gaussien sur la LDV à 500 m (a) estimations de $2\Delta\tau$ et comparaison aux données d'entrées (b) précision de la DAOD aller retour en fonction de la distance pour 0.2 s d'accumulation (c) Estimations de x_{CH_4} et comparaison aux données d'entrées (d) précision des estimations de VMR en fonction de la distance pour 0.2 s d'accumulation	106
IV.11	Histogramme du VMR méthane estimé au centre d'un panache gaussien à 500 m du lidar	106
IV.12	(a) Détectabilité pour le VMR du méthane en fonction du CNR (b) CNR obtenus dans le scénario de référence (trait plein) et une variation de β_π de plus ou moins une décade	108
IV.13	(a) Estimations de v_R et comparaison aux données d'entrées dans le scénario de référence (b) précision en fonction du CNR pour 0.1 s d'accumulation (c) précision en fonction de la distance dans le scénario de référence pour d'accumulation 0.1 s	109
IV.14	Gamme de linéarité de VEGA (a) Estimation du produit CL d'un panache carré à 200 ms (b) Erreur systématique (relative et absolue) observée (c) Erreur aléatoire (relative et absolue) observée	110
IV.15	(a) Transmission atmosphérique en fonction de la longueur d'onde en présence du panache représenté sur la figure (b) La figure (c) représente le différentiel de section efficace d'absorption avec 1645.792 nm.	111
V.1	Principe de la mesure IPDA	117
V.2	(a) DSP normalisée par le bruit et accumulée sur 500 ms à la longueur d'onde <i>off</i> (b) estimations résolues en distance de la vitesse radiale de vent et de la précision via la BCR pour 500 ms d'accumulation (c) estimation IPDA (cible dure à 2.25 km) multi-spectrale par un ajustement aux moindres carrés du VMR en vapeur d'eau et en méthane, précision de mesure en 17 s d'accumulation	119
V.3	Mesure IPDA du méthane atmosphérique réalisée avec le lidar VEGA	120
V.4	Schéma de l'expérience visant à mesurer la concentration au sein d'une cellule avec VEGA	121
V.5	Calibration des mesures d'épaisseurs optiques différentielles de VEGA à l'aide d'une cellule de gaz insérée devant le détecteur	122
V.6	Le site industriel de Lacq ; dans la sud de la France. Photographie, David Le Deodic	123
V.7	Photos du lidar VEGA déployé sur le terrain de Lacq	124
V.8	Conditions de température/humidité auxquelles a été exposé le lidar VEGA au cours de la campagne Lacq 2018. Les points verts correspondent aux essais VEGA. Il n'y a pas eu de lâchers le 15/10. Le 18/10 et 19/10 ont été pour l'essentiel consacrées à des lâchers de dioxyde de carbone	125
V.9	Le lidar VEGA déployé sur le terrain pendant une matinée de brouillard	125
V.10	Configuration de mesure de VEGA lors de la campagne Lacq 2018	126
V.11	Couples de longueurs d'onde pour les mesures à LACQ	126
V.12	Ligne de visée de VEGA pour le test 1	129

V.13 (a) CNR moyens sur toute la durée du test (b) dynamique de CNR <i>off</i> (c) dynamique de CNR <i>on</i> pour le test 1	130
V.14 (a) Cartographie de la vitesse radiale de vent (b) comparaison avec les anémomètres soniques au point de fuite pour le test 1	131
V.15 (a) Cartographie des estimations du VMR méthane (b) évaluation de la précision d'estimation et comparaison au modèle de détectabilité pour le test 1	132
V.16 Panache vu par le lidar	132
V.17 (a) CNR moyens sur toute la durée du test (b) dynamique de CNR <i>off</i> (c) dynamique de CNR <i>on</i> pour le test 2	134
V.18 (a) Cartographie des estimations du VMR méthane (b) évaluation de la précision d'estimation et comparaison au modèle de détectabilité pour le test 2	135
V.19 Comparaison des mesures IPDA et RDDA (CL) autour du point de fuite pour le test 2	136
V.20 Observation du panache réalisée par une caméra IR conjointement à la mesure lidar. Crédit : Pierre-Yves Foucher (pierre-yves.foucher@onera.fr)	137
V.21 (a) Estimation du vent radial au point de fuites et comparaison avec les anémomètres soniques (b et c) mesure du vecteur vent par les anémo- mètres au cours du test 2	137
V.22 (a) déviation d'Allan du CNR <i>off</i> (b) estimations RRDA <i>off – off</i> dans un cas plutôt stationnaire à l'échelle du temps de commutation	138
V.23 (a) déviation d'Allan du CNR <i>off</i> (b) estimations RRDA <i>off – off</i> dans un cas plutôt instationnaire à l'échelle du temps de commutation	139
V.24 Évaluation de la précision d'estimation et comparaison au modèle de détectabilité pour le test 3	140
V.25 (a) Cartographie VMR en fonction de l'angle de scan (b) interpolée pour le test 3	141
V.26 (Cartographie du VMR méthane sur trois plans pour le test 4	142
V.27 Couples de longueurs d'onde pour le test 5	142
V.28 Dynamique du CNR pour le test 5	143
V.29 (a,b) Cartographies en VMR méthane (c) estimations multi-spectrale et (d) évaluation de précision pour le test 5	143
V.30 Estimation de flux avec le lidar VEGA et les données procurées par les anémomètres soniques pour le test 1	146
V.31 (a) Détectabilité pour le VMR du méthane en fonction du CNR et préci- sion observée à 135 m (b) CNR obtenus pour différents tests et extra- polations gaussiennes	148
A.1 Principe générale de la mesure de gaz par caméra infrarouge	157
B.1 Faisceau gaussien et limite de diffraction	159

TABLE DES FIGURES

C.1	Calcul du rendement hétérodyne γ_H par la méthode de propagation des champs (bleu) ou dans le cadre de l'approximation des champs gaussiens non-tronqués (rouge) pour plusieurs valeurs du paramètre de remplissage η_p . Pour ces simulations on a utilisé $\lambda = 1.55 \mu m$, $\eta_p = 5 \text{ cm}$. La distance de focalisation est à 50 m et le facteur de qualité de faisceau $M^2 = 1$	164
D.1	(a) Cylindre utilisé pour l'application de l'élongation (b) Profil d'élongation correspondant	168
F.1	Décomposition du traitement des données depuis les signaux lidar bruts jusqu'aux estimations résolues de la concentration de méthane et de la vitesse du vent radiale	173

Résumé

Les fuites de méthane soulèvent à la fois des problématiques environnementales et sécuritaires, particulièrement dans l'industrie pétrolière. Le contrôle de panaches en temps réel permettrait de prévenir d'éventuels drames humains et catastrophes écologiques. Dans ce contexte, un volet du projet NAOMI, impliquant TOTAL E&P et l'ONERA, vise à développer des instruments de télédétection capables de localiser (résolution spatiale de l'ordre de 100 m) et de caractériser des fuites majeures de méthane à une distance de sécurité (1 km) sur le terrain. Pour répondre à ce cahier des charges, ce travail de thèse décrit l'étude, la conception et la caractérisation d'un prototype lidar fibré, émettant dans le domaine proche infrarouge ($1.65 \mu\text{m}$) : VEGA (VEnt et GAz). L'utilisation d'un schéma de détection hétérodyne permet en effet d'envisager un système bi-fonction, capable de mesurer simultanément la vitesse du vent via le décalage Doppler (utile pour évaluer la dispersion d'un panache) et la concentration de méthane par la technique DIAL. Au laboratoire, des mesures intégrées (cible à 2.2 km) ont démontrées, pour la première fois à notre connaissance avec un lidar hétérodyne, la sensibilité de l'instrument au méthane. L'exactitude de ces estimations du niveau atmosphérique ($1.95 \pm 0.26 \text{ ppm}$ en 1 s d'accumulation) s'avère satisfaisante pour l'application visée (impliquant une concentration très supérieure). La participation à une campagne de mesure en 2018 (à Lacq) a démontré le bon comportement du prototype lidar sur le terrain, justifiant le choix d'une architecture tout-fibré. L'utilisation de plusieurs stratégies de mesures (simple, multi lignes de visée, multi spectrale) a également souligné la capacité de VEGA à identifier et quantifier la concentration au sein de lâchers de méthane contrôlés, à environ 200 m (résolution de 30 m) dans une gamme étendue de débit de 0.1 à $300 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$. Au cours de la campagne, les erreurs aléatoires observées, de l'ordre ± 10 – 100 ppm en 1 sec d'accumulation s'avèrent conformes aux modèles théoriques. Des extrapolations de la précision à des distances supérieures montrent toutefois la nécessité d'améliorer le prototype (au travers de pistes réalistes, identifiées dans ce document) pour atteindre une portée kilométrique. Finalement, les bases pour l'estimation autonome du flux, combinant les mesures gaz et vent, ont été posées.

Mots clés : lidar, méthane, télédétection, fibre optique, hétérodyne, DIAL, vent, opto-électronique

Abstract

Especially in the oil and gas industry, methane leaks threaten both safety and environment. The real-time monitoring of such plumes could prevent potential human or ecological disasters. In this context, one part of NAOMI project, involving TOTAL and ONERA, aims to develop remote sensing tools capable of locating (with a spatial resolution of 100 m) and characterize major methane leaks from a safety distance (1 km) on the field. To meet these specifications, the present work describes the study, design and performances assessments of a fiber lidar emitting in the near infrared ($1.65 \mu\text{m}$) : VEGA (« VEnt et GAz », French for « wind and gas »). The choice of a coherent detection scheme allows to consider a dual-function system, able to simultaneously measure wind speed with Doppler shift (useful to assess plume dynamic) and methane concentration with the DIAL technique. In the lab, integrated-path measurements (target at 2.2 km) have shown, a first to our knowledge with a coherent lidar, VEGA's sensitivity to methane. The accuracy of ambient level measurements ($1.95 \pm 0.26 \text{ ppm}$ for 1 s averaging) is seen to be satisfying for the target application (involving much higher concentration). During a field campaign in 2018 (Lacq, France), the lidar has shown a good thermo-mechanical behaviour, justifying the choice of an all-fibered architecture. The use of several measurement procedures (simple, several laser lines of sight, several wavelengths) allowed VEGA to identify controlled methane leaks at 200 m (30 m resolution) in a wide range of flow rates (from 0.1 to $300 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$). During the campaign, the observed statistical errors, in the ± 10 to 100 ppm range for 1 s averaging, are in good agreement with theoretical models. Assessing these errors at greater distances shows, nonetheless, a need to improve the lidar (through mentioned improvement tracks) to reach an adequate precision at 1 km. Eventually, the basis for autonomous flow rate estimation, combining both wind and gas data, had been presented.

Keywords : lidar, methane, remote sensing, optical fiber, heterodyne, DIAL, wind, optoelectronics