

Table des matières

Introduction	19
1 Utilisation du lidar Raman pour la mesure de la vapeur d'eau atmosphérique	27
1.1 Diffusions dans l'atmosphère	28
1.2 Sondage de l'atmosphère par lidar	29
1.2.1 Principe du lidar rétrodiffusion	29
1.2.2 Le lidar Raman pour la mesure de la vapeur d'eau atmosphérique	31
1.2.3 Revue des méthodes d'étalonnage	35
1.3 Le lidar Raman de l'IGN	38
1.3.1 Description de l'instrument	39
1.3.2 Les réglages	42
1.3.3 Analyse des signaux mesurés	49
1.3.4 Performances du lidar Raman IGN	50
2 Recherche des sources d'erreurs et d'instabilité du système durant la campagne Démévap	55
2.1 Présentation	56
2.1.1 Objectifs	56
2.1.2 Les mesures avec le lidar Raman de l'IGN	56
2.1.3 Méthodes d'étalonnage testées	57
2.2 Impact des réglages sur les signaux mesurés	62
2.2.1 Signaux et réglages	62
2.2.2 Calibration N ₂	66
2.2.3 Variations à court terme des signaux	67
2.3 Liste des sources d'erreurs et d'instabilités de l'étalonnage	71
3 Étude et réduction des sources d'erreurs et d'instabilités de l'étalonnage du lidar Raman de l'IGN	75
3.1 Dépendance en température des sections efficaces Raman	76
3.1.1 Théorie	76
3.1.2 Application aux filtres du lidar IGN	79
3.1.3 Impact de la correction sur les résultats de Démévap	80
3.1.4 Influence d'un tilt et de la variation de température du filtre	82

3.1.5 Conclusions	88
3.2 Étude des sources d'instabilités optiques du système de détection	89
3.2.1 Deux éléments critiques : fibres et PMT	89
3.2.2 Inventaire des sources d'instabilités	91
3.2.3 Optimisation de l'optique du boîtier : élimination du vignettage	92
3.2.4 Quantification de la variabilité de l'étalonnage du boîtier de détection	94
3.2.5 Conclusions	104
3.3 Étude des instabilités des PMT	105
3.3.1 État de l'art du fonctionnement d'un photomultiplicateur	105
3.3.2 Étude des bruits parasites des PMT du lidar IGN	110
3.3.3 Tests et réglage du système de comptage de photons	117
3.3.4 Alimentation des PMT	121
4 Protocoles de réglages et validation finale du système	124
4.1 Configuration du système et protocoles de réglages	125
4.1.1 Modifications instrumentales	125
4.1.2 Ajustement de l'alignement	125
4.1.3 Réglage du tirage	128
4.2 Étude du fond de ciel	129
4.3 Parasites	130
4.4 Calibrations N_2	131
4.5 Étalonnage des profils lidar de rapport de mélange de vapeur d'eau	136
4.5.1 À partir des capteurs au sol	136
4.5.2 À partir des ZWD des GPS	142
4.6 Conclusions	148
Conclusion	151
Bibliographie	155
A Compléments à la description de l'instrumentation et du traitement des signaux du lidar IGN	164
A.1 Afocal d'émission	164
A.2 Télescope	165
A.2.1 Caractéristiques	165
A.2.2 Courbes théoriques de tirage	166
A.3 Éléments optiques du boîtier de détection	167
A.3.1 Lentilles	167
A.3.2 Lames séparatrices	167
A.3.3 Filtres interférentiels	168
A.3.4 Photomultiplicateurs	168
A.3.5 Simulations Zemax du boîtier	168
A.4 Allure des signaux	169

A.4.1 Niv0	169
A.4.2 Niv1	169
A.4.3 Grille d'intégration spatiale	172
A.5 Méthode d'étalonnage	173
B Campagne Démévap	175
B.1 Instruments	175
B.2 Disposition des instruments	176
B.3 Planning	177
C Calcul des raies du spectre Raman N₂	178
D Campagne à Saint-Mandé	180
D.1 Données	180
D.1.1 Stations GPS	180
D.1.2 PTU	181
D.1.3 Trappes	183
D.2 Compléments à l'étude des coefficients d'étalonnage	183
D.2.1 Calibration N ₂	183
D.2.2 Étalonnage à partir des PTU	184

Introduction

Les rôles multiples de la vapeur d'eau dans l'atmosphère

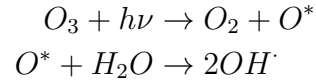
Parmi les différents réservoirs du cycle de l'eau, l'atmosphère est le plus petit avec une masse moyenne par unité de surface de 10 kg.m^{-2} , en comparaison les océans représentent $2,7 \cdot 10^6 \text{ kg.m}^{-2}$. Cependant, l'atmosphère est le réservoir dans lequel l'eau a le plus court temps de résidence du fait de la rapidité des échanges avec les autres réservoirs. Transférée à l'atmosphère sous forme de vapeur, l'eau passe sous forme liquide par condensation, ce qui conduit à la formation des nuages, puis sous forme de glace lors de passage de masses d'air suffisamment froides. La présence de la vapeur d'eau dans l'atmosphère a de multiples conséquences que ce soit au niveau du transfert du rayonnement, des processus chimiques ou de la dynamique des masses d'air ([Wallace and Hobbs, 2006](#)), ce que nous décrivons brièvement maintenant.

La vapeur d'eau dans l'atmosphère contribue à la formation des nuages. Le processus de condensation engendre une libération de chaleur latente. Cet apport d'énergie agit comme un moteur pour les processus dynamiques de la circulation atmosphérique ([Schneider et al., 2010](#)). La présence de vapeur d'eau dans l'atmosphère joue de même un rôle important dans la cyclogénèse¹, les formations de tempêtes et les phénomènes météorologiques extrêmes.

La fonction de la vapeur d'eau dans les réactions chimiques se déroulant dans l'atmosphère est indirecte mais essentielle. En effet, elle est impliquée dans la production du radical OH, très réactif, qui tient la place la plus importante dans la chimie atmosphérique. La formation du radical OH commence par une réaction photochimique de l'ozone aux courtes longueurs d'ondes, qui conduit à la production d'un atome d'oxygène excité et à du dioxygène. L'atome d'oxygène excité réagit avec la vapeur

1. formation et développement de phénomènes cycloniques menant à des dépressions

d'eau pour former le radical OH :



Ces réactions en chaîne contrôlent la quantité d'ozone stratosphérique. De plus, ce radical piège la plupart des gaz atmosphériques présents à l'état de trace (hydrocarbures, dioxyde de soufre, dioxyde d'azote, monoxyde de carbone,...). Cette puissante action oxydante lui a valu l'appellation de "nettoyeur de l'atmosphère".

D'un point de vue climatique, du fait de ses propriétés d'absorption des infrarouges la vapeur d'eau est classée parmi les gaz à effet de serre (voir les travaux de John Tyndall, au début des années 1860). Plus tard il a été montré que sa contribution à l'effet de serre naturel était de l'ordre de 60% ([Kiehl and Trenberth, 1997](#)), ce qui fait de la vapeur d'eau un élément primordial de la machine climatique. Cependant, du fait de son origine non-anthropique, peu de mesures et d'études ont été réalisées, ce qui limite la compréhension de son impact dans les processus climatiques. Pourtant, la rétroaction de la vapeur d'eau à la suite de forçages radiatifs externes n'est plus à prouver. Ainsi, [Soden et al. \(2002\)](#) ont montré que la prise en compte de la vapeur d'eau dans les modèles de prédiction climatique était indispensable pour expliquer le refroidissement atmosphérique observé suite à l'éruption du Mont Pinatubo en 1991. [Solomon et al. \(2010\)](#) démontrent que la diminution de la vapeur d'eau stratosphérique (observée depuis l'an 2000) a permis d'éviter une augmentation supplémentaire de 25% de la température atmosphérique attendue suite à une augmentation des gaz à effet de serre. Cependant, malgré les nombreuses études portant sur le comportement de la variabilité de la vapeur de l'eau à la suite de forçages radiatifs externes, le rôle de celle-ci est encore au cœur de nombreuses interrogations ([Held and Soden, 2000](#)).

Impact de la vapeur d'eau sur les ondes électro-magnétiques

Outre son rôle dans le système climatique terrestre, la vapeur d'eau impacte la propagation des signaux GNSS (Global Navigation Satellite System). En effet, la propagation des ondes électromagnétiques est conditionnée par l'indice de réfraction du milieu qu'elles traversent, lui-même fonction de l'humidité. Cette source d'erreur dans la localisation par GNSS est prise en compte dans ce qu'on appelle le ZTD (Zenithal Tropospheric Delay) ou retard troposphérique. Ce retard est composé de deux termes : le ZHD (Zenithal Hydrostatic Delay) ou composante hydrostatique et le ZWD (Zenithal Wet Delay) ou composante humide. Le premier terme résulte de l'ensemble des composants présents dans l'atmosphère exceptée la vapeur d'eau. Il est peu variable mais peut entraîner des erreurs de l'ordre de 2 à 3 m sur la composante verticale s'il n'est pas corrigé. On l'estime à l'aide d'une modélisation empirique et

des données au sol comme la pression et la température, sa valeur peut être donnée avec une précision submillimétrique (Rocken et al., 1995). Saastamoinen (1972) propose une formule du retard hydrostatique (en mètres) uniquement en fonction de la pression :

$$ZHD = (2,2768.10^{-3} \pm 1,5.10^{-6}) \frac{P_0}{f(\Phi, H)} \quad (1)$$

avec,

$$f(\Phi, H) = 1 - 2.65.10^{-3}(\cos(2\Phi) - 2,85.10^{-4}H)$$

et, P_0 la pression au sol (hPa), Φ la latitude ($^\circ$) et H la hauteur au dessus du géoïde (m).

La deuxième composante du ZTD, le ZWD, est elle très variable, puisque soumise aux variations spatio-temporelles de la vapeur d'eau, et peut causer des erreurs de l'ordre de 5 à 80 cm sur la verticale. Le calcul du retard humide (en mètres) est donné par la formule (Bevis et al., 1992) :

$$ZWD = 10^{-6}[(24 \pm 10) \int_s \frac{e}{T} ds + (3,754 \pm 0,030) \times 10^5 \int_s \frac{e}{T} ds] \quad (2)$$

avec, e la pression partielle de vapeur d'eau (hPa) et T la température absolue (K). Il n'y a pas de modèle efficace permettant d'estimer cette composante, il faut alors la calculer à partir de mesures d'un instrument indépendant.

Techniques de mesure de la vapeur d'eau

Les besoins en données de quantité de vapeur d'eau ont justifié le développement de nouvelles techniques de mesure, chacune montrant des avantages et inconvénients en termes de résolutions spatiale et temporelle, de précision ou de recouvrement des données dans l'espace. La vapeur d'eau atmosphérique est contenue à 99 % dans la troposphère, et le reste dans la basse stratosphère.

Les capteurs au sol sont les plus faciles à déployer, fixes, ils enregistrent des valeurs d'humidité de manière répétitive (toutes les 5 min à 1 h) en un point donné. Le ballon-sonde est largement répandu pour les applications météorologiques et permet la restitution des profils de température, pression et vapeur d'eau transmis par ondes radio. La précision des mesures est satisfaisante. Cependant, le coût de ces sondes est relativement élevé, ce qui limite le nombre de lancers et de sites de mesures, et

par conséquent la résolution temporelle et spatiale de ces données. Selon [Miloshevich et al. \(2001\)](#), la fiabilité des capteurs embarqués n'est plus assurée pour des températures inférieures à -40°C , c'est à dire dans la haute troposphère. De plus, [Miloshevich et al. \(2001\)](#) ont remarqué que pour un lot de sondes émanant d'un même fabricant on relève des disparités à l'origine d'erreurs systématiques difficiles à corriger, ce qui restreint la fiabilité de ces sondes sur le long terme.

Les radiomètres, placés à bord d'un satellite ou situés au sol, utilisent les bandes d'absorption de la vapeur d'eau pour estimer son contenu dans l'atmosphère. METEOSAT est un exemple de radiomètre embarqué mesurant le rayonnement terrestre sur différents canaux, et en particulier le contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère dans l'infrarouge ($5,7 - 7,1 \mu\text{m}$). Les micro-ondes sont aussi utilisées pour ce type de mesure. Toutefois si la résolution temporelle des radiomètres est suffisante, leur résolution spatiale est faible.

L'utilisation de lidars s'est développée avec l'apparition des lasers. Pour la mesure de la vapeur d'eau deux techniques sont possibles : le Raman et le DIAL (absorption différentielle). L'intérêt du lidar est qu'il restitue un profil de vapeur d'eau à haute résolution spatiale. Les résolutions verticales et temporelles des lidars en font une technique de choix pour la mesure de la vapeur d'eau. Cependant, elles sont limitées par les conditions météorologiques, nécessitant un ciel clair pour fonctionner de manière optimale ([Melfi et al., 1969](#)). Le lidar Raman en particulier est une technique fiable utilisée pour la surveillance du climat ([Fréville et al., 2015](#); [Sherlock et al., 1999b](#); [Hoareau et al., 2012](#)).

Enfin, depuis une quinzaines d'années, les mesures de contenu intégré en vapeur d'eau (CIVE) issus des données GPS se sont accrues ([Bevis et al., 1992](#)). Le principal avantage des satellites, pour la mesure du CIVE, est qu'ils assurent une couverture globale de la restitution du CIVE et de manière répétitive dès lors que la quantité de récepteurs GPS au sol est suffisante. Il est à noter que le CIVE est relié simplement au ZWD (voir équation 2) par la formule ci dessous ([Bevis et al., 1992](#)) :

$$CIVE = \int \rho_v dz \approx \kappa ZWD \quad (3)$$

avec,

$$\frac{1}{\kappa} = 10^{-6} \left(\frac{k_3}{T_m} + k'_2 \right) R_v \quad \text{et,} \quad T_m = \frac{\int \frac{P_v}{T} dz}{\int \frac{P_v}{T^2} dz}$$

k'_2	Constante ($k'_2 = (17 \pm 10) \text{ K.mbar}^{-1}$)
k_3	Constante ($k_3 = (3,776 \pm 0,004) \times 10^5 \text{ K}^2.\text{mbar}^{-1}$)
P_v	Pression partielle de la vapeur d'eau
R_v	Constante spécifique de la vapeur d'eau
T_m	"Température moyenne" pondérée de l'atmosphère

Contexte et finalité de la thèse

Démarrée en 1999 à l'IGN², l'action de recherche NiGPS³ -menée en collaboration avec le Service d'Aéronomie du CNRS- avait pour but de corriger les effets de la vapeur d'eau sur la propagation des signaux GPS afin d'améliorer la précision de la localisation par GNSS. En effet, l'une des missions de l'IGN est d'entretenir le réseau national de nivellement. Ce réseau est constitué de repères (ou points géodésiques) dont les coordonnées sont connues avec une grande précision et qui permettent d'établir le système de référencement national. Auparavant le réseau de nivellement était entretenu "manuellement" à l'aide de mires de nivellement. La précision attendue aujourd'hui est de l'ordre du millimètre sur la composante verticale. Pour parvenir à de telles performances on utilise les techniques GNSS pour effectuer ces mesures, celles-ci devant être préalablement corrigées du contenu intégré en vapeur d'eau (CIVE). On estime que pour atteindre une précision millimétrique sur les estimations d'altitudes, il faut que l'erreur dans l'estimation du ZTD ne dépasse pas 0,3 mm. En pratique, la correction du retard humide est accomplie soit au moyen de la comparaison de modèles théoriques du retard avec des mesures GPS réelles, soit par une mesure externe de vapeur d'eau atmosphérique puis de l'application d'une correction durant l'analyse des signaux. Si ces deux méthodes donnent des résultats similaires dans le cas de mesures sur de longues périodes d'observations, la méthode de correction à l'aide d'une mesure externe est plus performante dans le cas de sessions courtes d'observations. En effet, l'estimation de paramètres ne permet pas de prendre en compte le passage de fronts météorologiques ce qui entraîne des erreurs sur l'évaluation du retard humide.

Partant de cette constatation, une réflexion a été lancée afin de définir l'instrument de mesure le plus fiable pour mesurer la vapeur d'eau atmosphérique et de corriger les données du GPS. Le lidar Raman s'est alors présenté comme une technique prometteuse au niveau de la précision obtenue (Bock et al., 2001). Le lancement de la conception du lidar Raman vapeur d'eau propre à l'IGN a commencé avec la thèse de Tarniewicz (2006), qui a d'abord simulé l'intégralité du système afin d'optimiser le choix des différents éléments. À la suite de ce travail, une seconde thèse a été lan-

2. Institut National de l'information Géographique et forestière

3. Nivellement par GPS

cée autour du lidar Raman de l'IGN. Menée par [Bossier \(2008\)](#), elle est ciblée sur la méthodologie de la correction GPS du retard troposphérique et en particulier sur le développement d'une méthode d'étalonnage couplée entre le lidar Raman et le GPS.

Actuellement, et dans le cas où l'objectif de 3% sur le contenu intégré en vapeur d'eau serait atteint, trois types d'applications du lidar Raman vapeur d'eau de l'IGN sont attendues.

Tout d'abord, et comme l'avait initialement prévu l'IGN, le lidar doit pouvoir servir à l'amélioration du positionnement vertical. En mesurant précisément les retards humides des différents satellites GNSS (GPS, GLONASS, Galileo, DORIS, VLBI⁴, ...) les retards humides sont alors à même de fournir des données pour des applications géophysiques. Ainsi, il est possible aujourd'hui de surveiller le déplacement des plaques tectoniques, les failles actives, la déformation des volcans induite par les remontées de lave, le niveau des océans ou encore le rebond post-glaciaire.

Ensuite, le lidar Raman pourrait servir comme instrument de référence pour la validation et l'étalonnage des autres techniques de mesures de vapeur d'eau telles que celles effectuées par les radiosondages et la restitution de CIVE par le GPS. Le lidar constituerait de plus une source de profils de vapeur d'eau utilisables dans les modèles de prévision météorologique. Pour ce domaine d'applications, les critères requis sont une régularité temporelle des données, une mise à disposition quasi-instantanée, des données précises, homogènes et stables sur le long terme et une acquisition automatisée nécessitant peu de maintenance ([Diniov et al., 2013](#)). Pour cette application, il est nécessaire d'améliorer la précision du lidar dans les hautes couches (haute troposphère et basse stratosphère) où la vapeur d'eau est en très faible quantité.

Finalement, dans le contexte de l'étude du changement climatique, l'évolution de la répartition spatio-temporelle et la quantité de vapeur d'eau atmosphérique doivent être enregistrées et surveillées sur du long terme. Le NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change⁵) est un réseau mondial d'instruments permettant l'observation de divers composants de l'atmosphère (ozone, aérosols, hydrocarbures, oxydes d'azote...) afin d'améliorer la compréhension des processus physico-chimiques de la région de la haute troposphère-basse stratosphère ainsi que leurs impacts sur le climat. Le lidar Raman a depuis peu été intégré dans la liste des instruments habilités à fournir des données au réseau NDACC (NDACC workshop – Greenbelt, Maryland, May 2010). La condition pour cela était de fournir une stabilité d'étalonnage meilleure que 10% sur du long terme. Actuellement 11 lidars Raman vapeur d'eau, dont celui de l'Observatoire de Haute-Provence (OHP) en France ([Hoareau et al., 2009](#)), font partie du réseau.

Les performances du lidar Raman de l'IGN ont été comparées à celles d'autres instruments lors de la campagne Démévap en 2011 à l'OHP ([Bock et al., 2013](#)). Ces comparaisons ont révélé des problèmes de stabilité du système qui seront décrits dans

4. Very Large Baseline Interferometer

5. <http://www.ndsc.ncep.noaa.gov/>

la suite.

Présentation du travail réalisé

Cette thèse a pour but de remettre à plat le système du lidar Raman de l'IGN afin d'identifier les possibles sources d'erreurs et d'instabilités à la fois instrumentales et dans les algorithmes utilisés pour le traitement des données. L'objectif étant de trouver des solutions pour chaque problème rencontré afin d'améliorer la précision de l'instrument. L'étude sera présentée en quatre parties.

- Dans un premier temps, je rappellerai les principes et équations régissant les lidars Raman, ainsi que les méthodes d'étalonnage existantes. Je présenterai ensuite le lidar de l'IGN et en particulier les différents réglages instrumentaux permettant son bon fonctionnement.
- La dernière campagne impliquant le lidar Raman de l'IGN, Démévap, sera présentée dans une deuxième partie. Je concentrerai l'étude sur les dysfonctionnements rencontrés et je tenterai d'émettre des hypothèses sur les variations des signaux et des constantes d'étalonnage observés durant cette campagne. Cette recherche de sources d'erreurs et d'instabilités orientera la réflexion sur des problèmes au niveau du système optique du lidar.
- La troisième partie du manuscrit présente l'étude et les solutions proposées aux erreurs et instabilités observées dans le système. Je commencerai par l'examen de la dépendance à la température des molécules sondées induite par l'utilisation de filtres étroits lors de la séparation spectrale des signaux. Dans une deuxième section, j'exposerai la mise en évidence et la quantification des instabilités au niveau optique du système. Je reviendrai en particulier sur les hypothèses avancées dans la deuxième partie sur l'analyse des résultats de Démévap. Enfin, je terminerai par l'étude du système électronique de détection des signaux.
- Pour finir, je présenterai la campagne de validation des solutions instrumentales et théoriques apportées au système. Pour procéder à l'évaluation des modifications, je me suis basée sur le contrôle de la stabilité instrumentale du système durant les cinq mois de campagne. En outre, j'ai comparé différentes méthodes d'étalonnage du système, et leur stabilité sur le long terme.

Chapitre 1

Utilisation du lidar Raman pour la mesure de la vapeur d'eau atmosphérique

Une onde lumineuse traversant un milieu gazeux peut être transmise, absorbée ou diffusée. Le principe de la technique lidar est basé sur la récupération et l'analyse de la diffusion créée par un faisceau laser interagissant avec les différents composants de l'atmosphère. Dans cette première partie, on rappellera les différents types de diffusions observées dans l'atmosphère, puis on détaillera les équations régissant les lidars, et en particulier les lidars basés sur la diffusion Raman. Enfin on présentera l'instrument de travail conçu par l'IGN, ainsi que son fonctionnement et ses performances.

1.1 Diffusions dans l'atmosphère

La diffusion d'une onde lumineuse a pour origine l'interaction des photons avec les particules rencontrées lors de leur propagation dans un milieu. Un photon se propageant dans l'atmosphère peut subir deux types de diffusions : la diffusion élastique et la diffusion inélastique.

La diffusion élastique résulte d'une interaction d'un photon avec une particule sans qu'il y ait échange d'énergie. On distingue alors deux types de diffusion élastique suivant la taille de la particule diffusante. La diffusion dite de Rayleigh d'une part, qui concerne les particules de taille inférieure à la longueur d'onde incidente et pour laquelle le rayonnement diffusé a une intensité proportionnelle à λ_0^{-4} (avec λ_0 longueur d'onde incidente). D'autre part la diffusion de Mie qui affecte les particules de taille égale ou légèrement supérieure à la longueur d'onde incidente et pour laquelle l'intensité du rayonnement diffusé est inversement proportionnelle à λ_0 .

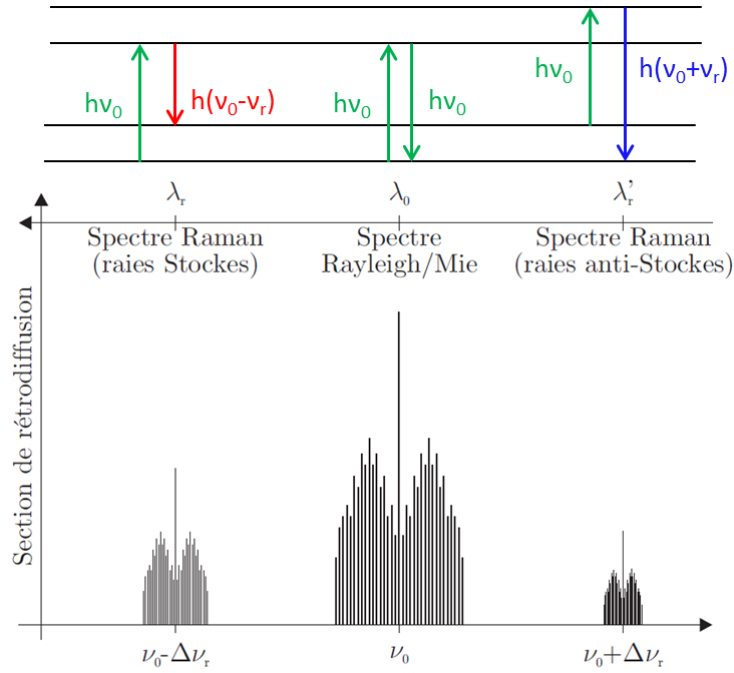


FIGURE 1.1 Schématisation des transitions de niveaux d'énergie (*haut*) et spectres Raman associés (*bas*)

Dans des proportions plus faibles, le photon incident et une particule peuvent procéder à un transfert d'énergie, c'est la diffusion inélastique. Celle que l'on observe dans l'atmosphère est la diffusion de Raman (découverte par [Raman and Krishnan \(1928\)](#)). L'intensité issue de la diffusion Raman est beaucoup plus faible que celle

qui est issue de la diffusion Rayleigh étant donné qu'elle ne représente qu'un photon diffusé sur un million contre un pour mille pour la diffusion élastique. Cependant, elle présente un intérêt puisqu'on observe un décalage de la fréquence de l'onde incidente qui dépend de l'espèce diffusante.

Lorsque l'onde incidente d'énergie $h\nu_0$ ¹ impacte une molécule il y a transfert d'énergie vers celle-ci qui évolue alors vers un état plus excité (figure 1.1, haut). Lorsqu'elle se désexcite, la molécule émet un photon diffusé dont la fréquence est décalée par rapport celui du photon incident ($E = h(\nu_0 \pm \nu_r)$). Le sens du décalage observé dépend de l'état énergétique initial de la molécule rencontrée. Si celle-ci est à l'état fondamental (partie gauche de la figure 1.1), elle a, à l'issue de l'interaction, une probabilité plus grande d'avoir gagné un niveau d'énergie, et par conséquent de diffuser une onde décalée vers les plus petites fréquences ou les plus grandes longueurs d'onde². Ce décalage est nommé *décalage de Stokes*. Dans le cas où la molécule rencontrée serait déjà dans un état excité, le décalage en fréquence de l'onde incidente se fait vers les plus grandes fréquences ($+\Delta\nu_r$ sur figure 1.1, haut, droite), autrement appelé *décalage anti-Stokes*. D'après la distribution de Boltzmann, aux températures rencontrées dans l'atmosphère la quasi totalité des molécules sont à l'état fondamental, l'intensité des raies Stokes du spectre Raman va donc être plus importante et le spectre Stokes plus facilement détectable.

C'est sur ces propriétés de diffusion qu'est basée la technique du lidar (*LIght Detection And Ranging*) qui utilise un laser comme source lumineuse incidente et qui enregistre les signaux rétrodiffusés des molécules à étudier. Concernant le lidar Raman de l'IGN, on enregistre les signaux rétrodiffusés des molécule de vapeur d'eau et d'azote, et leurs décalages Raman sont respectivement $\Delta\nu_r = 3662 \text{ cm}^{-1}$ et $\Delta\nu_r = 2331 \text{ cm}^{-1}$.

1.2 Sondage de l'atmosphère par lidar

1.2.1 Principe du lidar rétrodiffusion

Le lidar a vu le jour dans les années 1960 grâce à l'avènement de la technique laser. Un lidar est relativement facile à mettre en œuvre. Classiquement, il est composé d'un émetteur laser pulsé, d'un récepteur de signal diffusé (téléscope), d'un système de détection ainsi que d'un convertisseur analogique/numérique des signaux détectés.

1. avec h constante de Planck et ν_0 fréquence de l'onde

2. Les fréquences sont reliées aux longueurs d'ondes par la formule : $\lambda_r = (\nu_0 - \Delta\nu_r \cdot 10^{-7})^{-1}$ avec λ_0 longueur d'onde incidente [nm], λ_r longueur d'onde diffusée [nm] et ν_r décalage Raman [cm^{-1}]. Contrairement à λ_r , ν_r présente l'avantage d'être indépendante de l'onde incidente

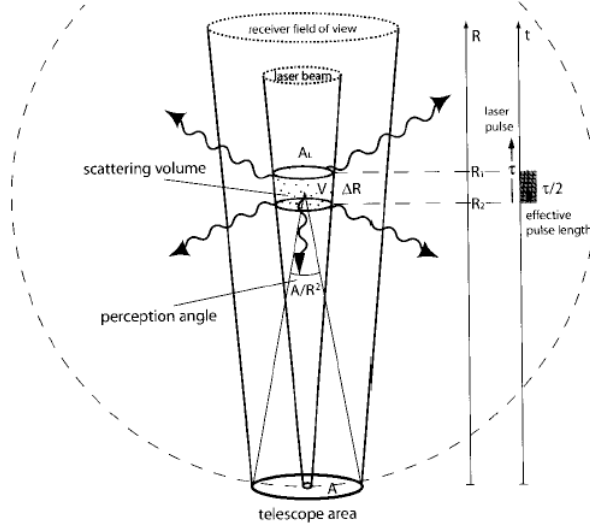


FIGURE 1.2 Illustration de l'équation lidar ([Wandinger, 2005a](#))

Le principe du lidar à rétrodiffusion est le suivant : à $t = 0$, une impulsion est émise de puissance moyenne P_0 et de durée τ (et donc d'énergie moyenne $E_0 = P_0\tau$). Au temps t , le récepteur –d'aire efficace A – reçoit le signal rétrodiffusé de l'impulsion, c'est à dire depuis sa "tête" située à une distance $R_1 = \frac{ct}{2}$ (le facteur $\frac{1}{2}$ prenant en compte le retour de l'onde rétrodiffusée) jusqu'à sa "queue" située à $R_2 = \frac{c(t-\tau)}{2}$. La puissance $P(R)$ reçue par le télescope au temps t provient donc d'une couche d'épaisseur $\Delta R = R_1 - R_2 = \frac{c\tau}{2}$. L'équation traduisant la puissance émise par la couche située à une distance R et reçue par le receveur optique (télescope) est la suivante (eq. 1.1, voir aussi la figure 1.2 par [Wandinger \(2005a\)](#)) :

$$P(R) = P_0 \frac{c\tau}{2} A \eta G(R) \beta(R) T(R) \quad (1.1)$$

L'efficacité de transmission et de détection des éléments du système est notée η . La composante $G(R)$ permet de prendre en compte la géométrie du système instrumental. Tous les termes explicités précédemment sont théoriquement connus et contrôlés par l'utilisateur. Les deux derniers termes traduisent l'impact de l'atmosphère lors de la propagation de l'impulsion. La capacité de l'atmosphère à diffuser l'onde incidente dans la direction opposée à celle-ci est représentée par $\beta(R)$ et les pertes dues à l'absorption de l'onde au cours de la propagation sont prises en compte dans le terme $T(R)$.

Pour le sondage de l'atmosphère différents types de lidars existent. Ils diffèrent par leur application et le type de diffusion qu'ils collectent et analysent. Les principales techniques lidar sont présentées ci-dessous.

- *Le lidar basé sur la rétro-diffusion élastique* : il mesure la rétro-diffusion Rayleigh

et Mie et fournit des données sur les aérosols et les nuages.

- *Le lidar DIAL (à absorption différentielle)* : technique consistant en l'émission de deux faisceaux de longueur d'onde différentes, l'une devant être fortement absorbée par la molécule dont on souhaite connaître la concentration et l'autre faiblement absorbée. Le différentiel des deux, comparé à des données de laboratoire, permet d'obtenir la concentration de l'espèce recherchée.
- *Le lidar Doppler* : enregistre la composante de la vitesse des molécules le long du faisceau laser à partir de la valeur du décalage de fréquence de l'onde collectée par rapport à l'onde incidente.
- *Le lidar Raman* : grâce au décalage spécifique de la longueur d'onde incidente dépendant de la molécule impactée, le lidar Raman permet d'enregistrer des profils de n'importe quel composant chimique -et susceptible de diffuser en Raman- contenu dans l'atmosphère. Cependant, comme la diffusion Raman représente une faible part de la diffusion totale, cette technique est limitée aux molécules présentant des concentrations relativement importantes (ozone, vapeur d'eau, dioxyde de carbone...).

Dans le contexte de cette étude, qui est de mesurer la vapeur d'eau atmosphérique, on a choisit de développer un lidar Raman vapeur d'eau. Dans la partie qui suit on présentera les différentes équations les régissant.

1.2.2 Le lidar Raman pour la mesure de la vapeur d'eau atmosphérique

Les premiers lidars Raman vapeur d'eau ont vu le jour dans les années 1970 d'après les travaux de [Melfi et al. \(1969\)](#) et [Cooney \(1970\)](#). Si les mesures sont plus facilement réalisées de nuit ([Vaughan et al., 1988](#); [Whiteman et al., 1992](#)), l'utilisation diurne du lidar est possible grâce aux lasers à courtes longueurs d'onde (< 300 nm, [Cooney \(1970\)](#); [Renaut et al. \(1980\)](#)). Les mesures nocturnes permettent d'atteindre des altitudes de l'ordre de 12 km ([Aspey et al., 2006](#)), alors que les mesures diurnes sont limitées à la basse troposphère ([Goldsmith et al., 1998](#); [Chazette et al., 2014](#)).

Dans cette partie seront détaillées les équations spécifiques aux lidar Raman vapeur d'eau ainsi que les étapes des calculs permettant l'obtention du rapport de mélange de vapeur d'eau (RMVE).

Expression du signal lidar

La puissance reçue par le télescope par unité de longueur d'onde $d\lambda$ rétrodiffusée par le constituant atmosphérique X situé à une distance R du laser –émettant à la

longueur d'onde λ_0 est donnée par l'équation 1.2 ci-dessous (Tarniewicz (2006) et Sherlock (1998)) :

$$\frac{\partial P_X(\lambda, R)}{\partial \lambda} = E_0 \frac{c}{2} \frac{A}{R^2} O(R) n_X(R) \frac{d\sigma_{X, \lambda_0}(\pi)}{d\Omega} T(0, R, \lambda_0) T(R, 0, \lambda) \quad (1.2)$$

avec,

$\frac{A}{R^2}$	Angle solide défini par la surface A du télescope
$O(R)$	Fonction d'overlap du système : comprise entre 0 et 1 elle permet de prendre en compte le recouvrement du faisceau laser avec le champ du télescope. On la retrouve dans l'équation 1.1, sous le terme $G(R) = \frac{O(R)}{R^2}$. Elle dépend de la divergence du laser, du champ de vue du télescope, de l'obturation due au miroir secondaire et de l'angle de tilt entre les axes optiques du laser et du télescope (Wandinger, 2005b)
$T(0, R, \lambda)$	Transmission de l'atmosphère, à la longueur d'onde λ , de la distance 0 à la distance R
$n_X(R)$	Densité volumique de l'espèce X à la distance R
$\frac{d\sigma_{X, \lambda_0}(\pi)}{d\Omega}$	Section efficace différentielle spectrale de rétrodiffusion Raman pour l'espèce X, impactée à la longueur d'onde λ_0

Les photons collectés par le télescope sont transférés à travers le système opto-électronique et atteignent les détecteurs. À partir du temps d'arrivée du photon rétrodiffusé sur le détecteur, on déduit la distance de la molécule sondée. Le détecteur somme l'ensemble des photons arrivant pendant ΔT , appelé résolution temporelle du détecteur. La résolution spatiale du signal ainsi discrétisé est alors $\Delta z = \frac{c\Delta T}{2}$. Une couche Δz du profil est appelé *bin*. Le signal efficace par unité de longueur d'onde $d\lambda$ Raman-rétrodiffusé par les constituants atmosphériques X contenus dans une couche d'épaisseur Δz situé à une distance R est alors :

$$\frac{\partial S_X(\lambda, R)}{\partial \lambda} = C_X(\lambda) \times \frac{\partial P_X(\lambda, R)}{\partial \lambda} \times \frac{2\Delta z}{c} \quad (1.3)$$

avec $C_X(\lambda)$ l'efficacité des composants optiques et électroniques du système.

Pour obtenir le signal résultant on intègre l'équation 1.3 sur l'ensemble des raies composant le spectre Raman (raies Stokes) de l'espèce X (figure 1.1) :

$$S_X(R) = \int_{\lambda_X \pm \Delta \lambda_X} \frac{\partial S_X(\lambda, R)}{\partial \lambda} d\lambda \quad (1.4)$$

Le spectre Raman s'étalant sur quelques dixièmes de nanomètres, pour simplifier, on peut faire l'hypothèse que les termes de transmission sont constants sur l'inter-

valle d'intégration $\Delta\lambda_X$ ainsi que l'efficacité des composants optiques. En revanche, l'utilisation de filtres pour la séparation spectrale peut entraîner une dépendance de la section efficace de rétrodiffusion avec la longueur d'onde. En particulier dans le cas où on utilise des filtres étroits. Dans le cas de filtres larges, on prend en compte l'ensemble des raies du spectre Raman alors que pour un filtre étroit une partie du spectre n'est pas transmise.

À ce signal efficace s'ajoute un signal additif appelé fond de ciel : $B_X(\lambda)$. Ce signal est associé aux photons qui ne proviennent pas de la rétrodiffusion du laser mais du ciel. Ce signal est constant et estimé à partir du signal des très hautes couches atmosphériques (voir section 1.3.3). Le signal numérique réel arrivant sur les PMT peut alors s'écrire $S_X^m(\lambda_X, R) = S_X(\lambda_X, R) + B_X(\lambda_X)$.

Les détecteurs restituent donc un signal en nombre de photons par bin par tir laser ($\text{ph.bin}^{-1}.\text{tir}^{-1}$) dans le cas d'un fonctionnement en comptage de photons (canaux Raman en général) ou bien en mV dans le cas d'un fonctionnement en mode analogique (canaux Rayleigh/Mie).

Pour assurer la bonne qualité du profil du constituant X, il est d'usage de sommer temporellement et spatialement le signal. Pour cela on accumule un certain nombre de tirs laser (N_{tir}) et on additionne plusieurs bins (N_{bin}). Ainsi on augmente le rapport signal sur bruit (RSB) et on améliore la qualité du signal mesuré. Le RSB est défini de la façon suivante :

$$RSB(R) = \frac{Signal}{Bruit} = \frac{\bar{S}_X}{\sqrt{\bar{S}_X + \bar{B}_X}} \approx \sqrt{S_X(R) \times N_{tir} \times N_{bin}} \quad (1.5)$$

avec $\bar{S}_X$ et $\bar{B}_X$ les signaux efficace et du fond de ciel moyens sur $N_{tir} \times N_{bin}$. Pour simplifier l'écriture, on suppose que le fond de ciel est négligeable par rapport au signal.

La combinaison des signaux obtenus sur les canaux Raman conduit au RMVE, c'est ce que nous verrons dans le paragraphe qui suit.

Rapport de mélange

Le rapport de mélange de vapeur d'eau, en masse, est le rapport de la masse de l'eau sur la masse d'air sec (en g.kg^{-1} ou kg.kg^{-1}) dans un volume donné (équation 1.6). C'est cette grandeur que le lidar permet de mesurer.

$$r_{H_2O} = \frac{m_{H_2O}}{m_{airsec}} \quad (1.6)$$

Pour déterminer la masse de l'air sec on utilise un composant atmosphérique dont la concentration est connue et homogène. Dans le cas du lidar Raman de l'IGN, l'azote a été choisi comme référence. On a de la même façon $r_{N_2} = \frac{m_{N_2}}{m_{airsec}}$ et on peut remplacer dans 1.6 le terme de masse de l'air sec, et ré-exprimer le rapport de mélange en termes de masses molaires et de nombre de molécules :

$$r_{H_2O} = \frac{m_{H_2O}}{m_{N_2}} \cdot r_{N_2} = \frac{n_{H_2O} M_{H_2O}}{n_{N_2} M_{N_2}} \cdot r_{N_2} \quad (1.7)$$

Pour obtenir l'expression finale du rapport de mélange de vapeur d'eau du lidar, on déduit le terme $\frac{n_{H_2O}}{n_{N_2}}$ à partir de l'équation 1.3, ce qui donne donc :

$$r(R) = r_{N_2} \underbrace{\frac{M_{H_2O}}{M_{N_2}} \frac{\frac{d\sigma_{N_2}(\lambda_0, R)}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{H_2O}(\lambda_0, R)}{d\Omega}} \frac{T(R, 0, \lambda_{N_2})}{T(R, 0, \lambda_{H_2O})} \frac{C_{N_2}}{C_{H_2O}}}_{C_{lidar}} \cdot \frac{\bar{S}_{H_2O}^m(z) - \bar{B}_{H_2O}^m}{\bar{S}_{N_2}^m(z) - \bar{B}_{N_2}^m} \quad (1.8)$$

r_{N_2} : Rapport de mélange de l'azote

M_X : Masse molaire de l'espèce X

C_X : Efficacité instrumentale des composants opto-électroniques du canal X

$\bar{S}_X^m$: Signal mesuré moyen sur $N_{tir} \times N_{bin}$

$\bar{B}_X^m$: Fond de ciel mesuré moyen sur $N_{tir} \times N_{bin}$

On fait l'hypothèse que le rapport des fonctions d'overlap des deux canaux Raman se compensent, ce qui est vérifié lorsque les chemins optiques sont équivalents (Wandinger, 2005b).

C_{lidar} correspond à la constante d'étalonnage du lidar. La détermination de cette constante est indispensable pour pouvoir exploiter les données du lidar. Le premier terme de cette constante est le rapport des sections efficaces des spectres Raman. Nous verrons dans la partie 3.1 que ce rapport est influencé par le choix de la largeur de bande passante des filtres interférentiels. Ensuite vient le terme du rapport des transmissions qui dépend de l'altitude de la couche sondée et des conditions atmosphériques (présence d'aérosols, nuage...). Enfin, le rapport des efficacités instrumentales comptabilise la transmission du signal longueur d'onde d'étude à travers les différents composants optiques (filtres, lames séparatrices, lentilles, coefficient de réflexion du télescope) et électroniques (efficacité quantique des détecteurs). Ce terme varie à long terme par le vieillissement des différents éléments et à plus court terme par les modifications des utilisateurs du système (réalignement, changement d'éléments...).

On peut évaluer l'incertitude *a priori* du coefficient d'étalonnage. En effet, Penney

and Lapp (1976) estiment, par mesures empiriques, la précision de l'estimation du rapport des sections efficaces totales à 10%. Le rapport des efficacités instrumentales est, lui, évalué à l'aide des données fabricants et des mesures empiriques, avec une incertitude de l'ordre de 10% (Vaughan et al., 1988) et le rapport des transmittances est lui associé à une incertitude de l'ordre de 2 à 5% calculée à l'aide de modèles atmosphériques (Shettle and Fenn, 1979). Au total, l'incertitude sur la constante lidar atteint 20 à 25%.

Afin de réduire cette incertitude il convient donc de trouver d'autres moyens de réaliser l'étalonnage du système.

1.2.3 Revue des méthodes d'étalonnage

Dans cette partie seront présentées les différentes méthodes utilisées pour étalonner les systèmes lidar.

◦ Étalonnage indépendant

La méthode la plus évidente qui consiste en un étalonnage indépendant du lidar en quantifiant chaque terme de la constante lidar, a été présentée ci-dessus. Des améliorations ont été apportées en particulier sur les termes de transmission et d'efficacité des composants (Sherlock et al., 1999b) ainsi que sur la prise en compte des caractéristiques spectrales des filtres interférentiels pour la sélection du spectre Raman (Sherlock et al. (1999b) et Whiteman (2003b)). D'une part, l'utilisation de mesures avec une lampe de spectre connu a permis d'intégrer le vieillissement des éléments du système de détection, et d'autre part le calcul des sections efficaces comme convolution du spectre Raman avec le filtre interférentiel a permis une réduction de plus de la moitié de l'incertitude estimée jusqu'alors. Cependant, la précision de cette méthode reste limitée (10-12%) et d'autres techniques ont été développées pour réduire les incertitudes.

◦ Étalonnage à l'aide d'une mesure externe

La méthode la plus répandue repose sur l'utilisation d'une mesure externe (mesure au sol, profil ou contenu intégré de vapeur d'eau) pour calculer une constante indépendante de l'altitude. Elle servira à normaliser le profil lidar enregistré. Cette méthode est limitée par la précision de l'instrument choisi pour la comparaison. Par

exemple, les radiosondes, qui sont les plus fréquemment utilisées, ont une précision de 5% dans le meilleur des cas ([Miloshevich et al., 2009](#)).

PTU La méthode la moins coûteuse est la comparaison d'un point du profil lidar avec la donnée d'un capteur (PTU : Pression, Température et hUmidité) situé à une altitude z et colocalisé avec le lidar.

Profils de radiosondages L'utilisation de sondes amarrées à des ballons météorologiques (radiosondages) permet de réaliser un profil de vapeur d'eau. L'étalonnage est alors effectué en comparant une couche du profil lidar avec celle du profil enregistré à partir de la sonde.

Le choix de l'estimateur, pour la valeur de $RMVE_{lidar}$ à comparer avec le $RMVE_{RS}$ afin d'obtenir la meilleure stabilité du coefficient d'étalonnage, est sujet à discussion. [Leblanc et al. \(2011\)](#) testent trois types d'estimateurs (médiane, moyenne, centre d'une distribution de Gauss) sur quatre jeux de données de ratio de RMVE lidar/RS : (i) prise en compte de tous les points du profil lidar, (ii) seulement les points colocalisés temporellement, (iii) seulement les point colocalisés temporellement et spatialement ou (iv) seulement les points du profil lidar dans l'écart-type est inférieur à 20%. La meilleure stabilité du coefficient d'étalonnage est de 7% et elle est obtenue avec la méthode utilisant la médiane et le ratio de RMVE avec des points lidar colocalisés temporellement avec le radiosondage. Une autre méthode proposée par [Navas-Guzmán et al. \(2014\)](#) consiste à éliminer les points du profil lidar qui s'écartent trop de la droite de régression linéaire obtenue par comparaison avec les radiosondages.

Le principal inconvénient de cette technique est le manque de colocalisation spatiale et temporelle qui affecte la qualité des résultats ([Ferrare et al., 1995](#)). Il faut en effet prendre en compte d'une part le temps de montée du ballon météorologique et d'autre part la dérive horizontale du ballon avec le vent. Cependant, [Dionisi et al. \(2010\)](#) présentent la possibilité d'étalonner le profil lidar à l'aide de radiosondages situés à 25 km du lidar. L'étalonnage à l'aide des radiosondages est remis en question aujourd'hui en particulier pour des applications nécessitant des données sur de longues périodes temporelles. En effet, les changements de matériels des radiosondages créent des discontinuités dans les séries de coefficients d'étalonnage.

CIVE ou ZWD Enfin, on peut aussi envisager d'ajuster le contenu intégré en vapeur d'eau (CIVE) ou ZWD d'un profil de lidar avec celui calculé par un autre instrument comme le GPS ou le radiomètre ([Turner and Goldsmith, 1999](#); [Revercomb et al., 2003](#)). La mise en place de cette méthode suppose de compléter le profil lidar qui ne sonde pas les très basses couches et qui ne donne plus de mesures fiables au-dessus

d'une certaine altitude (figure 1.3).

L'intervalle d'altitudes sondées par le lidar dépend de la configuration instrumentale et en particulier de l'overlap (qui définit l'altitude de départ). Pour les très hautes altitudes, on utilise une climatologie (valeurs moyennes sur une longue durée) pour compléter le profil. Pour les très basses couches on peut extrapoler le profil lidar jusqu'au sol ou bien utiliser une mesure externe (e.g. radiosondage) pour compléter le profil. La concentration de la vapeur d'eau étant maximale dans les très basses couches, le choix des valeurs de vapeur d'eau attribuées à cette zone limitent la précision de la méthode. Cependant, l'utilisation du contenu intégré en vapeur d'eau des GPS permettrait de remédier au problème de discontinuité de la mesure de radiosondage.



FIGURE 1.3 Calcul du CIVE

Couplage GPS Un autre exemple de l'utilisation du GPS est celui de l'étalonnage par couplage du lidar Raman avec un GPS et a été développée par Bosser (2008); Bosser et al. (2010). Le profil non-étalonné du lidar fournit le ZWD du GPS à une constante près. Cette constante est estimée par la suite lors du traitement GPS.

◦ Alternatives

D'autres méthodes plus originales ont aussi été développées. Par exemple, la méthode exposée par Evans et al. (2000) et expérimentée par Whiteman et al. (2001), qui est basée sur la connaissance du rapport de mélange de la vapeur d'eau à la base d'un nuage. Pour obtenir cette valeur, on suppose que l'air à la base du nuage est saturé et donc que l'humidité relative est de 100% et grâce à la relation de Clausius-Clapeyron on obtient le rapport de mélange. La pression –respectivement la température– à la base du nuage utilisée pour le calcul se déduit de la pression au sol –respectivement la température au sol– et de l'équation hypsométrique –respectivement le gradient adiabatique sec–. On a ainsi un point de comparaison avec le profil du lidar. La précision de cette méthode atteint 10-15 % ce qui n'est pas suffisant.

Récemment, Simeonov (2014) a présenté une technique d'étalonnage absolue basée sur la détermination du coefficient à partir de la mesure d'un échantillon d'air dont la concentration de vapeur d'eau est connue. Cette méthode permet de déterminer la constante d'étalonnage avec une incertitude inférieure à 0,1%. Avec une telle précision, l'utilisation du lidar comme instrument de référence pour la mesure de la vapeur d'eau devient envisageable.

◦ Étalonnage sur le long terme

L'étalonnage sur le long terme pose encore des problèmes. Lors d'une intercomparaison de méthodes d'étalonnage, [Sakai et al. \(2007\)](#) trouvent une augmentation de 11% sur deux ans de leur coefficient lorsque celui-ci est calculé à partir des radiosondages. Avec une méthode d'étalonnage similaire, [Reichardt et al. \(2012\)](#) observe une réduction de 7,3% du coefficient d'étalonnage sur un an. Dans les deux cas, aucun changement instrumental n'ayant été relevé, les variations sont attribuées à un vieillissement des optiques et éléments électroniques ainsi qu'à des fluctuations environnementales (température, humidité, ... de la pièce où se trouve l'instrument).

Face à la difficulté d'estimer le coefficient d'étalonnage de manière indépendante ainsi qu'à l'imperfection de l'étalonnage effectué à l'aide d'une mesure externe, [Leblanc and McDermid \(2008\)](#) proposent une méthode hybride d'étalonnage du système lidar. Elle consiste d'une part, à suivre quotidiennement la stabilité du système via des mesures réalisées avec une (ou deux) lampe(s) de caractéristiques spectrales connues et d'autre part à réaliser occasionnellement durant les campagnes d'intercomparaison un étalonnage absolu à l'aide d'une mesure externe. Le but de l'étalonnage quotidien n'est pas d'avoir un étalonnage absolu mais de vérifier la stabilité du système jour après jour. [Leblanc and McDermid](#) estiment que la variation du coefficient journalier ne doit pas être supérieure à 2%. L'étalonnage plus perfectionné réalisé pendant une campagne à l'aide d'un instrument externe permet de réajuster le coefficient d'étalonnage partiel. Le NDACC préconise cette méthode pour l'étalonnage des lidar Raman vapeur d'eau de son réseau de surveillance de la vapeur d'eau (NDACC workshop, Greenbelt, Maryland, mai 2010). La stabilité de l'instrument avait déjà fait l'objet d'études, comme par exemple celle de [Whiteman et al. \(1992\)](#) qui proposait de réaliser des mesures avec un filtre commun afin de contrôler la stabilité de la partie détection. Un autre exemple d'étalonnage de la partie instrumentale a été développé pour le lidar de l'observatoire de Haute Provence. Il consiste à calculer une constante d'étalonnage issue de mesures réalisées avec la lumière diffuse du soleil (donc de jour), laser éteint ([Sherlock et al., 1999b](#); [Hoareau et al., 2009](#); [Dionisi et al., 2015](#)). Cette technique, qui a fait ses preuves, est limitée par le besoin d'une mesure simultanée et indépendante des aérosols (avec par exemple un photomètre solaire).

1.3 Le lidar Raman de l'IGN

La description du lidar Raman de l'IGN qui va suivre correspond à l'état dans lequel il a servi lors de la dernière campagne réalisée avant cette étude, i.e. Démévap (voir la présentation en section [2.1](#) et l'annexe [B](#)). En revanche, les réglages décrits

ici ont été développés dans le cadre de cette thèse. Le système est installé dans un camion pour permettre une mobilité de la mesure. Initialement conçu pour travailler de nuit (campagnes ESCOMPTE 2001, AIRS 2002 et VAPIC 2004), les mesures de jour ont été testées pendant la campagne COPS 2007 mais ces essais n'ont pas été concluants.

1.3.1 Description de l'instrument

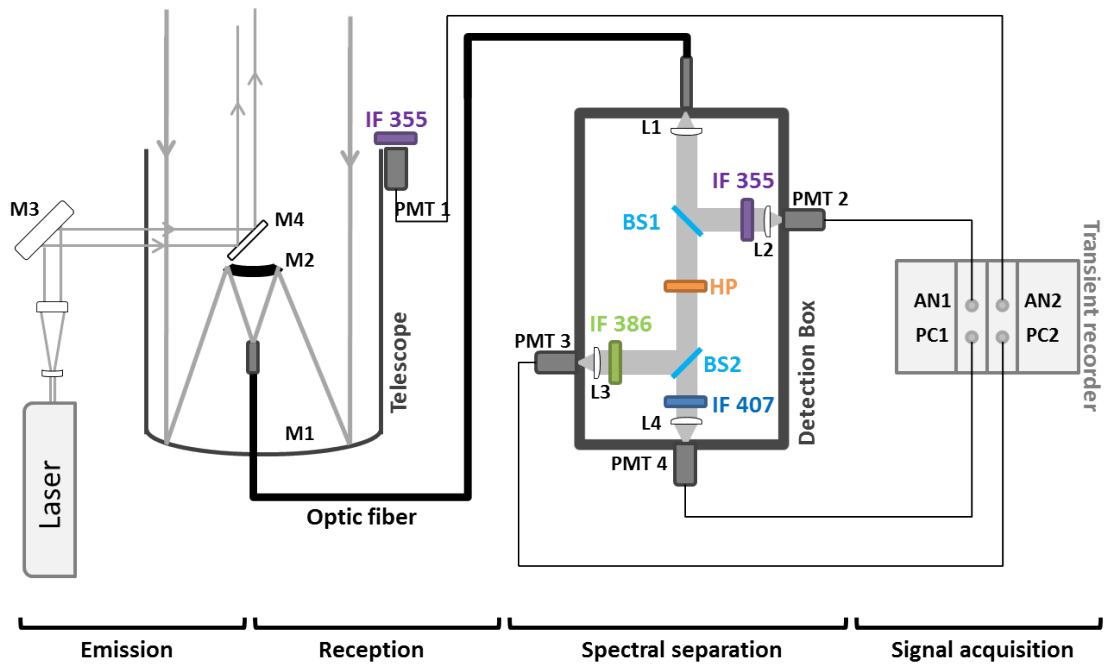


FIGURE 1.4 Schéma général du lidar Raman de l'IGN ($M1$ Miroir primaire du télescope, $M2$ miroir secondaire du télescope, $M3$ et $M4$ miroirs de renvoi, IF filtres interférentiels, BS lames séparatrices, HP filtre passe-haut, $L1/L2/L3/L4$ lentilles, AN entrée en mode analogique, PC entrée en mode comptage de photons)

Vue d'ensemble La conception et les choix d'éléments pour le lidar Raman de l'IGN a entièrement été réalisée pendant la thèse de [Tarniewicz \(2006\)](#). Les choix du laser et des optiques ont été motivés par simulations numériques et l'instrument, une fois conçu, a été validé *a posteriori* par plusieurs campagnes de mesures. Durant la thèse de [Bossier et al. \(2010\)](#), quelques modifications mineures ont été apportées au système. Par exemple, les filtres interférentiels initialement larges, ont été remplacés par des filtres étroits pour tester la possibilité d'utiliser le lidar de jour. De plus, un périscope a été mis en place afin de pouvoir orienter le faisceau sortant pour réaliser

des mesures obliques. En particulier, ce système permet de viser un satellite GPS.

Émission Le laser utilisé dans le lidar IGN/SA est un Nd :YAG (grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme) triplé en fréquence. La longueur d'onde de sortie est de $\lambda_0 = 354,7$ nm. Le laser émet une impulsion d'environ 4 ns à une fréquence de 20 Hz. L'énergie est estimée à 70 mJ par le constructeur. En sortie, le faisceau a un rayon $r_e = 2,75$ mm et une divergence de $\theta_e = 0,25$ mrad (en demi angle).

Pour agrandir la taille du faisceau et ainsi assurer la sécurité oculaire du laser, un système afocal de grandissement théorique 8,44 est placé en sortie (voir annexe A figure A.1). Ce dispositif est composé d'une lentille divergente (ménisque) suivi d'une lentille convergente (biconvexe) espacées d'une distance D calculée à 234,1 mm avec le logiciel de conception optique ZEMAX (<http://www.zemax.com/>). Un dispositif permet le réglage de la distance inter-lentilles.

Le faisceau agrandi est alors dirigé verticalement grâce à un miroir de renvoi. La particularité du lidar Raman de l'IGN est la présence d'un périscope sur le toit du camion contenant le système. Ce dispositif permet de modifier la direction du faisceau laser pour effectuer des visées obliques dirigées vers des satellites GPS par exemple.

Réception Un télescope de type Cassegrain permet la réception du signal rétrodiffusé. Le signal est réfléchi du miroir primaire parabolique – placé au fond du télescope – vers le miroir secondaire elliptique puis est focalisé dans une fibre optique placée au foyer du système. La distance entre les deux miroirs composants le télescope est de 426 mm et la focale du télescope est de 0,72 m.

Fibre La sortie de la fibre (SEDI optics, silice enrichie en ions OH^-) est reliée au boîtier de détection. L'utilisation de la fibre optique dans le lidar de l'IGN est un choix pratique qui facilite l'accès au boîtier de détection qui est alors séparé de la partie réception. De plus, la fibre joue le rôle d'un diaphragme et réduit le champ d'observation et donc limite le bruit de fond. Le champ de réception est donné par le rapport du rayon de la fibre sur la focale du télescope, dans le cas du lidar Raman de l'IGN on a un champ $\theta_r = 0,56$ mrad pour une fibre de 0,8 mm.

Séparation spectrale et Détection Le signal recueilli par la fibre est envoyé au boîtier de détection pour la séparation spectrale. Toutes les caractéristiques des éléments du boîtier sont données dans l'annexe A.

Collimation : À la sortie de la fibre le faisceau est collimaté par une première lentille (L1).

Séparation : Le faisceau est alors séparé par des lames séparatrices (BS1 et BS2), une première fois pour le canal Rayleigh/Mie (ou "canal interne") et une seconde fois pour les canaux Raman vapeur d'eau (en direct) et azote (en réfléchi). Entre les deux lames séparatrices se trouve deux filtres passe-haut, de réjection 10^{-6} chacun, soit 10^{-12} pour les deux, permettant d'assurer l'élimination totale de la longueur d'onde associée au laser.

Sélection spectrale : Chaque canal est pourvu d'un filtre interférentiel étroit centré sur la longueur d'onde du spectre d'étude.

Focalisation : Sur chaque canal, une seconde lentille (L2, L3 et L4) permet la focalisation du faisceau sur le photomultiplicateur.

Détection : Les photons transportés frappent la photocathode du photomultiplicateur et sont transformés en signaux électriques.

Plusieurs différences entre les deux canaux Raman sont à noter. Tout d'abord, la longueur du canal vapeur d'eau diffère légèrement de celle du canal azote. En effet, après la seconde lame séparatrice (BS2) le signal parcourt un chemin d'environ 5,5 cm avant d'atteindre le filtre H₂O et d'environ 8 cm avant le filtre N₂. Ensuite, la présence des lames séparatrices le long du chemin optique induit un décalage. Lors de l'arrivée sur la lame séparatrice, le faisceau du canal N₂ est d'abord réfléchi sur la première face de la lame, puis sur la deuxième face provoquant un dédoublement du faisceau. enfin, la lame réfléchissante choisie pour séparer les deux canaux Raman (BS2) est traitée de manière à augmenter légèrement le signal réfléchi sur le canal azote.

Un canal supplémentaire appelé "canal externe" est accroché au télescope. Il se compose d'un photomultiplicateur sur lequel on a fixé un filtre interférentiel identique à celui du canal Rayleigh/Mie du boîtier appelé aussi "interne". Le canal externe permet de s'affranchir des variations éventuelles des éléments optiques de réception, et permet d'aider au réglage du tirage de la fibre à l'intérieur du télescope.

Les signaux reçus par les photomultiplicateurs sont envoyés au système d'acquisition (appelé rack Licel <http://www.licel.com/>) où ils seront numérisés et enregistrés.

Numérisation et Enregistrement Les signaux des photomultiplicateurs sont seuillés (afin de retirer les bruits parasites) et numérisés lors du traitement par le Licel. Le Licel enregistre des fichiers correspondant à une moyenne des signaux des photomultiplicateurs sur 400 tirs laser. Pour obtenir un profil on enregistre un certain nombre de ces fichiers (1 fichier correspondant à 20 s) que l'on moyenne. Un profil est divisé

spatialement en "bin" de 7,5 m (résolution spatiale du système). Les signaux des canaux Rayleigh/Mie, plus intenses, sont traités en mode analogique (AN) et exprimés en mV. Les signaux Raman, beaucoup moins intenses sont enregistrés en comptage de photons (PC) exprimé en $\text{ph.bin}^{-1}.\text{tir}^{-1}$.

1.3.2 Les réglages

Ce lidar a été conçu de manière à ce qu'il y ait le moins le réglages possibles. Néanmoins, certains ajustements sont nécessaires pour assurer le bon fonctionnement de l'instrument.

Afocal Ce réglage doit permettre d'ajuster la distance entre les deux lentilles afin d'agrandir le faisceau laser sans le faire converger et de maintenir le faisceau laser dans le champ du télescope. Pour évaluer la sensibilité du réglage, j'ai réalisée une étude basée sur du calcul optique matriciel. En considérant le rayon extrême du faisceau laser (situé à $r_e = 2,75$ mm de l'axe optique au niveau de la sortie du laser), on calcule l'angle avec lequel il ressort de l'afocal. Trois angle d'entrées ont été examinés $[0; 0,25; 0,5]$ mrad, la divergence du laser donnée par le fabricant étant de $\theta_e = 0,25$ mrad. La figure 1.6 montre les résultats de cette simulation en présentant l'angle du faisceau en sortie d'afocal en fonction de l'écartement entre les deux lentilles pour les trois angles considérés.

L'afocal est, par définition, un système de vergence nulle, i.e. que des rayons arrivant parallèles dans le système ressortent parallèles. L'écartement, dit idéal, a été calculé à $D = 233,9$ mm et correspond au zéro des abscisses. La courbe rouge est le cas où les rayons entrent dans le système optique parallèles ($\theta_e = 0$ mrad). En pratique, le laser a une divergence et on doit se placer sur la courbe bleue foncée de la figure 1.6. On remarque alors que cette courbe admet un écartement inter-lentille pour lequel l'angle en sortie est nul. Celui-ci est très proche de l'écartement idéal ($D' \approx D_{\text{idéal}} + 0,1$ mm). On notera de plus, que l'angle de sortie est plus fortement influencé par l'écartement inter-lentille que par l'angle d'entrée.

Pour remplir ses fonctions d'agrandisseur de faisceau, il faut que l'angle de sortie soit positif. En effet, si l'angle est négatif, il y aura un point de convergence des rayons et donc une source de danger pour les utilisateurs. De plus, il faut veiller à maintenir le faisceau laser dans le champ du télescope, pour maximiser le signal récolté. Le champ du télescope dépend du diamètre de la fibre et est de $\theta_t = 0,56$ mrad en demi-angle pour la fibre de 0,8 mm (soit 0,28 mrad pour celle de 0,4 mm). Cette condition sur l'angle de sortie du faisceau limite l'intervalle de réglage de l'afocal, et d'après la figure 1.6 l'écartement minimal sera $D - 1,66$ mm pour la fibre de 0,8 mm (pour la fibre de 0,4 mm on aura $D - 0,78$ mm).

À la divergence du laser s'ajoute deux phénomènes d'instabilité de pointage du

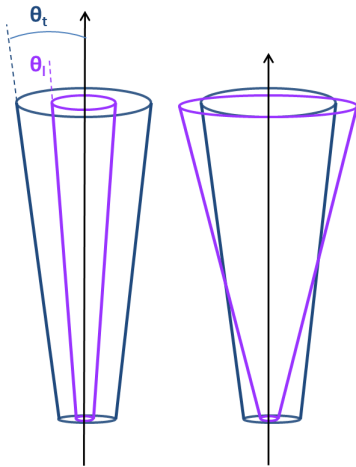


FIGURE 1.5 À gauche, faisceau laser dans le champ du télescope. À droite, faisceau laser sortant du champ du télescope

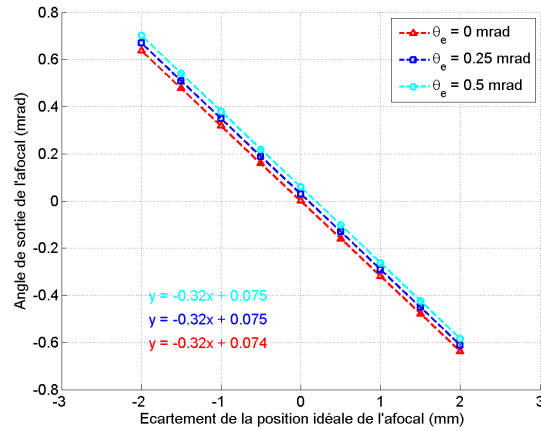


FIGURE 1.6 Effet de la distance entre les deux lentilles de l'afocal et de l'angle d'entrée sur la divergence du faisceau en sortie d'afocal.

laser : le *beam jitter* et le *beam wadering*. Le premier a été évalué à 0,075 mrad (sans précision sur le nombre d'écart type) par le fabricant sur 200 tirs i.e. à courte échelle temporelle (20 s à 10 Hz). Le second phénomène, qui s'observe sur du plus long terme, a été mesuré à 0,5 mrad d'excursion maximale à 1064 nm et 10 Hz (Bock, 1996). Ces deux effets ajoutés donnent une dérive d'environ 0,6 mrad, qui après passage de l'afocal serait réduite à environ 0,07 mrad. Les effets de la dérive semblent alors négligeables.

En pratique, le réglage de l'afocal peut alors se faire de deux façons, soit on fixe la distance inter-lentille de manière à être dans la configuration d'un afocal et on accepte une divergence en sortie non nulle, soit on établit un protocole expérimental de réglage. Dans le premier cas, il faut s'assurer de posséder du matériel permettant une grande précision dans la mesure de l'écartement entre les deux lentilles. Pour le système lidar de l'IGN, la deuxième option a été retenue.

Initialement la distance entre les deux lentilles était réglée à l'aide d'un gabarit permettant de vérifier que le diamètre du faisceau laser reste constant avec la distance. Cette technique, utilisée durant Démévap, entraîne quelques difficultés lors de la mise en pratique. On observe une déformation du faisceau laser -que l'on visualise sur un écran blanc- au bout de quelques mètres rendant difficile l'évaluation de ses contours. Un nouveau protocole a donc été développé au cours de ma thèse. Il consiste à placer un double diaphragme (2 trous de $\varnothing$ 2 mm espacés de 20 mm) à la sortie de l'afocal et de vérifier que distance entre les deux spots issus du diaphragme reste constante lorsque l'on s'éloigne du dispositif. Ce nouveau protocole a été expé-

rimenté au préalable dans le laboratoire à l'aide du dispositif présenté sur la figure 1.7. Le diaphragme est placé sur le chemin du faisceau laser et on observe sur une écran les deux taches associées aux ouvertures.

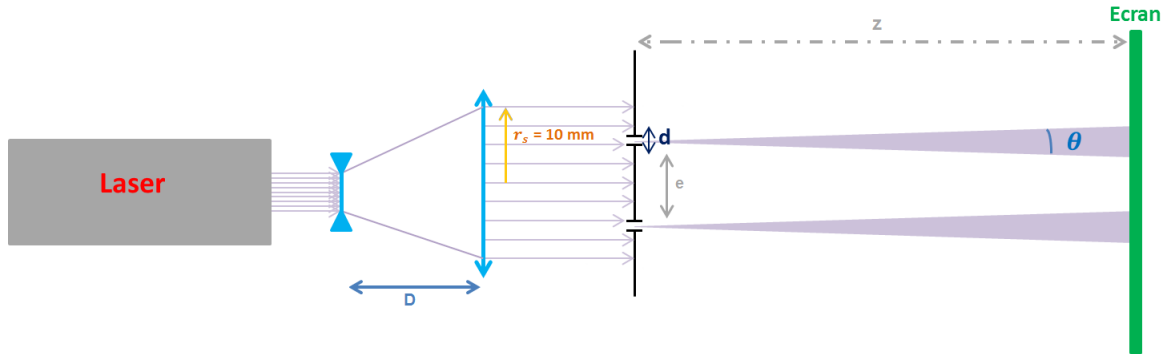


FIGURE 1.7 Dispositif expérimental pour le réglage de l'afocal

Lors des tests en laboratoire, on a relevé la différence d'écartement entre les taches sur l'écran en fonction de la différence d'écartement entre les deux lentilles de l'afocal pour différentes distances z , de l'écartement on en déduit l'angle de sortie. Le diamètre des taches sur l'écran est donné par la formule de la tache d'Airy : $\varnothing = 2 \times d \times \tan(\frac{\theta}{2})$ avec $\theta = \sin^{-1}(1,22 \times \frac{\lambda}{d})$. Étant donné la configuration du dispositif on s'attend à des taches de l'ordre de 2,2 mm de diamètre. La figure 1.8 présente les résultats de cette expérience. Les données expérimentales sont représentées par les points noirs, le symbole variant en fonction de la distance z du relevé de la mesure par rapport au laser. Les courbes théoriques sont aussi représentées, pour trois différentes valeurs de diamètre du faisceau en entrée de l'afocal (i.e. sortie du laser). En effet, pour des raisons de sécurité l'expérience n'a pas été réalisée avec le laser au maximum de sa puissance, son rayon initial s'en est donc trouvé réduit (évalué entre 2 et 2,4 mm environ) et cela influe sur la divergence en sortie. Cette expérience nous montre que l'on peut trouver un réglage de l'afocal pour lequel, quelle que soit la distance à laquelle on le mesure, l'angle de sortie ne varie pas.

L'utilisation du double diaphragme va permettre un réglage de l'afocal plus rigoureux, pour attester d'une bonne distance inter-lentilles il suffira de vérifier que l'écart entre les deux taches reste constant même à une grande distance du laser. Ce protocole a été mis en œuvre durant la campagne de mesures à Saint-Mandé en 2015.

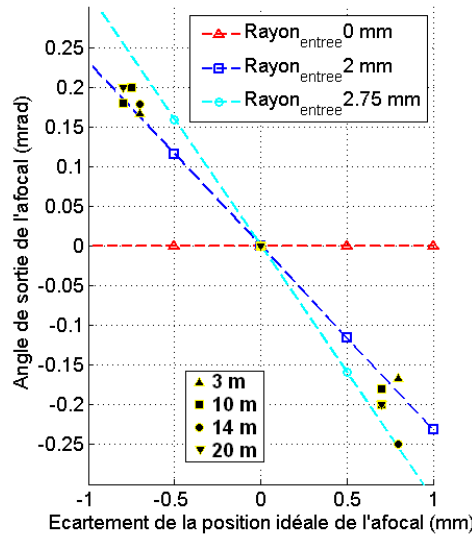


FIGURE 1.8 Courbes théoriques et points expérimentaux du protocole de réglage de l'afocal

Alignement-Émission-Réception Le placement initial de la fibre dans le télescope s'effectue à l'aide d'un diaphragme de diamètre 3 mm et d'un coin de cube (voir 1.9). Le diaphragme permet de ne sélectionner qu'une partie du faisceau laser et le coin de cube permet de le renvoyer vers le miroir primaire (M1) directement après le miroir de renvoi (M4). Le faisceau renvoyé après le miroir secondaire est guidé approximativement jusqu'au niveau du plan focal du système télescope. Si le spot lumineux ne rentre pas correctement dans la fibre, on règle légèrement l'inclinaison du miroir de renvoi M3. Une fois l'ensemble des réglages du lidar terminés, on finalise l'alignement du laser avec des visualisations de profils de chaque canal (programme Matlab *reglages.m*). On s'intéresse en particulier à la valeur du signal sur le canal interne Rayleigh/Mie entre 2 et 3 km. Le but étant de maximiser le signal sur cette couche en jouant sur le miroir de renvoi M3.

Le protocole de réglage du miroir M3 utilisé durant Démévap, a été amélioré durant cette thèse en installant une platine de déplacement 3 axes au niveau de la première lentille de l'afocal. En déplaçant légèrement la lentille suivant un plan perpendiculaire à l'axe optique, on modifie l'alignement du faisceau laser. La figure 1.10 illustre l'effet du décalage de la première lentille (pour une meilleure visibilité les effets sont exagérés). En haut de la figure le faisceau est tilté et ne ressort pas

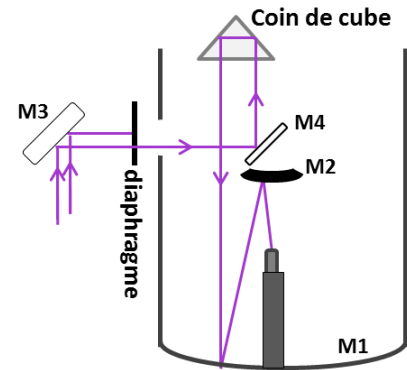


FIGURE 1.9 Réglage au coin de cube

correctement de l'afocal, en bas de la figure la première lentille a été déplacée, permettant un "recentrage" du faisceau en sortie. Une visualisation en temps réel de la valeur moyenne du signal sur la couche 2-3 km permet d'orienter le déplacement de la lentille (programme Matlab *reglages.m*, voir aussi partie 4.1.2)

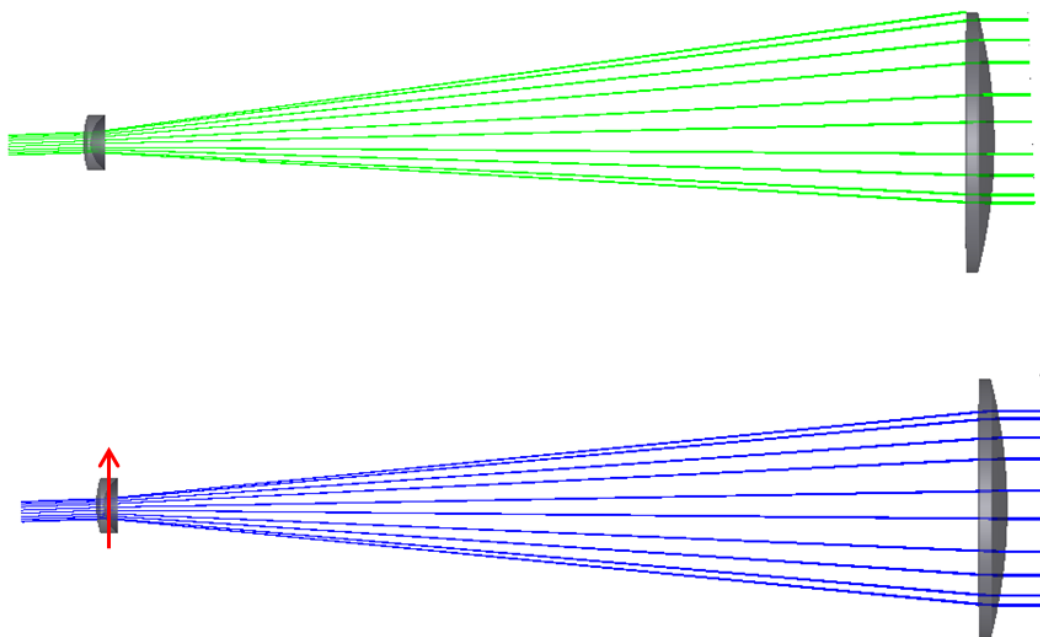


FIGURE 1.10 Schéma Zemax de l'afocal et compensation d'un tilt du faisceau par la translation de la première lentille. *Haut* Faisceau tilté qui ressort en étant coupé par la deuxième lentille. *Bas* Translation de la première lentille pour compenser l'effet du tilt.

Tirage de la fibre (Télescope) Ce réglage consiste à régler la distance entre la fibre et le miroir secondaire en utilisant les visualisations du ratio des signaux enregistrés sur les deux canaux Rayleigh/Mie. Le profil du rapport du canal interne sur le canal externe, permet de juger de la qualité du tirage de la fibre dans le télescope. En effet, l'allure de ce profil dépend du tirage de la fibre, du réglage de l'afocal et de l'alimentation du photomultiplicateur extérieur, toutes les autres variations étant compensées lors du rapport des deux signaux. Sur l'intervalle de temps pendant lequel le tirage est réglé on estime que l'alimentation du photomultiplicateur et le réglage de l'afocal ne changent pas.

Les courbes théoriques du rapport des canaux interne et externe pour différents tirages ont été évaluées par Tarniewicz et al. (2002) et sont présentées, pour la fibre de 0,4 mm, sur la figure 1.11 (une courbe représente une valeur de tirage c'est à dire une distance fibre-miroir secondaire donnée). Les courbes des autres fibres utilisées durant cette thèse sont présentées en annexe A.2.2. La courbe correspondant au tirage optimal doit atteindre l'unité le plus rapidement possible et rester constante même dans les hautes altitudes. D'après la figure 1.11 le tirage idéal semble être aux

environs de 111,25 mm. Pour des valeurs de tirage plus petites, la courbe n'atteint pas l'unité -par exemple la courbe où le tirage = 110,25 mm- une partie du signal sera donc perdu. À l'opposé, si on éloigne trop la fibre du miroir secondaire, la courbe va monter rapidement à l'unité -par exemple courbe magenta, tirage = 111,75 mm- où l'on aura un maximum de signal, mais va retomber à une certaine altitude limitant le sondage des hautes couches. Pour une fibre de plus petit diamètre l'intervalle de réglage est réduit le rendant plus difficile à ajuster et inversement pour une fibre de plus grand diamètre l'intervalle est plus large.

Sur la figure 1.12 sont montrées en exemple des courbes de tirages obtenues expérimentalement lors du réglage du tirage de la fibre 0,4 mm. On peut noter que comme prévu théoriquement, les courbes de plus court tirage "montent" moins vite. La différence entre les courbes théoriques et expérimentales s'explique d'une part par l'absence de prise en compte de l'obstruction du miroir secondaire dans les calculs théoriques et d'autre part par l'absence de correction de la transmission atmosphérique pour les courbes expérimentales. Les courbes expérimentales sont obtenues en calculant le rapport des signaux du canal interne sur le canal externe enregistrés sur des sessions de quelques minutes. Le canal externe ayant un champ plus large que le télescope ainsi qu'une surface de réception plus petite (aire de la photocathode), le signal de celui-ci est trop faible au delà de 1 km et donc l'allure de la courbe de tirage n'est plus fiable.

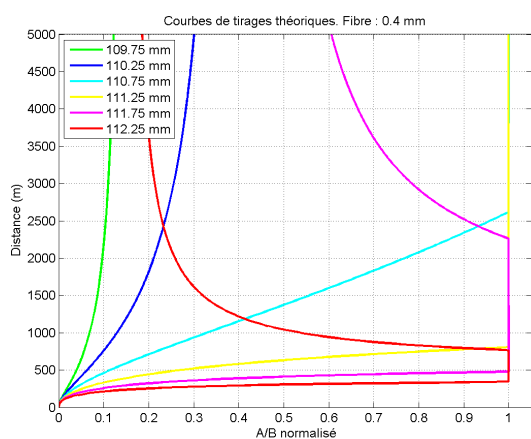


FIGURE 1.11 Courbes théoriques de tirage de la fibre dans le télescope pour différentes valeurs de réglage de la fibre (fibre 0,4 mm)

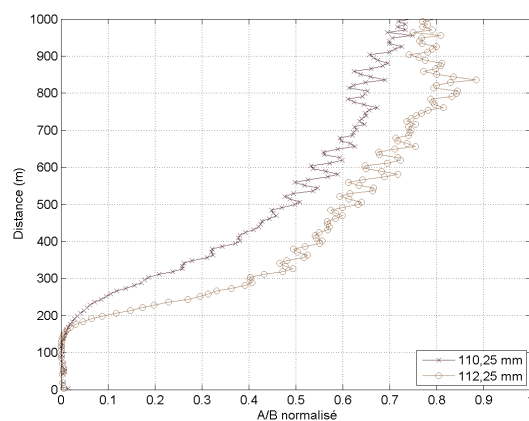


FIGURE 1.12 Courbes expérimentales de tirage de la fibre dans le télescope pour différentes valeurs de réglage de la fibre (fibre 0,4 mm)

Tirage de la fibre (Boitier) Le réglage du tirage de la fibre au niveau de l'entrée du boîtier de détection permet d'ajuster l'alignement des éléments optiques (BS, L_i) afin que le faisceau soit bien transmis intégralement jusqu'aux photomultiplicateurs. Pour cela on envoie un laser rouge (pour une meilleure compatibilité avec la longueur d'onde d'étude, on a choisi, durant cette thèse, d'effectuer ces réglages avec une LED bleue $\lambda = 468$ nm) au travers de la fibre et on visualise le faisceau le long du chemin optique. On vérifie en particulier, à l'aide d'un gabarit placé au niveau de l'entrée du photomultiplicateur, que le faisceau est correctement centré et que sa taille ne dépasse pas celle de la photocathode.

Surveillance de la stabilité des réglages Pour contrôler la stabilité des réglages du boîtier, on effectue à chaque session d'une part des séries de contrôle nommées "Calibration N_2 " et d'autre part on surveille le niveau du canal interne Rayleigh/Mie entre 2 et 3 km d'altitude.

Le principe des séries de "Calibration N_2 " consiste à retirer tous les filtres interférentiels, et à placer un filtre interférentiel correspondant à la raie Raman N_2 à l'entrée du boîtier (juste après la lentille $L1$) comme on peut le voir sur la figure 1.13. Cette technique a été proposée par [Whiteman et al. \(1992\)](#). L'énergie du laser est réduite environ aux trois quarts pour ne pas trop saturer le photomultiplicateur du canal vapeur d'eau ($\leq 1 \text{ ph.bin}^{-1}.\text{tir}^{-1}$). Le profil du rapport du signal du canal D (usuellement vapeur d'eau) sur le signal du canal C (usuellement azote), permet de calculer un coefficient d'étalonnage sur une couche donnée. Les variations de ce coefficient d'étalonnage, affranchi des variations provenant des éléments précédant le boîtier (afocal, miroirs, fibre), témoignent d'instabilités provenant des éléments présents dans le boîtier de détection après la lame séparatrice (BS2).

Le second type de vérification des réglages est le contrôle du niveau de la couche 2-3 km du canal interne en temps réel (programme *reglages.m*). Il permet d'appréhender d'éventuels désalignements du laser conduisant à des chutes du signal sur cette couche pendant l'enregistrement des profils. En cas de chute trop importante du signal, on effectue un réalignement du laser.

Les réglages présentés dans cette partie suivent l'ordre dans lequel ils apparaissent lorsque l'on "suit" le chemin du faisceau laser. En pratique, on commence par le réglage de l'alignement du boîtier, ensuite celui de l'afocal suivi du positionnement de la fibre dans le télescope. On termine par l'ajustement du tirage à l'aide des visualisations.

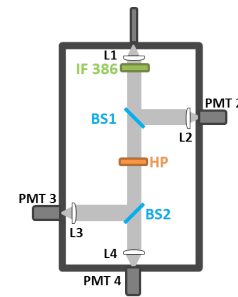


FIGURE 1.13 Boîtier de détection en configuration "Calibration N_2 "

1.3.3 Analyse des signaux mesurés

Le traitement des données Licel est effectué sous le logiciel Matlab. On présentera ici rapidement les étapes permettant de transformer les signaux bruts du Licel en profils de rapport de mélange de vapeur d'eau (des exemples de graphes correspondants à chaque niveau de traitement sont visibles en annexe B).

<i>Licel</i>		Données binaires
↓ 1	Lecture données	
<i>Niv0</i>		Canaux Rayleigh/Mie en mV Canaux Raman en $\text{ph.bin}^{-1}.\text{tir}^{-1}$
	Désaturation	
↓ 2	Correction du fond de ciel Correction dépendance en distance	
<i>Niv1</i>		
↓ 3	Intégration temporelle Intégration spatiale Correction transmission atmosphérique Étalonnage a priori	
<i>RM</i>		Profil de RMVE (g.kg^{-1})

La première étape du traitement est une simple conversion des données binaires reçues du Licel en données lisibles par le logiciel de calcul.

La seconde étape du traitement des données comprends trois parties. Tout d'abord, on "désature" le signal. En effet, dans les basses couches le signal rétro-diffusé est très important et trop de photons arrivent au même moment sur les photomultiplicateurs en comptage de photons (Raman) entraînant la saturation de ces derniers. Lors des enregistrements des "Calibrations N₂", seul le photomultiplicateur du canal vapeur d'eau est saturé -du fait de la réduction de l'énergie laser-, on peut alors, en comparant les signaux des deux canaux Raman, établir un modèle de correction de la saturation (voir annexe A.4.2.2). Dans un deuxième temps, on retire le fond de ciel (B_X) au profil. Ce signal parasite est calculé à partir du signal enregistré au dessus de 20 km que l'on interpole à partir d'un polynôme de degré 1 pour les canaux Rayleigh/Mie et Raman azote, et avec un polynôme de degré 3 pour le canal vapeur d'eau (Tarniewicz, 2006). Le choix du degré des polynômes a été établi à la suite de test re-confirmés par Bosser (2008) qui comparaient, pour différentes corrections du fond de ciel, l'adéquation d'un profil lidar avec un profil de radiosondage. En dernier lieu, on corrige le profil de sa dépendance par rapport à la distance au carré. En

effet, l'angle solide de rétrodiffusion de la couche sondée est défini par le rapport de l'aire du récepteur (téléscope) sur la distance de celui-ci avec les diffuseurs au carré ($\frac{A}{z^2}$). Cette correction n'a pas de conséquence sur le rapport de mélange puisqu'elle se compense lors du rapport des deux canaux. Cependant, elle est nécessaire lorsque l'on étudie les signaux bruts de "niveau 1".

Finalement, la dernière étape permettant l'obtention du profil de RMVE consiste en une intégration spatio-temporelle des signaux. Cette intégration est réalisée de manière à assurer un RSB supérieur à 10 sur les deux canaux Raman (Bosser, 2008). Le nombre de bin à sommer augmente avec la diminution du signal, i.e. avec l'altitude. On termine en étalonnant le profil obtenu à l'aide d'une constante a priori calculée à partir de modèles atmosphériques et de données théoriques sur les différents éléments optiques et électroniques du lidar.

1.3.4 Performances du lidar Raman IGN

Depuis le début de son développement, les performances du lidar Raman de l'IGN ont été testées durant des expérimentations mettant en jeu d'autres instruments de mesure de vapeur d'eau. Cette partie présente succinctement les différentes campagnes dans lesquelles le lidar Raman IGN a été impliqué ainsi que les évolutions de celui-ci en terme d'étalonnage.

La campagne VAPIC du printemps 2004 au SIRTa à Palaiseau avait pour but de collecter diverses variables atmosphériques provenant de différents appareils de mesures afin de réaliser une étude sur les processus atmosphériques mis en jeu dans le cycle de l'eau, la formation des nuages et les bilans d'énergie (Bock, 2006; Bosser, 2008; Champollion et al., 2009). Durant cette campagne le lidar Raman IGN³ a été mis à profit pour réaliser d'une part des mesures zénithales et d'autre part des mesures en mode suivi de satellite GPS. Le suivi des satellites se faisait à l'aide d'un bâti encombrant qui entraînait la rotation de l'ensemble du système lors des visées obliques. La présence de radiosondages a permis la validation des mesures de rapport de mélange de vapeur d'eau par lidar Raman. Trois méthodes d'étalonnage ont été testées durant cette campagne : (1) l'ajustement à un profil de rapport de mélange radiosondage, (2) l'ajustement du retard humide calculé avec le profil lidar et celui calculé grâce aux données d'un récepteur GPS et (3) l'étalonnage couplé lidar-GPS.

Les constantes d'étalonnage de cette campagne sont présentées sur la figure 1.14. Deux périodes sont à distinguer, la première les 18/05 et 19/05 pour laquelle une lame non traitée a été utilisée pour séparer les deux canaux Raman, et la seconde les 24/05 et 25/05 durant laquelle la lame a été remplacée par une lame traitée (le

3. A cette époque le lidar était équipé de filtres interférentiels larges.

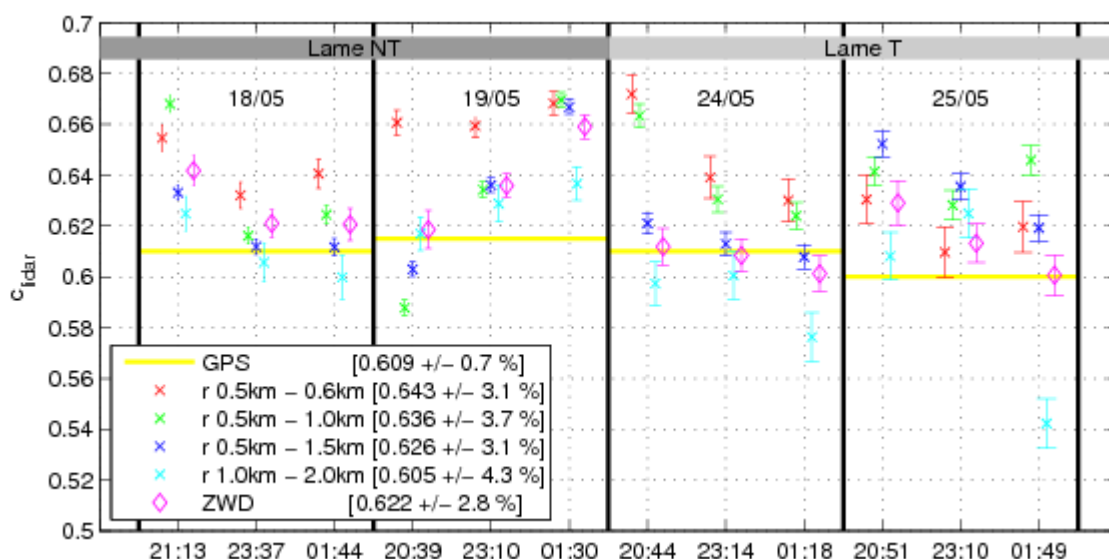


FIGURE 1.14 Constantes lidar calculées pour différentes méthodes d'étalonnage pour la campagne VAPIC en 2004. Chaque section du graphe correspond à une nuit de mesure. Trois techniques d'étalonnages sont présentées ici : ajustement avec une couche d'un radiosondage ($\times$, différentes couches testées), comparaison du retard humide lidar et GPS ($\diamond$) et étalonnage couplé lidar-GPS (traits jaunes). La légende donne les moyennes entre les différentes méthodes ainsi que les écarts-types associés.

traitement augmente la transmission vers le canal vapeur d'eau). Un ajustement de la valeur du coefficient de réflexion transmission a été réalisé dans les programmes de traitement c'est pourquoi ce changement instrumental est peu discernable sur les constantes d'étalonnage. Les résultats de cette campagne se sont montrés satisfaisant puisque la constante d'étalonnage a été estimée avec une incertitude de 3% à 4% pour les techniques classiques (comparaisons avec radiosondages et CIVE du GPS). Cette campagne a aussi montré les performances de la méthode du couplage lidar-GPS qui enregistre un écart-type inférieur à 1% (traits jaunes figure 1.14).

La campagne suivante, COPS (Convective and Orographically-induced Precipitation Study, Bhawar et al. (2011)), avait pour enjeu l'utilisation diurne du lidar Raman. Les filtres interférentiels étroits ainsi qu'une fibre de petit diamètre, permettant la réduction du champ de vue et donc du fond de ciel ont été mis en place. Les résultats d'estimation de la constante d'étalonnage ont été de moins bonne qualité que durant la campagne VAPIC (variabilité plus grande) du fait de la trop grande réduction du champ de vue.

L'avant dernière campagne fut Manitoul à l'automne 2009 à Toulouse, qui avait pour objectif d'évaluer l'impact des hétérogénéités de la répartition de la vapeur

d'eau sur la propagation des signaux GPS et DORIS et donc sur l'estimation du positionnement. Cette campagne a inauguré l'utilisation du périscope et a permis de valider le développement de la méthode d'étalonnage du lidar Raman basée sur le couplage avec le GPS (inter-étalonnage). Elle a ainsi montré la capacité de cette méthode à améliorer les estimations de positionnement.

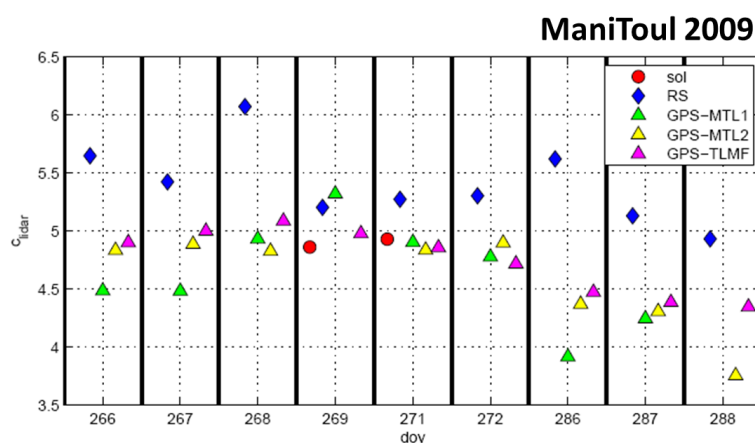


FIGURE 1.15 Constantes d'étalonnage calculées durant la campagne MANITOUL en 2009. Chaque section du graphe correspond à une nuit de mesure. Trois techniques d'étalonnages sont présentées ici : ajustement avec une couche d'un radiosondage ($\diamond$), ajustement avec une données de capteur d'humidité placé au sol ($\circ$) ou couplage lidar et GPS ($\triangle$).

La figure 1.15 présente les coefficients d'étalonnage calculés durant la campagne Manitoul pour différentes techniques, la technique de couplage lidar Raman-GPS apparaissant comme la plus stable. À la suite de cette campagne, des questions sur l'origine des variations des coefficients d'étalonnage se sont posées et comment améliorer la stabilité de ceux-ci. L'utilisation d'un capteur capacitif fixe au sol (ou sur un mât) semble être un moyen prometteur d'obtenir un coefficient d'étalonnage stable. Une nouvelle campagne, Démévap, est alors envisagée pour approfondir la méthodologie de l'étalonnage du lidar Raman.

Chapitre 2

Recherche des sources d'erreurs et d'instabilité du système durant la campagne Démévap

La campagne Démévap (DÉveloppements MÉthodologiques pour le sondage de la VAPEur d'eau dans l'atmosphère, [Bock et al. \(2013\)](#)) est la dernière campagne en date qui a impliqué le lidar Raman de l'IGN. Elle s'est déroulée à l'automne 2011 à l'Observatoire de Haute-Provence (OHP). Elle s'est étendue sur sept semaines avec une interruption des mesures durant 2 semaines. Dans cette section, un bref rappel des objectifs de campagne sera présenté, ainsi qu'un bilan des résultats obtenus sur les coefficients d'étalonnage. Pour tenter d'expliquer les problèmes observés dans les résultats, une étude approfondie des signaux absolus de chacun des canaux du lidar a été menée afin de réaliser un inventaire de l'ensemble des sources potentielles d'erreurs et d'instabilités du système.

2.1 Présentation

2.1.1 Objectifs

La campagne a été menée conjointement par l'IGN (LAREG et LOEMI), l'IPSL (LATMOS) et Météo-France (DSO/DOA et CNRM). Chaque partie avait ses propres objectifs mais des besoins en données expérimentales similaires.

L'objectif principal de Météo-France était d'évaluer la performance des radiosondes utilisées quotidiennement dans les modèles de prévision, et en particulier leur biais humides (Miloshevich et al., 2006). Du côté de l'IPSL, le souhait était de réaliser des inter-comparaisons de méthodes d'étalonnage des lidars Raman au vu d'une amélioration de la précision des lidars (précision $< 5\%$). Enfin, le but de l'IGN était de tester différentes méthodes d'étalonnage, et de comparer en particulier, la méthode d'étalonnage avec les PTU par rapport à celles utilisant les radiosondages ou les GPS. En effet, les PTU présentent des avantages par rapport aux autres instruments classiques utilisés pour l'étalonnage des lidars. Outre l'aspect économique, les radiosondes présentent l'inconvénient de dériver spatialement, alors que les PTU sont placés à un point fixe qui peut être visé facilement avec le lidar équipé du périscope permettant d'obtenir deux données réellement colocalisées. La campagne Démévap devait permettre de voir si un étalonnage réalisé en visée oblique avec une sonde PTU pouvait être transposable à un profil lidar en vertical.

Pour atteindre les objectifs fixés, un panel d'instruments a été mis en place sur le site de l'OHP : lidars, radiosondes, récepteurs GPS, spectromètres, photomètre et capteurs météorologiques (La liste détaillée et l'emplacement sur le site de la campagne des différents instruments est décrit dans l'annexe B). Les résultats montrés dans ce chapitre ne concerneront que l'étude du lidar Raman de l'IGN, le reste de la campagne se trouvant dans l'article de Bock et al. (2013).

2.1.2 Les mesures avec le lidar Raman de l'IGN

Suivant la méthode d'étalonnage et l'instrument choisis pour la comparaison, deux types de profils de rapport de mélange de vapeur d'eau ont été enregistrés avec le lidar Raman de l'IGN :

Des profils en visée oblique Deux PTU ont été installés sur deux mats à environ 12,5 et 14 m de haut situés respectivement à 90 et 180 m du lidar environ. La présence du périscope, permet l'enregistrement de profils inclinés et orientés vers ces deux PTU. On peut alors réaliser un étalonnage du profil lidar en visée

oblique. Ces mesures sont nommées "Calibrations sur PTU" (*CAL1* pour le PTU situé à 90 m et *CAL2* pour le PTU à 180 m).

Des profils en visée zénithale Pour inter-comparer et étalonner le rapport de mélange du lidar avec les autres instruments, un profil vertical "classique" est enregistré.

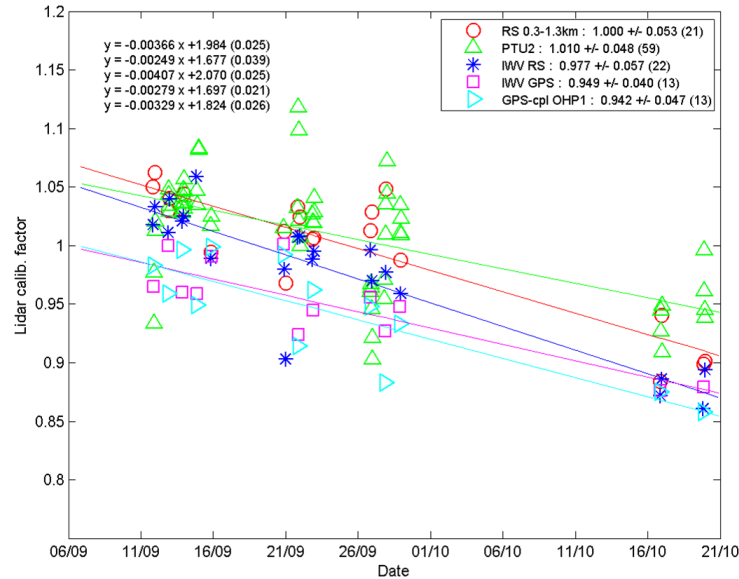
Une nuit de mesure débute et s'achève par une session de "Calibration N₂". Cette opération permet de s'assurer de la stabilité des alignements du lidar par rapport aux jours précédents mais aussi de la stabilité durant la nuit de mesure. Entre ces deux contrôles, on alterne des mesures en visées obliques et zénithales. La stabilité des réglages de la partie émission et réception est aussi contrôlée et ajustée régulièrement. En moyenne, deux radiosondages sont lancés chaque nuit.

Durant la campagne, deux incidents instrumentaux ont perturbé les mesures. Le premier correspond à la nuit du 26 septembre, durant laquelle aucune mesure n'a pu être réalisée suite à l'impossibilité de régler le lidar. La fibre a donc été démontée et remontée pour réajuster les réglages optiques du boîtier de détection. *A priori* cet incident ne devait pas engendrer trop de changements dans le fonctionnement du système. Le second incident concerne la nuit du 28 au 29 septembre, où la fibre a été endommagée par le laser. On a dû donc changer cette dernière, de diamètre 0,8 mm, par une fibre de diamètre inférieur (0,4 mm). Contrairement au premier incident on pourrait s'attendre ici à des répercussions sur les coefficients d'étalonnage.

2.1.3 Méthodes d'étalonnage testées

Présentation Quatre méthodes d'étalonnage externe ont été testées durant Démévap et consistent à calculer un facteur correctif f permettant d'ajuster la constante lidar estimée *a priori* de telle façon que $C_{lidar}^{ajuste}(z) = f \times C_{lidar}^{apriori}(z)$. $C_{lidar}^{apriori}$ est estimée à l'aide des données des fabricants des différents éléments optiques et électroniques ainsi que des modèles atmosphériques standards et intégrée lors du traitement des données lidar. La table 2.1 présente les quatre méthodes de calcul de l'étalonnage. Un coefficient est calculé pour chaque profil lidar de RMVE qui est au préalable moyenné temporellement et spatialement de manière graduelle afin de réduire le bruit, excepté pour la comparaison avec les PTU où les enregistrements sont de 5 minutes. L'intégration progressive temporelle est de 5 minutes pour les basses couches et de 20 minutes au dessus de 5 km, l'intégration temporelle est de 1 bin pour les basses couches et jusqu'à 128 bins max.

1 f_{PTU}	PTU	La constante est calculé à partir, d'une part, de la donnée de rapport de mélange du PTU situé à z et, d'autre part, la médiane du rapport de mélange donné par le profil lidar sur une couche donnée (couche colocalisée avec le PTU).
2 f_{RS}	Radiosondage sur une couche	On compare le rapport de mélange moyen sur une couche du profil de radiosondage avec celui du profil lidar sur la même couche. On choisit le radiosondage le plus proche temporellement du profil lidar.
3 f_{CIVE}	CIVE des Radiosondages et du GPS	Comparaison des contenus intégrés en vapeur d'eau calculés à partir des radiosondages et des données GPS avec celui calculé avec le profil lidar. Pour obtenir le CIVE du lidar, on complète le profil au delà de sa portée par un profil atmosphérique standard et en bas, dans sa zone aveugle, par un profil de radiosondage.
4 f_{GPS}	Couplage lidar-GPS	Méthode d'inter-étalonnage du lidar et du GPS développée par Bossert et al. (2010) .

TABLE 2.1 Les constantes d'étalonnage calculées durant Démévap**FIGURE 2.1** Évolution du coefficient d'étalonnage durant Démévap pour différentes méthodes d'étalonnage. (○) Comparaison avec une couche de radiosondage (△) Comparaison avec donnée du PTU (*) CIVE du radiosondage (□) CIVE du GPS (▷) Couplage lidar-GPS

Résultats La figure 2.1 donne l'évolution du facteur de correction ($f = \frac{C_{\text{ajuste}}^{\text{lidar}}}{C_{\text{apriori}}^{\text{lidar}}}$) pour les quatre méthodes citées ci-dessus (Profil de radiosondage sur la couche 300-1300 m/PTU à 180 m/CIVE radiosondage/CIVE GPS/Couplage lidar-GPS). Dans la suite, on appellera coefficient d'étalonnage le facteur de correction.

Les coefficients calculés avoisinent l'unité, ce qui signifie que le coefficient *a priori* est proche de la réalité. Cependant, trois types de variations viennent altérer les résultats :

- On identifie clairement une dérive tout au long de la campagne et pour toutes les méthodes. Elle représente une réduction moyenne de 15% sur les 45 jours de campagne. Cette variation affectant de manière similaire toutes les méthodes, on peut l'attribuer à un problème au niveau du lidar.
- On observe une dispersion moyenne de 5% pour chaque méthode prise indépendamment des autres.
- L'écart sur l'estimation moyenne du coefficient d'étalonnage entre deux méthodes peut atteindre 7%.

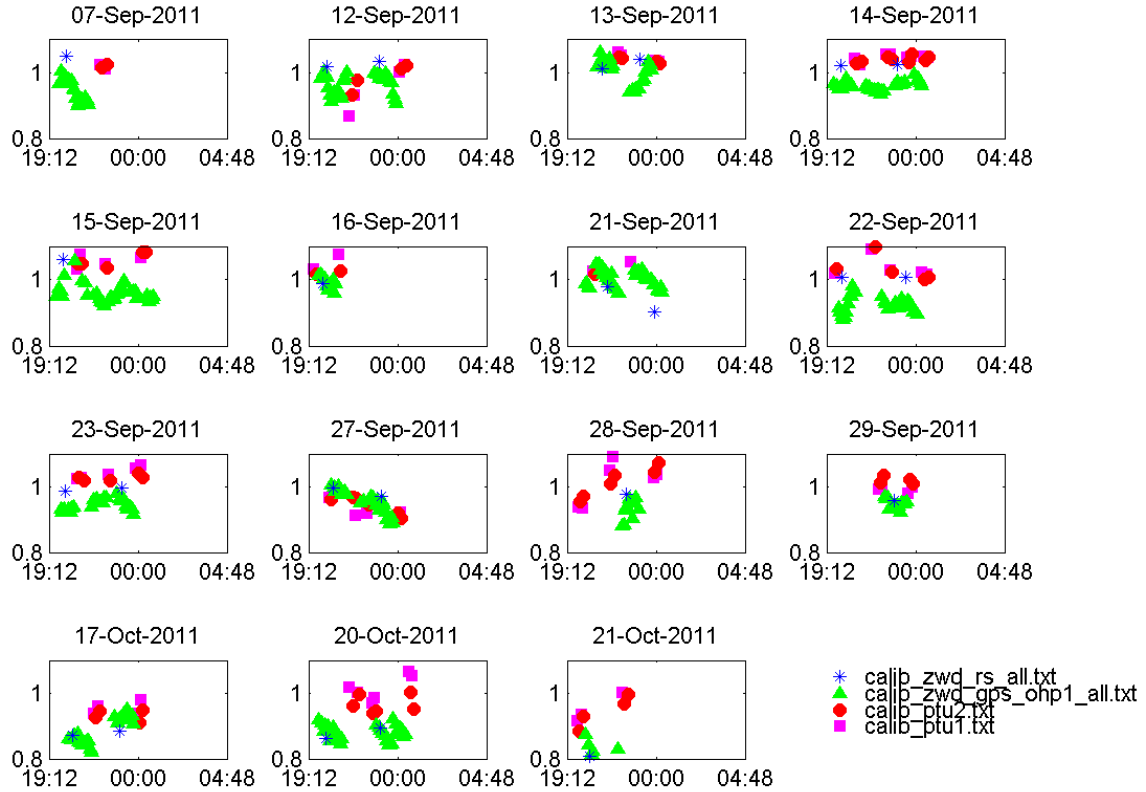


FIGURE 2.2 Évolution des coefficients d'étalonnage H₂O nuit par nuit pour différentes méthodes d'étalonnage (Démévap). (*) CIVE radiosondages (△) CIVE GPS (○,□) PTU 1 et 2

La figure 2.2 montre les coefficients d'étalonnage obtenus durant la campagne nuit par nuit pour toutes les techniques. Cette figure permet d'illustrer les variations ayant lieu à court terme. On remarque en particulier les coefficients d'étalonnage du GPS haute résolution à 5 minutes (variations rapides), qui décrivent des fluctuations importantes ($\approx 10\%$) au cours d'une nuit. Les biais entre techniques d'étalonnage sont marqués, par exemple entre GPS et PTU 1 ou 2 pour les nuits du 14, 15, 22 ou 28 septembre. En outre, pour une même technique, l'étalonnage sur PTU, deux matériels identiques peuvent montrer des désaccords, comme on peut le voir la nuit du 20 octobre entre le PTU1 et le PTU2.

	Mean C	Std C	a	b	a*45	Std C0	NP
Méthode 1 (données PTU)							
PTU1	1.017	0.053	-0.00188	1.522	-0.085	0.049	58
PTU2	1.010	0.048	-0.00249	1.677	-0.112	0.039	59
Méthode 2 (couche d'un radiosondage)							
RS (0.3–1.3 km)	1.000	0.053	-0.00366	1.984	-0.164	0.025	21
RS (1.3–2.3 km)	0.977	0.094	-0.00384	2.011	-0.173	0.080	21
Méthode 3 (CIVE radiosondage (RS) ou GPS))							
CIVE RS daily	0.980	0.054	-0.00411	2.083	-0.185	0.021	13
CIVE RS all	0.977	0.057	-0.00407	2.070	-0.183	0.025	22
CIVE GPS No1	0.949	0.040	-0.00279	1.697	-0.126	0.021	13
CIVE GPS No2	0.945	0.043	-0.00313	1.785	-0.141	0.020	13
CIVE GPS No3	0.943	0.043	-0.00325	1.815	-0.146	0.017	13
CIVE GPS No4	0.938	0.041	-0.00306	1.759	-0.138	0.017	13
CIVE GPS No5	0.958	0.053	-0.00378	1.972	-0.170	0.026	13
<i>CIVE GPS mean</i>	<i>0.947</i>	<i>0.044</i>	<i>-0.00320</i>	<i>1.806</i>	<i>-0.144</i>	<i>0.020</i>	
Méthode 4 (couplage lidar–GPS)							
GPS–cpl No1	0.942	0.047	-0.00329	1.824	-0.148	0.026	13
GPS–cpl No2	0.932	0.066	-0.00384	1.962	-0.173	0.046	13
GPS–cpl No3	0.949	0.058	-0.00401	2.026	-0.181	0.031	13
GPS–cpl No4	0.934	0.047	-0.00350	1.873	-0.158	0.020	13
GPS–cpl No5	0.941	0.056	-0.00369	1.930	-0.166	0.033	13
<i>GPS–cpl mean</i>	<i>0.940</i>	<i>0.055</i>	<i>-0.00367</i>	<i>1.923</i>	<i>-0.165</i>	<i>0.031</i>	

TABLE 2.2 Comparaison des coefficients lidar calculés à partie des quatre méthodes décrites dans cette section. Pour chaque méthode est indiquée la moyenne (Mean C) et l'écart type (Std C) de l'ensemble des coefficients d'étalonnage. a et b sont les paramètres de l'interpolation linéaire ($y = ax + b$) de chaque méthode, x étant le jour de l'année. La dérive sur les 45 jours de campagne est donnée par la colonne a*45. Std C0 est l'écart-type recalculé après retrait de la tendance linéaire. Enfin, NP est le nombre de points utilisés pour le calcul. Tableau tiré de l'article [Bock et al. \(2013\)](#)

Le tableau 2.2 ci-dessus est un résumé de l'ensemble des coefficients d'étalonnage calculés d'après les quatre méthodes présentées précédemment. On retrouve les biais entre les différentes méthodes vus sur les figures 2.1 et 2.2 : la méthode 3 (CIVE GPS) et la méthode 1 (PTU) ont un biais d'environ 7%. De même, les différences de matériel entraînent de légères fluctuation au sein d'une même méthode (voir méthode 1, 3 et

4). En outre, pour être fiable, le coefficient d'étalonnage doit être une constante sur l'ensemble du profil. Or, si l'on compare les moyennes des coefficients d'étalonnage obtenus avec la méthode 2 pour les deux couches testées, on note un biais de l'ordre de 2%.

Initialement, les constantes d'étalonnage associées aux PTU étaient attendues comme meilleures comparées à celles des autres méthodes (voir tableau 2.2). Finalement, la précision obtenue est similaire aux autres méthodes. On explique ceci par la présence de parasites dans les très basses couches du profil lidar qui ne permettent pas d'obtenir une valeur de rapport de mélange lidar à la distance où est situé le PTU (voir figure 2.3 et Pipis (2012)). En effet ces parasites, probablement d'origine électrique, se matérialisent par la présence d'un pic au tout début du profil rendant la valeur de rapport de mélange lidar complètement irréaliste.

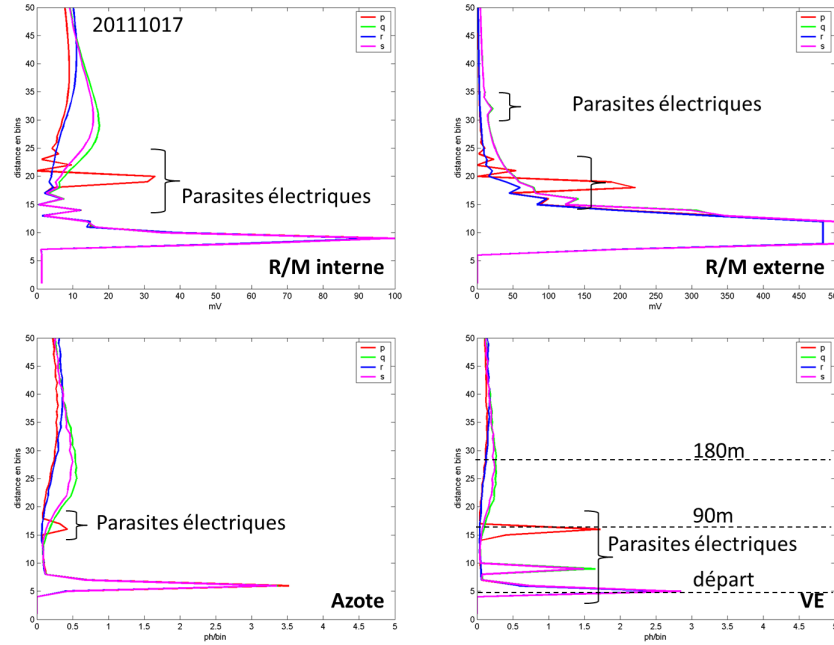


FIGURE 2.3 Exemple des parasites observés sur les quatre canaux, pour des profils *en visée oblique* durant Démévap. De gauche à droite et de haut en bas : Rayleigh/Mie interne, Rayleigh/Mie externe, Raman Azote, Raman vapeur d'eau. On notera en particulier la présence du parasite à 90 m sur le canal vapeur d'eau, distance à laquelle se trouve le PTU 1.

Le travail présenté dans cette partie consiste à tenter de déterminer les causes des dérives, biais et dispersions observés dans les constantes d'étalonnage. Pour cela, dans un premier temps, on étudiera les signaux bruts afin d'évaluer les différents facteurs de variations. Ensuite, on s'intéressera aux rapports de ces signaux dans le but de tirer des conclusions sur l'origine des problèmes de stabilité du lidar.

2.2 Impact des réglages sur les signaux mesurés

2.2.1 Signaux et réglages

Dans un premier temps, les signaux de chaque canal ont été examinés individuellement en parallèle avec les différents réglages et changement d'instrumentation. On utilise les signaux bruts des séries en visée zénithale. Le traitement des signaux est limité à la désaturation des bases couches, la correction de la dépendance en température (voir 3.1) et la correction du fond de ciel. Le profil de température est donné par le radiosondage le plus proche temporellement du profil lidar. De plus, les signaux Raman sont normalisés par le nombre de molécules contenues dans la couche (d'eau et d'azote respectivement à leur canal) calculé à partir des valeurs de pression, température et humidité relative des radiosondages disponibles chaque nuit.

Les variations de la moyenne du signal sur une couche d'environ 1 km située à 1 km du niveau de la mer (ici entre 317 et 1317 m par rapport au lidar) sont présentées sur la figure 2.4. Les modifications dans les réglages ainsi que l'énergie laser sont montrés sur la figure 2.5. Les deux barres verticales correspondent respectivement à un démontage/remontage complet du système et au changement de la fibre optique. Sur les figures 2.4 et 2.5 les axes des abscisses ne sont pas linéaires, un point correspond à un profil lidar (l'abscisse donne le jour du mois de septembre ou d'octobre et la lettre de la série). Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type des moyennes sur 400 tirs et sur la couche étudiée.

Concernant les variations des signaux, il est à noter que le canal Rayleigh/Mie externe (deuxième graphe) fonctionne à une tension de 750 V, contrairement aux trois canaux internes qui fonctionnent à 850 V. En outre, les points manquants sur le graphe du canal externe, correspondent à des séries où l'impact de la valeur de la tension a été testée et donc n'est plus à 750 V, elles ont donc été retirées pour plus de visibilité.

Les valeurs de réglages sont celles relevées dans le cahier de campagne tenu en temps réel durant chaque nuit de mesure. Une modification du montage de l'afocal a eu lieu lors du premier incident instrumental qui a entraîné un repositionnement de la lentille convergente. Après cette date les valeurs de l'afocal ont été recalculées de manière à être comparables aux précédentes, cependant il faudra rester vigilant lors des interprétations. Comme précisé plus haut, on ne présente ici que les séries en visée zénithale pour l'obtention d'un profil de rapport de mélange. Il est donc possible qu'entre deux séries où les réglages apparaissent comme identiques, qu'il y ait eu des tests effectués avec modification des réglages.

Les raisons des multiples changements de réglages présentés ici sont dues d'une part au protocole imparfait de réglage de l'afocal, et d'autre part à l'incertitude sur le

réglage du tirage. En outre, le réglage de l'alignement du faisceau à l'aide du miroir de renvoi M3 -n'apparaissant pas ici car difficilement quantifiable- est à considérer lors de l'étude des variations des signaux.

Remarques d'ordre général

On peut remarquer une baisse globale des signaux sur tous les canaux tout au long de la campagne. Les variations des signaux des trois canaux internes sont fortement corrélées, et ils enregistrent une chute d'environ 75% entre le début et la fin de la campagne (12/09 - 21/10). Si l'on ne considère que la première partie de Démévap (07/09-23/09), la chute n'est que d'environ 25%. Le canal externe enregistre lui aussi une baisse globale d'environ 45% de son niveau sur l'ensemble de la campagne. On a vérifié que cette baisse n'était pas liée à un changement dans le contenu en aérosols à partir des profils enregistrés sur le canal Rayleigh/Mie interne (voir annexe [A.4.2.1](#)) ainsi que les données issues du spectromètre solaire. Le premier problème matériel est bien visible sur les signaux par une rupture correspondant à une chute de 60% du signal. On va donc essayer de relier les différentes modifications de réglages à des variations de signaux.

Impact de l'énergie laser

On a d'abord vérifié si une éventuelle chute de l'énergie laser ne pouvait pas être reliée à la chute des signaux absolus. La stabilité de l'énergie en sortie est contrôlée durant les sessions de mesures grâce au prélèvement d'une partie du faisceau (environ 1%) au niveau de l'afocal. comme on peut le voir sur la figure [2.5](#), sur toute la campagne Démévap, la stabilité moyenne de l'énergie laser oscille entre 0,95 mJ et 1,05 mJ, soit une instabilité d'environ $\pm 5\%$ ce qui est peu. À l'échelle d'une série de mesure (durant au maximum 2h), l'écart type est mesuré à 4%. La température du camion, mesurée au niveau du boîtier de détection est stable et ne semble pas être corrélée être liée avec les fluctuations du laser tant sur du long que sur du court terme.

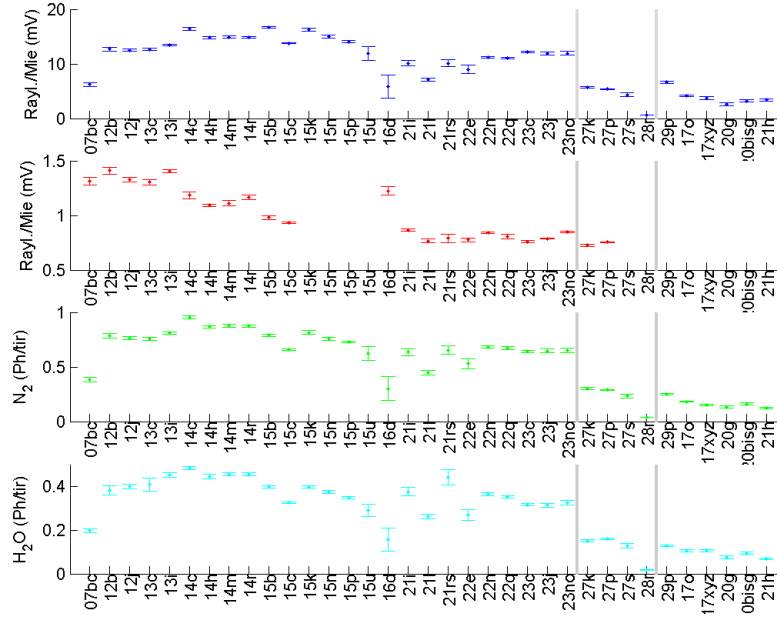


FIGURE 2.4 Évolution des signaux corrigés des quatre canaux du lidar IGN durant la campagne Démévap, sur la couche d'altitude 317-1317 m. L'axe des abscisses n'est pas linéaire, les séries sont données dans l'ordre où elles ont été enregistrées. De haut en bas : Rayleigh/Mie interne, Rayleigh/Mie externe, Raman Azote et Raman Vapeur d'eau.

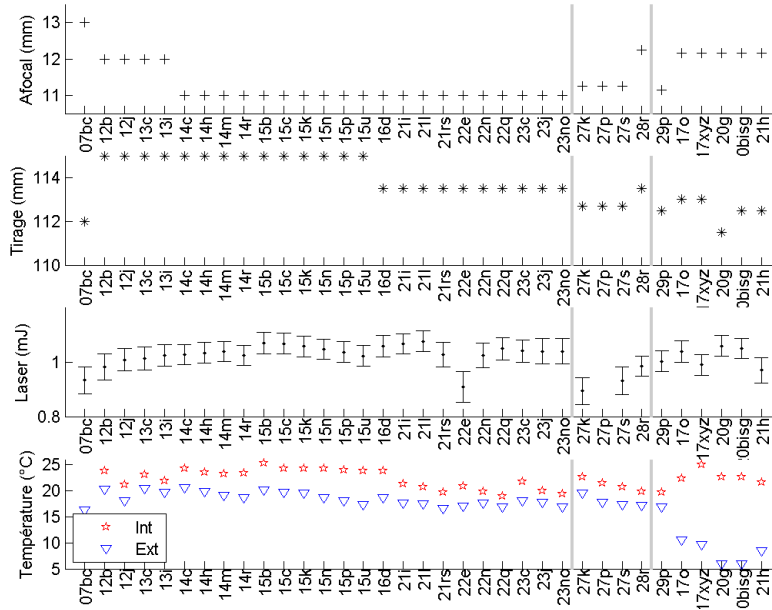


FIGURE 2.5 Évolution des réglages de l'afocal et du tirage de la fibre dans le télescope ainsi que de l'énergie laser et de la température dans le camion et à l'extérieur durant la campagne Démévap. L'axe des abscisses n'est pas linéaire, les séries sont données dans l'ordre où elles ont été enregistrées.

Impact des réglages

Contrairement aux variations d'énergie laser, on peut en général faire correspondre un changement de niveau du signal avec un changement dans les réglages de l'afocal et du tirage de la fibre.

- **07/09(bc)–12/09(b)** : Forte augmentation du signal entre ces deux jours, que l'on peut directement relier à un mauvais réglage du tirage et de l'afocal qui a été rectifié.
- **13/09–14/09** : Augmentation du signal entre le 13/09 et le 14/09 pourrait s'expliquer par le réajustement du réglage de l'afocal.
- **16/09(d)** : Durant la nuit du 16 septembre seule une série H_2O a été enregistrée et la moyenne du signal est faible comparée aux séries précédentes et suivantes. Une chute du signal est notée sur les canaux pendant l'heure qu'a duré l'enregistrement. Cette chute n'est pas liée à l'énergie laser mais à un désalignement du faisceau qui a été réajusté entre le 16/09 et le 21/09. En outre, le changement du tirage pourrait expliquer pourquoi on n'arrive pas à revenir aux niveaux de signaux observés avant le 16/09 sur A et C.
- **23/09–27/09** : Le démontage et remontage du système a entraîné des modifications dans les réglages et une diminution des signaux des canaux internes de l'ordre de 60% difficilement explicable. En revanche on notera que le changement de la fibre (**27/09–29/09**) n'entraîne aucun changement dans le niveau du signal.
- **28/09** : Outre les changements dans les réglages, il est à noter que la nuit du 28/09 a été réalisée avec une fibre altérée, ce qui pourrait expliquer la rupture dans le niveau des signaux.

En règle générale la réduction du tirage (fibre plus proche du miroir secondaire du télescope) a entraîné une diminution du signal et une réduction de l'afocal (rapprochement des deux lentilles) a conduit à une augmentation du signal.

Concernant les variations du canal externe, seuls des changements au niveau de la composition atmosphérique pourraient expliquer la diminution du signal.

L'hypothèse des variations laser a été écartée car elle ne présentait pas de corrélation avec les signaux individuels. La chute des signaux absolus peut difficilement être reliée aux variations du coefficient d'étalonnage, étant donné que celui-ci est un rapport des signaux absolus du canal vapeur d'eau et du canal azote les variations individuelles pourraient se compenser en partie. En revanche, la chute des signaux absolus a des conséquences sur le rapport signal à bruit qui va diminuer en conséquence. L'étude des signaux bruts de Démévap nous a montré que des changements de réglages trop fréquents semblent entraîner de nombreuses instabilités. Il paraît donc judicieux d'une part d'améliorer les protocoles et d'autre part de maintenir, après mise au point, les réglages inchangés -en particulier l'afocal et le tirage- durant

toute la durée de la campagne. Ceci sera mis en œuvre pour la campagne réalisée à Saint-Mandé en 2015.

2.2.2 Calibration N_2

Pour contrôler la stabilité de la partie optique et électronique du système lidar (partie correspondant au boîtier de détection), le test des "Calibrations N_2 " a donc été effectué en début et en fin de chaque nuit durant la campagne Démévap. Sur la figure 2.6 sont présentés les coefficients d'étalonnage de la partie opto-électronique du système pour la campagne Démévap. La tendance globale de variation des coefficients est fortement anti-corrélée avec celle observée pour les coefficients d'étalonnage vus en figure 2.1. Si l'on corrige les coefficients d'étalonnage de la tendance linéaire observée pour les Calibrations N_2 , la tendance s'en trouve réduite (voir figure 2.7). De plus, le rapport de l'écart-type sur la moyenne qui était de l'ordre de 4 à 6% avant la correction, tombe entre 2 et 4% après correction.

La barre verticale rouge de la figure 2.6 correspond au remplacement de la fibre après l'incident. Le coefficient de "Calibration N_2 calculé durant la nuit où la fibre a été endommagée (28/09–29/09), a été retiré.

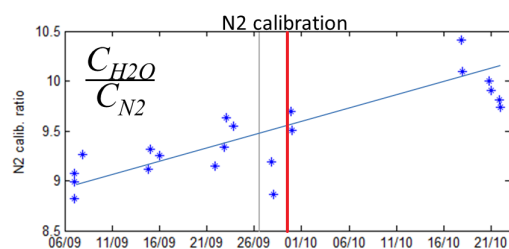


FIGURE 2.6 Évolution du coefficient d'étalonnage associé aux tests de Calibration N_2

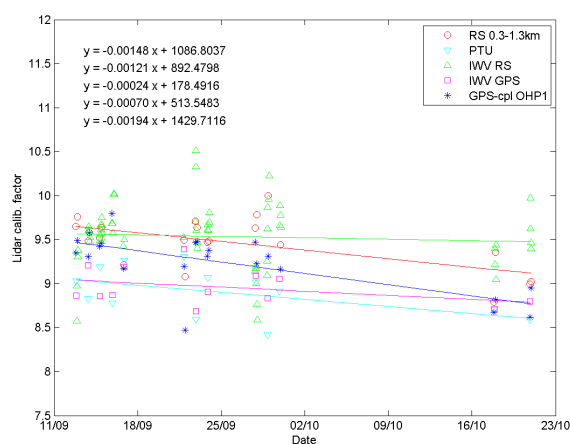


FIGURE 2.7 Évolution du coefficient d'étalonnage durant Démévap corrigé d'après la tendance du coefficient de calibration N_2

2.2.3 Variations à court terme des signaux

Comme on l'a vu précédemment (figure 2.4), l'évolution moyenne des signaux tout au long de la campagne ne présente pas de corrélation avec l'énergie du laser qui elle, est stable. À l'échelle d'une série, i.e. un enregistrement d'un profil de rapport de mélange, on a relevé des allures dans les signaux qui sont difficilement explicables. Les séries présentées ici en exemple sont les variations des signaux absolus des quatre canaux du système lidar sur la couche d'altitude 317-1317 m.

2.2.3.1 Ruptures

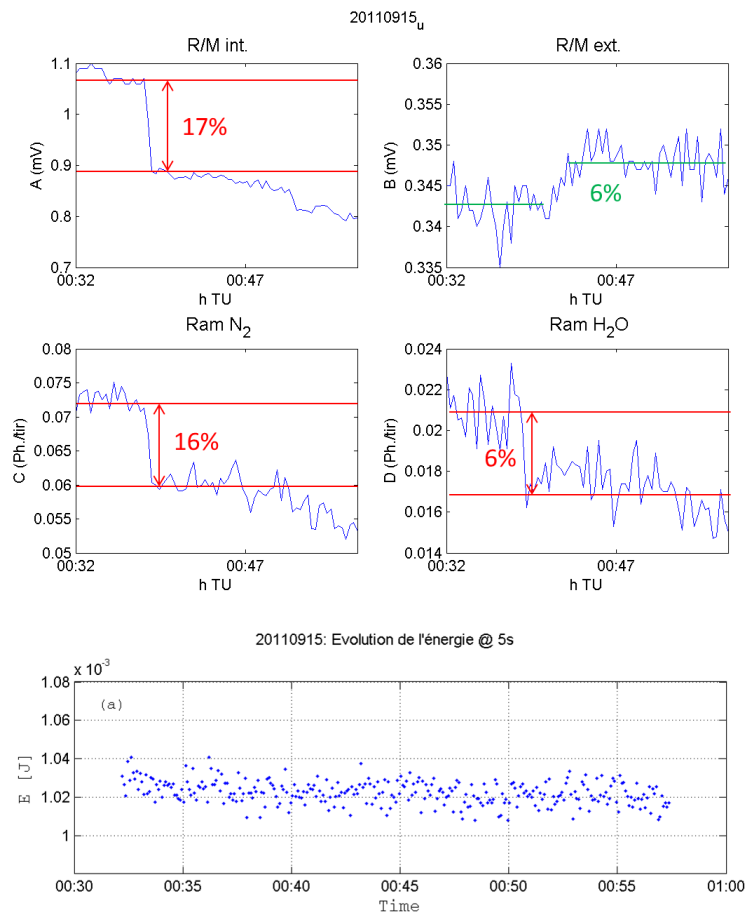


FIGURE 2.8 Série 20110915u - Exemple de rupture sur les canaux internes. *Haut* : Signaux sur les différents canaux *Bas* : Évolution de l'énergie laser

La figure 2.8 présente un exemple de série durant laquelle on observe une rupture

significative dans les signaux des canaux internes 5 min après le début de l'enregistrement. Cette rupture est suivie d'une chute d'environ 10% du signal sur les 20 dernières minutes. L'évolution de l'énergie laser n'apporte pas de preuves d'un problème au niveau du laser étant donné la stabilité de celui-ci, et cela est confirmé par l'absence de rupture sur le canal externe.

2.2.3.2 Chutes de signal

Sur plusieurs enregistrements une baisse très significative des signaux des canaux internes a été notée sans qu'elle soit accompagnée de baisse de l'énergie laser.

La figure 2.9 propose une première illustration de ce phénomène. On observe cette forte chute du signal sur les canaux internes sans que l'énergie laser ne diminue. En comparaison le canal externe augmente de 7%.

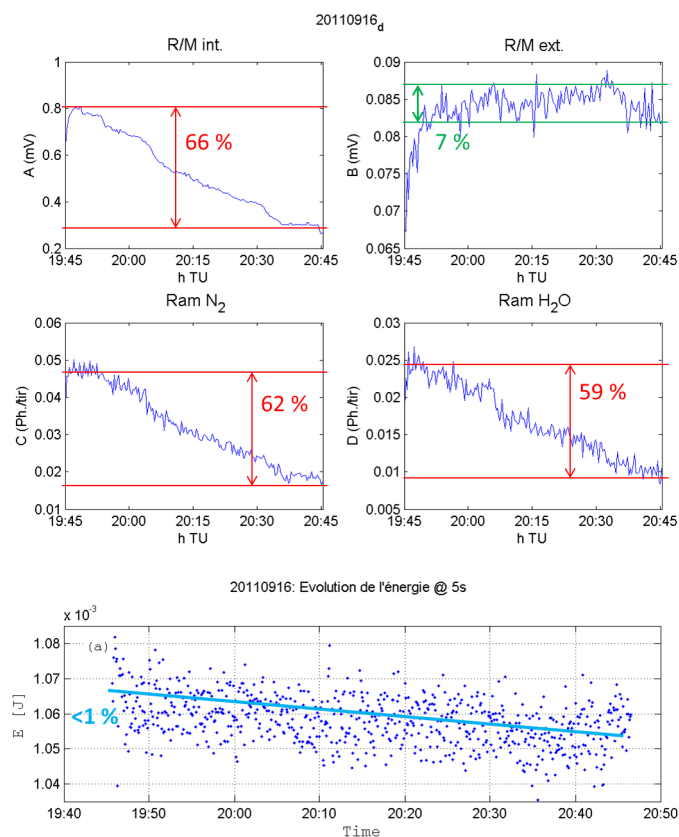


FIGURE 2.9 Série 20110916d - Exemple de chute de signal sur les canaux internes. *Haut* : Signaux sur les différents canaux *Bas* : Évolution de l'énergie laser

La figure 2.10 est un autre exemple d'une chute de signal sur les canaux internes. Comme on peut le voir les signaux chutent doucement jusqu'à 23h15 puis continuent de diminuer de manière plus intense après. Si l'on s'intéresse à l'énergie laser, on note une légère diminution jusqu'à 23h30 puis une augmentation plus marquée ensuite. L'évolution de l'énergie laser et des signaux des canaux internes ne sont pas liés : le point d'inflexion de leur variation est décalé et, dans la seconde partie de la série les variations sont même inversées. On peut quand même remarquer que les variations du canal externe sont très corrélées avec celles de l'énergie laser. Les valeurs d'énergie laser faibles vers 23h20 ne semblent pas avoir eu d'impact significatif sur les signaux des différents canaux.

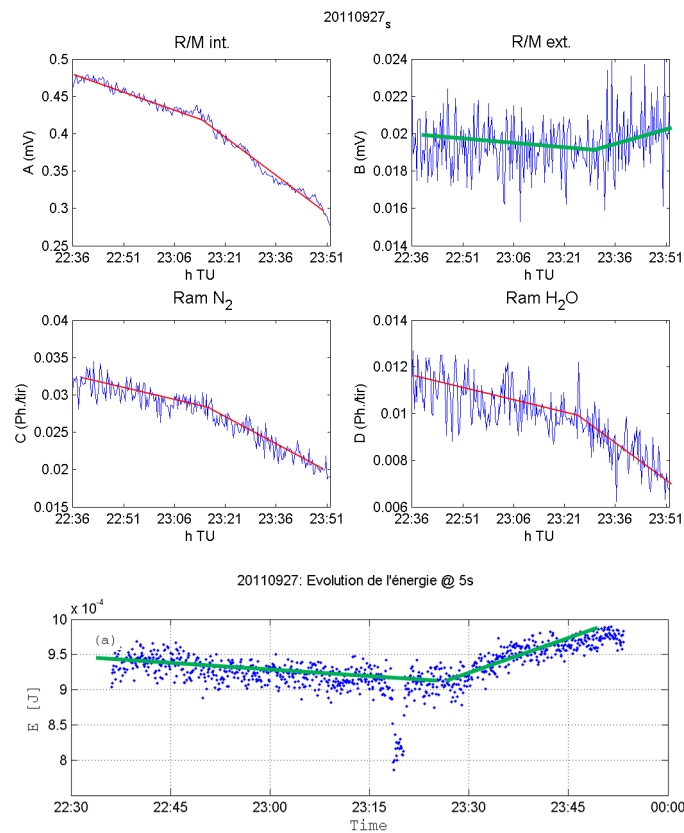


FIGURE 2.10 Série 20110927s - Exemple de chute de signal sur les canaux internes. *Haut* : Signaux sur les différents canaux *Bas* : Évolution de l'énergie laser

2.2.3.3 Interprétation

Les variations des signaux absolus observés posent problème par rapport à la quantité de signal transmis. En effet, une baisse des signaux absolus impacte directement le RSB et donc la qualité des mesures de rapport de mélange. On tentera ici de donner une explication pour les phénomènes précédemment observés.

On soupçonne un problème causé par une dérive de pointage du laser. Cette dérive pourrait être causée d'une part par les instabilités du laser (*beam jitter* et *beam wandering* voir 1.3.2) et d'autre part par la déformation du banc optique. Ces deux phénomènes pourraient provoquer un déplacement de l'axe optique du laser par rapport à celui du télescope (figure 2.11) et donc du spot image au niveau de l'entrée de la fibre (figure 2.12). À partir d'une certaine valeur de désaxement, une partie du spot pourrait sortir de la fibre et conduire à une perte de signal sur les signaux absolus.

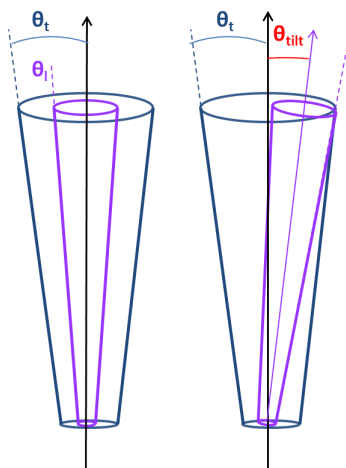


FIGURE 2.11 Tilt de l'axe du faisceau laser par rapport à l'axe optique du télescope

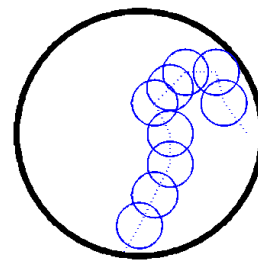


FIGURE 2.12 Effet du dépointage laser sur l'entrée de la fibre

On va supposer une modélisation conique du faisceau laser. Celui-ci, à cause de la diffraction, ne peut pas être modélisé comme un faisceau de rayons parallèles en sortie de l'afocal. L'hypothèse du faisceau gaussien est négligée et on considère que le faisceau a une divergence de $\theta_e = 0,25$ mrad en entrée. On estime de plus que la dilatation thermique du banc optique supportant l'ensemble Laser/Afocal/miroir de renvoi (M3) est de l'ordre de 10^{-5} K^{-1} .

Afocal bien réglé. On évalue qu'au mieux la divergence en sortie est de 0,03 mrad, ce qui correspond à la divergence en entrée divisée par le grandissement de l'afocal. Si l'on considère le rayon extrême du faisceau laser, celui-ci sort du

champ du télescope (θ_t) pour un tilt du rayon central du faisceau de $\theta_{tilt} = (\theta_t - 0.03)$ mrad. Pour une fibre de 0,4 mm -respectivement 0,8 mm-, cela représente un tilt de 0,25 mrad -respectivement 0,53 mrad- en sortie de l'afocal.

- Si le tilt est introduit par une dilatation thermique après l'afocal, et que l'on considère une distance d'environ 50 cm entre la sortie de l'afocal et le miroir de renvoi au niveau du télescope (M4) alors la dilatation du banc doit être de 0,5 mm -respectivement 1,06 mm- pour expliquer un tel désaxement. Soit une variation de température de l'ordre de plus de 50°C.
- Si le faisceau est tilté en amont de l'afocal, on doit prendre en compte sa réduction lors du passage au travers de l'afocal. Par calcul matriciel, on détermine le tilt, auquel doit être soumis le faisceau laser en entrée, à partir duquel le rayon externe du faisceau sort du champ du télescope. On trouve alors un tilt d'environ 2,4 mrad pour la fibre de 0,4 mm (et 4,7 mrad pour la fibre de 0,8 mm). La dérive intrinsèque du laser (*beam jitter* and *wandering*) ne peut pas à elle seule expliquer le désaxement. La taille du bloc laser étant d'environ 1 m, il faudrait une dilataion thermique de quelques milimètre pour expliquer un tel phénomène.

Afocal mal réglé. Si par exemple l'afocal est à -0,5 mm de sa position dite "idéale", il ne suffira plus que d'un tilt d'environ 1 mrad en entrée pour que le faisceau laser sorte du champ du télescope (avec la fibre de 0,4 mm). Ou bien d'un tilt de l'ordre de 0,1 mrad introduit après l'afocal (0,2 mm par dilatation thermique).

L'évaluation de l'amplitude des phénomènes qui pourraient expliquer les baisses des signaux observés durant Démévap est rendue difficile par le nombre d'hypothèses qui doivent être faites. Cependant, on note que le réglage de l'afocal doit être ajusté avec une très bonne précision. Lors de l'ajustement avec le gabarit, si on fait une erreur de lecture de 1/10ème sur le rayon du faisceau à 10 m de la sortie de l'afocal, cela conduit à une augmentation de 0,5 mrad de l'angle de sortie ($\frac{0,1R}{10}$ avec $R \approx 5$ cm).

2.3 Liste des sources d'erreurs et d'instabilités de l'étalonnage

Dans cette partie, on s'est efforcés d'expliquer les variations des coefficients d'étalonnage observées durant Démévap. L'étude des signaux absolus n'a pas permis d'éclaircir les causes des variations différentielles entre les deux canaux Raman. Cependant, elle a souligné l'importance de la mise au point de protocoles de réglages fiables au moins sur le temps d'une campagne. Les "Calibrations N₂" permettent quant à elles d'orienter en priorités nos recherches vers le système de détection du système. La liste présentée ci-dessous retrace l'ensemble des hypothèses émises à la

suite de la campagne Démévap afin de guider la recherche de l'amélioration du système. Outre ces problèmes constatés durant la campagne, d'autres sources possibles d'erreurs et d'instabilités n'ont pas encore été étudiées pour le système lidar de l'IGN. Inspirées de travaux sur d'autres systèmes lidar, il nous a paru pertinent de les lister ici.

- *Étude des dépendances en température* Entre les premières nuits de mesures Démévap et la fin de la campagne, 1 mois et demi s'est écoulé et les températures de l'air ont diminué. La dépendance en température des spectres Raman induite par l'utilisation de filtres interférentiels étroits est un problème déjà relevé sur d'autres systèmes (Sherlock et al., 1999b; Whiteman, 2003a) mais qui n'a pas encore été examiné pour le lidar de l'IGN. Quels sont les effets de cette dépendance sur notre système et comment la corriger ? Doit-on revenir à des filtres larges pour éviter cette correction ?
- *Impact des réglages sur l'étalonnage* On a montré précédemment la sensibilité des différents réglages du système ainsi que les instabilités observées durant Démévap. Comment peut-on relier les erreurs dans les réglages avec des variations de la constante d'étalonnage et comment contrôler leur stabilité pendant l'enregistrement de profils de vapeur d'eau atmosphérique ? Quels sont les réglages ayant le plus d'impact sur le coefficient d'étalonnage ?
- *Autres sources instrumentales d'erreurs et d'instabilité*
 - On soupçonne des instabilités au niveau du gain des photomultiplicateurs ainsi que des erreurs introduites par le comptage de photon. Quels sont leurs effets sur le coefficient d'étalonnage ?
 - La fluorescence de la fibre est un phénomène d'absorption et de ré-émission du signal élastique en signal de plus grande longueur d'onde. Il a été montré que ce phénomène engendrait un biais humide systématique dans les mesures de vapeur d'eau, mais que l'utilisation de fibre enrichies en OH réduisait la contribution de la fluorescence d'un facteur 10 (Sherlock et al., 1999a). Le système de l'IGN est pourvu de ce type de fibres, mais une vérification expérimentale du niveau de la fluorescence de la fibre pourrait être judicieux.
 - La présence de parasites dans les très basses couches durant Démévap a perturbé les calculs du coefficient d'étalonnage avec les PTU (Pipis, 2012). Probablement d'origine électro-magnétique, les identifier précisément permettrait de les mitiger.
- *Traitements des données lidar* La correction du fond de ciel appliquée est différentes sur les deux canaux Raman (voir section 1.3.3). Cette approche est difficilement explicable physiquement. *A priori* le fond de ciel devrait être constant, mais comment le démontrer ?
- *Erreurs liées à la variabilité atmosphérique*
 - Quelles sont les influences des deux autres formes de l'eau (liquide et glace) ? La mesure des nuages d'eau liquide a déjà été traitée par quelques auteurs

(Whiteman and Melfi, 1999; Rizi et al., 2004) qui montrent que le spectre de l'eau liquide se superpose à celui de la vapeur d'eau. L'utilisation de filtres étroits semblent limiter le problème mais pas l'éliminer. Les données de Démévap sont enregistrées uniquement en conditions de ciel clair, c'est-à-dire sans nuage bas (clair jusqu'à 6-7 km). Des cirrus fins peuvent être présents au-delà et perturber le profil mais ne devraient pas impacter l'étalonnage qui est calculé sur un intervalle d'altitudes plus basses.

- Les mesures d'aérosols durant Démévap n'ont pas pu être réellement exploitées car elles ont été réalisées de jour. Cependant, il pourrait être intéressant d'estimer l'impact de la variabilité des aérosol sur les coefficients de transmission atmosphérique qui sont directement reliés au coefficient d'étalonnage du lidar.

Chapitre 3

Étude et réduction des sources d'erreurs et d'instabilités de l'étalonnage du lidar Raman de l'IGN

Les résultats de la campagne Démévap ont montré des problèmes au niveau du système entraînant une instabilité de l'étalonnage du système. La campagne s'étalant sur quasiment deux mois d'automne, la température de l'air chute. C'est pourquoi, dans un premier temps, une dépendance en température a été considérée pour expliquer les variations des coefficients d'étalonnage. Nous nous sommes ensuite concentrés sur la partie optique du boîtier de détection d'où semble provenir une grande partie des variations. Dans une troisième section, les instabilités et bruits des détecteurs seront étudiés afin d'évaluer leur éventuel impact sur le coefficient d'étalonnage.

3.1 Dépendance en température des sections efficaces Raman

Les variations du coefficient d'étalonnage enregistrées durant Démévap pourraient être corrélés avec la diminution de température de l'atmosphère observée entre septembre et octobre. En effet, jusqu'à présent, le traitement des données du lidar Raman de l'IGN ne tenait pas compte d'une éventuelle dépendance avec la température des molécules sondées. Ce problème a été pour la première fois exposé par [Sherlock et al. \(1999b\)](#), qui a tenté de modéliser le spectre Raman de la vapeur d'eau à différentes températures. Puis, les avancées en spectroscopie ont ensuite permis à [Avila et al. \(1999\)](#) de présenter une modélisation plus exacte du spectre Raman de la molécule d'eau en fonction de sa température. Ces travaux seront par la suite améliorés ([Avila et al., 2004](#)). Grâce à ces données, [Whiteman \(2003a\)](#) propose l'introduction d'une fonction de dépendance en température dans l'équation lidar permettant de s'affranchir de ces variations. En outre, il présente une méthode permettant d'ajuster la longueur d'onde centrale du filtre interférentiel pour minimiser cet effet.

Dans cette section sera présentée l'origine de la dépendance en température du lidar Raman, puis on étudiera les conséquences propres au système lidar de l'IGN et on proposera un modèle inspiré de [Whiteman \(2003a\)](#) pour la correction des profils de vapeur d'eau.

3.1.1 Théorie

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, on choisit les filtres de manière à sélectionner la composante Stokes du spectre Raman, celle-ci étant plus intense pour des molécules à l'état fondamental. La composante Stokes (comme la anti-Stokes) du spectre Raman est composée de trois branches appelées S, Q et O correspondant à différentes transitions d'états rotationnels et vibrationnels de la molécule. Chaque branche est composée de raies représentant les niveaux d'énergie de rotation et de vibration. La branche Q étant beaucoup plus intense que les deux autres, les filtres interférentiels utilisés sont centrés sur cette branche. La section efficace introduite dans l'équation lidar est alors la somme des intensités des raies de la branche Q. Chaque raie individuelle est dépendante de la température de la molécule, mais, la somme de l'ensemble des raies du spectre reste constante pour les températures observées dans l'atmosphère. Le problème de dépendance en température se pose lorsque l'on utilise des filtres interférentiels étroits. En effet, la section efficace est déterminée par la convolution de la fonction du filtre avec le spectre Raman, donc si la forme de ce dernier varie à l'intérieur d'un filtre étroit cela entraîne inévitablement des variations de la section efficace. Les variations des deux sections efficaces Raman étant différentes le rapport de celles-ci varie lorsque la température de l'air change

et cela pourrait expliquer les variations du coefficients d'étalonnage.

La dépendance en température est introduite dans l'équation lidar par [Whiteman \(2003a\)](#) sous la forme d'une fonction dépendante de la température et donc de l'altitude présentée par la formule 3.1 :

$$F_X(T) = \frac{\int_{\Delta\lambda_X} \frac{d^2\sigma(\pi, \lambda', T)}{d\lambda d\Omega} \xi(\lambda') d\lambda'}{\frac{d\sigma(\pi)}{d\Omega} \xi(\lambda_X)} \quad (3.1)$$

avec X l'espèce considérée, $\Delta\lambda_X$ la largeur de bande où le signal est détecté, i.e. la largeur de la bande passante du filtre, et $\xi(\lambda_X)$ l'efficacité de transmission du filtre à la longueur d'onde λ_X . En pratique, on calcule le numérateur comme la somme des intensités de chaque raies du spectre Raman multipliées par la fonction de transmission du filtre interférentiel. Puis on normalise par la somme des intensités des raies du spectre Raman multipliées par le maximum de transmission du filtre.

Le modèle de correction proposé par [Whiteman \(2003a\)](#) consiste donc à multiplier le profil lidar par la fonction $\frac{F_N(T)}{F_H(T)}$. Pour réduire les effets de dépendance en température, il propose de tilter les filtres afin de modifier la longueur d'onde centrale du filtre ([Whiteman et al., 2006, 2013](#)). En effet, la longueur d'onde centrale du filtre dépend de l'angle d'incidence du faisceau le traversant, cet dépendance est donnée par la formule ([Born et al., 1999](#)) :

$$\lambda(\theta) = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin^2\theta}{n^2}\right)} \quad (3.2)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale du filtre non tilté et n l'indice de réfraction du filtre. La courbe obtenue est donc proche d'une parabole, dont le sommet correspond à λ_0 . Il montre ainsi que l'on peut trouver une valeur de tilt permettant de s'affranchir de la variation thermique de la section efficace. Ceci étant valable uniquement si la longueur d'onde centrale du filtre a été placée à une longueur d'onde légèrement supérieure à celle dite "optimale", le fabricant n'étant précis qu'à plus ou moins quelques dixièmes de nanomètres sur la longueur d'onde centrale.

3.1.1.1 Spectre Raman du diazote

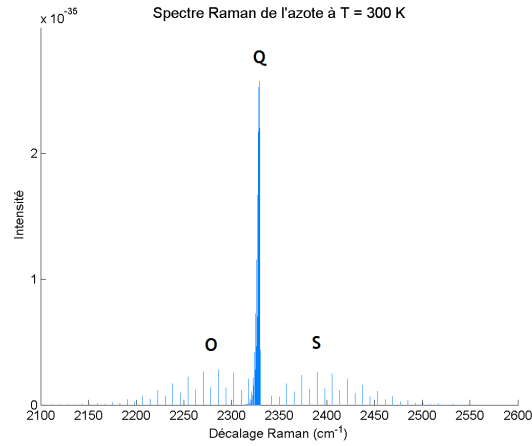


FIGURE 3.1 Spectre Raman du diazote à 300 K

Le spectre Raman d'une molécule diatomique est relativement simple et bien résolu et celui du diazote est présenté sur la figure 3.1. Le calcul des fréquences et intensités des raies est détaillé dans l'annexe C. La section efficace totale de la bande Q est de $\frac{d\sigma_{N_2}}{d\Omega} = 2,33 \cdot 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$ et varie de 0,001% entre 200 et 300 K.

3.1.1.2 Spectre Raman de la vapeur d'eau

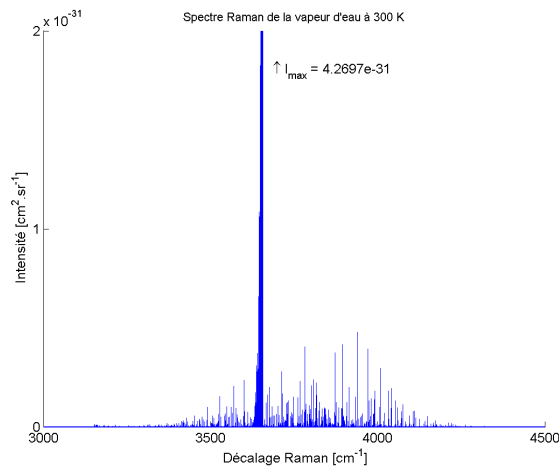


FIGURE 3.2 Spectre Raman de la vapeur d'eau à 300 K

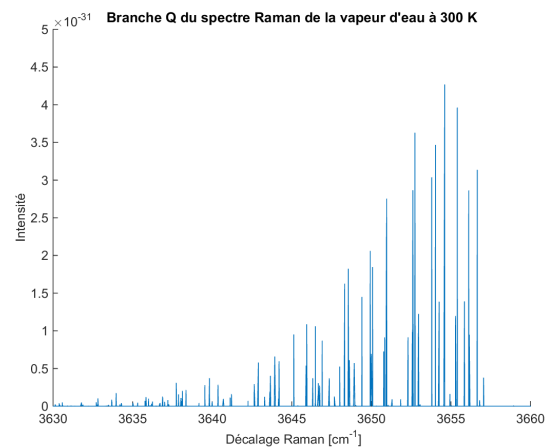


FIGURE 3.3 Branche Q du spectre Raman de la vapeur d'eau à 300 K

Les travaux d'[Avila et al. \(1999\)](#) puis leur mise à jour ([Avila et al., 2004](#)) ont permis

de modéliser les raies individuelles du spectre Raman ro-vibrationnel à différentes températures. La figure 3.2 présente le spectre Raman de la vapeur d'eau entre 3000 et 4500 cm^{-1} (soit entre 397 et 422 nm si la longueur d'onde excitatrice est 354,7 nm), en sommant les intensités des raies individuelles on obtient la section efficace pour différentes températures. En pratique, le lidar ne détecte que les raies de la branche Q (figure 3.3) du spectre Raman soit entre 3630 et 3660 cm^{-1} (407,12 et 407,62 @354,7nm). Entre 200 et 300 K, on calcule alors une section efficace de la branche Q à $6,98 \cdot 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$, avec une variation maximale de 0,2% ce qui confirme l'indépendance en température de la section efficace Raman globale.

3.1.2 Application aux filtres du lidar IGN

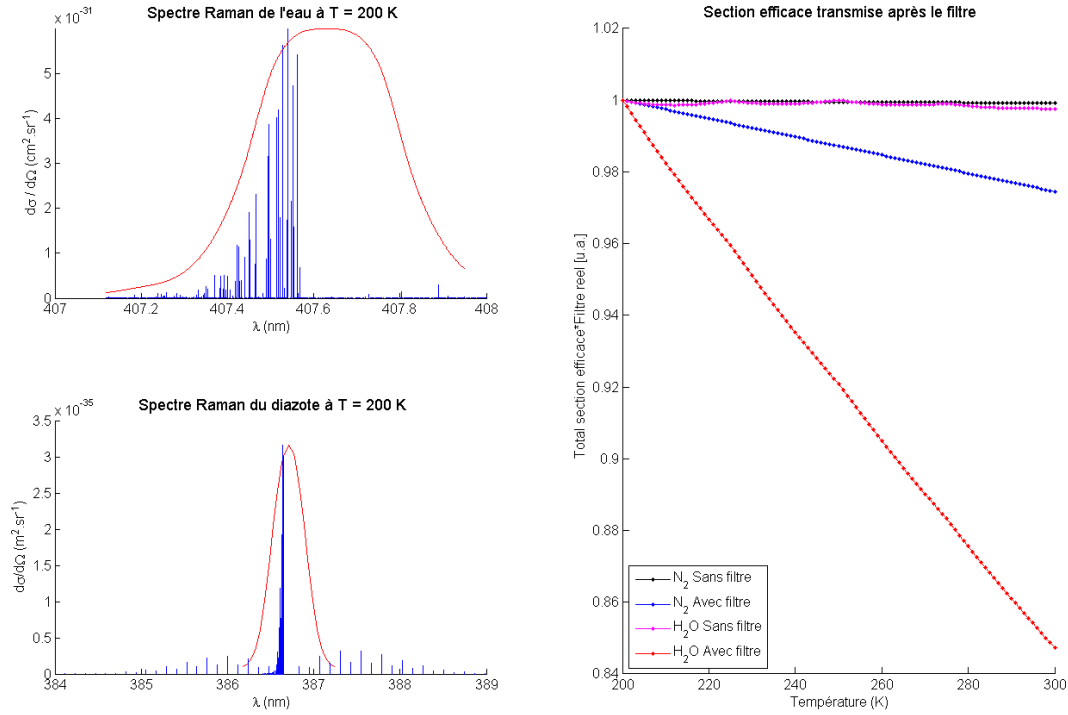


FIGURE 3.4 Spectres Raman de la vapeur d'eau (branche Q, *en haut à gauche*) et du diazote (branches OQS, *en bas à droite*) et filtres interférentiels Barr à incidence normale (largeur à mi hauteur de 0,38 nm pour la vapeur d'eau et de 0,44 nm pour l'azote). *À droite*, Variations relative de la section efficace transmise au récepteur avec et sans filtre.

Les filtres utilisés dans le lidar Raman sont des filtres Barr dont les caractéristiques sont présentées dans l'annexe A.3.3. Les relevés des transmissions spectrales des filtres

donnés par le constructeur pour une longueur incidente normale ont été numérisés pour calculer leur convolution avec les spectres Raman. Le positionnement des filtres par rapport aux spectres Raman est tracé sur la figure 3.4 à gauche pour les deux molécules d'étude. On remarque que dans le cas de la molécule d'eau, seule la branche Q est sélectionnée par le filtre. Dans le cas de l'azote, une petite partie des branches S et O est prise en compte par le filtre.

À droite de la figure, on a tracé l'évolution de $\int_{\Delta\lambda_X} \frac{d\sigma_X(\lambda)}{d\Omega} \xi(\lambda) d\lambda$ en fonction de la température, d'une part dans le cas où aucun filtre n'est mis en place (équivalent à un filtre large), et d'autre part dans le cas où on a les filtres interférentiels Barr. Le canal azote est moins affecté par l'utilisation de filtres étroits puisqu'il varie de seulement 3% entre 200 et 300K. En revanche, les variations sur le canal vapeur d'eau atteignent plus de 15% entre 200 et 300 K.

3.1.3 Impact de la correction sur les résultats de Démévap

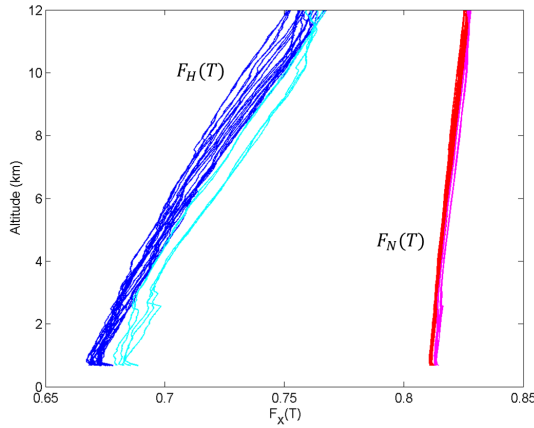


FIGURE 3.5 Fonctions de dépendance en température des profils de vapeur d'eau enregistrés durant la campagne Démévap. En bleu(septembre)/cyan(octobre) pour le canal vapeur d'eau, et en rouge(septembre)/magenta(octobre) pour le canal azote

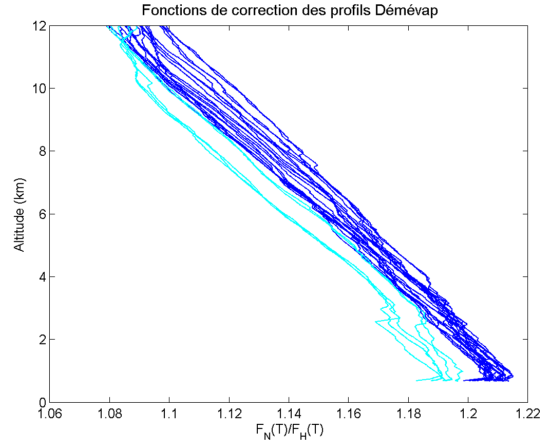


FIGURE 3.6 Fonction de correction de la dépendance en température des profils de vapeur d'eau enregistrés durant la campagne Démévap. [bleu(septembre) et cyan(octobre)]

Les radiosondages réguliers lancés durant la campagne Démévap (au moins un par nuit) donnent les profils de température permettant le calcul *a posteriori* des fonctions $F_X(T)$ et la correction des profils lidar de vapeur d'eau. Une fonction $F_X(T)$ a été déterminée pour chaque canal et pour chaque radiosondage et les résultats sont

montrés sur la figure 3.5.

Les courbes bleues, respectivement cyans, représentent les profils $F_H(T)$ (vapeur d'eau) pour les radiosondages du mois de septembre, respectivement octobre. Les courbes rouges, respectivement magentas, correspondent aux profils $F_N(T)$ (azote) pour le mois de septembre, respectivement octobre. Ces courbes confirment que la dépendance en température du spectre Raman de la vapeur d'eau est beaucoup plus marquée que celle de l'azote. En effet, on relève une variation spatiale de l'ordre de 7,5% entre le sol et une altitude de 8 km pour la fonction $F_H(T)$ ainsi qu'une variation temporelle d'environ 3% entre les premiers profils de septembre et les derniers d'octobre. Pour la fonction $F_N(T)$ la variation spatiale est de 1% et la temporelle de 0.4%. Pour effectuer la correction de la dépendance en température des profils lidar, on multiplie le profil par le rapport $F_N(T)/F_H(T)$ (voir figure 3.6). Les variations observées sont alors de l'ordre de 6,5% entre le sol et 8 km et de 2,5% au cours de la campagne.

Ces courbes de corrections ont donc été appliquées aux profils de vapeur d'eau et les coefficients d'étalonnage ont été recalculés *a posteriori*. Sur les figures 3.7 et 3.8 sont présentés les coefficients d'étalonnage de Démévap calculés à partir d'ajustement d'une couche du profil de radiosondage avec d'une part les profils lidar non corrigés de la dépendance en température (3.7) et d'autre part avec les profils lidar corrigés (3.8). Avec la correction les pentes de variations du coefficient d'étalonnage sont plus faibles et l'écart entre les constantes moyennes est légèrement réduit. Mais cet impact positif est relativement négligeable car il n'élimine pas les variations temporelle et spatiale du coefficient d'étalonnage.

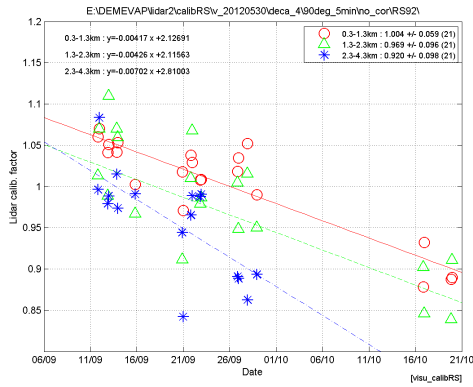


FIGURE 3.7 Coefficients d'étalonnage issus de l'ajustement d'une couche du profil lidar *non-corrigé* avec une couche du profil d'un radiosondage (○ 0,3 - 1,3 km, △ 1,3 - 2,3 km et * 2,3 - 4,3 km)

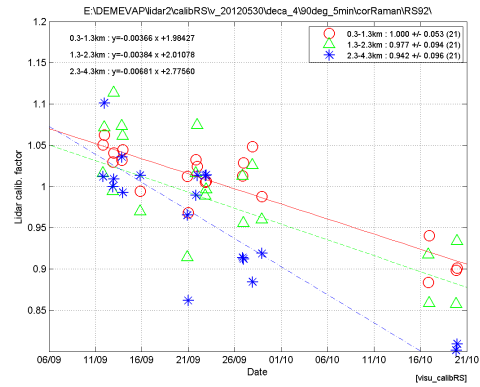


FIGURE 3.8 Coefficients d'étalonnage issus de l'ajustement d'une couche du profil lidar *corrigé* avec une couche du profil d'un radiosondage (○ 0,3 - 1,3 km, △ 1,3 - 2,3 km et * 2,3 - 4,3 km)

Ces corrections sont limitées par la connaissance de la longueur d'onde centrale du filtre. En effet, il est impossible de vérifier si le faisceau arrive en incidence normale sur le filtre ou si il est légèrement tilté, ce qui peut s'expliquer de deux façons. Soit le filtre est mal positionné dans son support, soit un tilt du faisceau est induit au niveau de la fibre dans son support. La première raison est très peu probable mais la seconde est plus plausible on va donc évaluer ses effets. Un tilt au niveau de la fibre peut être détecté lors du réglage du boîtier : si elle est tiltée on doit observer un décalage du faisceau sur la face opposée du boîtier en entrée de la lentille (L2). On suppose que le décalage maximum qui n'est pas détecté à l'œil est de 1 mm. La longueur du boîtier est de 450 mm, ce qui correspond à un angle de $0,12^\circ$. Cet angle est négligeable et ne peut contribuer à introduire une incertitude dans les résultats de la figure 3.8.

L'accès à un profil de température colocalisé avec le profil lidar n'est pas toujours possible. C'est pourquoi, Whiteman et al. (2013) proposent de trouver expérimentalement le tilt optimal de leur filtre qui permet l'élimination de la dépendance en température. Dans la partie qui suit sera décrit notre tentative à caractériser ce tilt optimal.

3.1.4 Influence d'un tilt et de la variation de température du filtre

La fonction de dépendance en température $F_X(T)$ dépend des caractéristiques spectrales du filtre interférentiel utilisé. Deux paramètres peuvent modifier ces caractéristiques et changer la fonction de correction : l'angle d'incidence du faisceau sur le filtre et la température du filtre. Le premier paramètre a été évoqué dans la première section (3.1.1). Le second dépend des matériaux utilisés lors de la fabrication du filtre. Le fabricant *Barr Associates, Inc.* donne un déplacement de $0.0016 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ ce qui semble relativement négligeable.

3.1.4.1 Tests en laboratoire

On a donc voulu vérifier expérimentalement les propriétés des filtres utilisés dans le système lidar de l'IGN. Le dispositif est décrit par la figure 3.9.

On mesure à l'aide d'un spectromètre (*Ocean Optics, USB2000+*) la longueur d'onde de transmission maximale de la lumière à travers le filtre soumis à différents tilts. On utilise comme source lumineuse le fond de ciel que l'on suppose constant sur un intervalle de $\pm 1 \text{ nm}$, autour de la longueur d'onde centrale du filtre. On choisit de faire varier l'angle du filtre de $\pm 5^\circ$ par pas de 1° . Les expérimentations seront

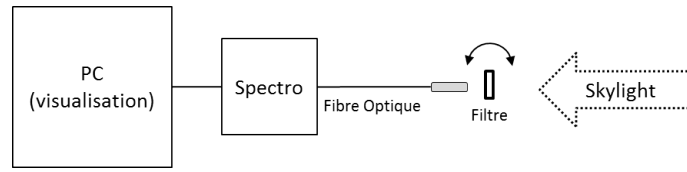


FIGURE 3.9 Dispositif expérimental pour la caractérisation de la longueur d'onde centrale des filtres interférentiels en fonction de la température et de l'angle de tilt

réalisées à quatre températures différentes (20° , $16,6^\circ$, $12,7^\circ$ et 5°). Les résultats sont présentés en figures 3.10 et 3.11.

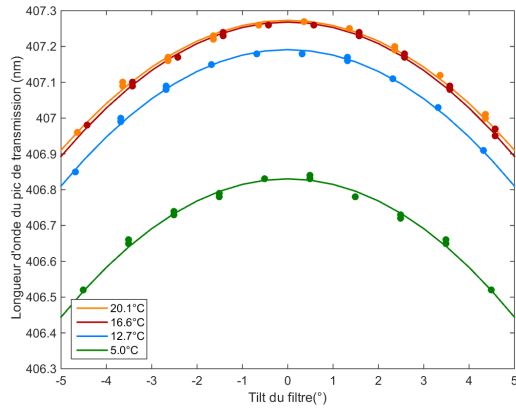


FIGURE 3.10 Longueur d'onde du maximum de transmission à travers un filtre Barr étroit centré en 407,63 nm en fonction du tilt pour différentes températures. Les points correspondent aux données expérimentales que l'on ajuste par moindres carrés à une parabole.

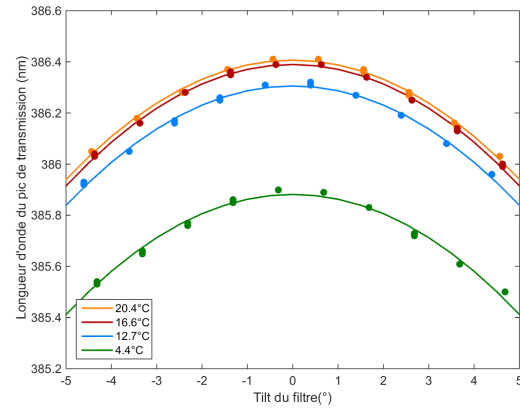


FIGURE 3.11 Longueur d'onde du maximum de transmission à travers un filtre Barr étroit centré en 386,71 nm en fonction du tilt pour différentes températures. Les points correspondent aux données expérimentales que l'on ajuste par moindres carrés à une parabole.

Effets du tilt

Comme prévu par l'équation 3.2, on peut ajuster une parabole aux données expérimentales (figures 3.10 et 3.11). Cela permet en outre d'évaluer l'indice de réfraction du verre utilisé pour les filtres. On trouve pour le filtre H_2O un indice de réfraction de $2,03 \pm 0,03$ et de $1,77 \pm 0,01$ pour N_2 . Cet indice de réfraction expérimental va permettre de calculer l'angle optimal de tilt pour lequel la section efficace transmise devient indépendante de la température de la molécule sondée.

Pour évaluer ce tilt optimal, on utilise la formule de variation de la longueur d'onde centrale du filtre avec le tilt (formule 3.2) et on recalcule la courbe de la valeur de la section efficace en fonction de la température pour différents tilts (figure 3.4). Les

courbes des sections efficaces de la vapeur d'eau en fonction de la température pour différents tilts du filtre sont montrées en figure 3.12. Le tilt optimal correspond à la droite de coefficient directeur nul. Les calculs effectués nous donnent un angle de $3,7^\circ$ (soit une longueur d'onde centrale de 407,42 nm) pour le filtre de la vapeur d'eau et de $2,5^\circ$ (soit une longueur d'onde centrale de 386,6 nm) pour le filtre de l'azote.

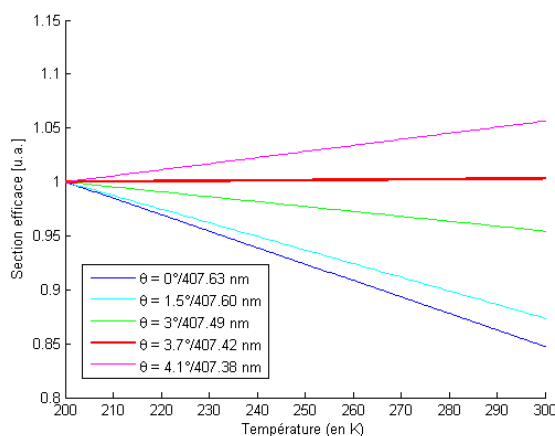


FIGURE 3.12 Variations relatives de la section efficace de la vapeur d'eau en fonction de la température, pour différents tilts du filtre. On donne entre parenthèse la longueur d'onde centrale correspondante.

La valeur importante de ces tilts ne peut pas correspondre à des tilts accidentels qui auraient pu impacter les résultats obtenus lors du calcul de la fonction $F_H(T)$ de Démévap.

Influence de la température

Les effets de la température du filtre observés sur les figures 3.10 et 3.11 montrent une augmentation non linéaire de la longueur d'onde centrale avec la température. Entre 5 et 20°C la longueur d'onde centrale du filtre H_2O s'est déplacée de 0,4 nm et pour N_2 on note un déplacement de plus de 0,5 nm entre 4,5 et 20° . Ces chiffres sont très éloignés des données théoriques. On a donc vérifié le comportement du spectromètre aux faibles températures. En plaçant le spectromètre dans une étuve, on reporte la dérive des raies d'une lampe à mercure (raies à 404,66/435,83/546,07/576,96/578,96/579,07 nm) en fonction de la température de l'étuve. On reporte alors une dérive non linéaire au dessus de 20° et d'environ 0,04 nm/ $^\circ\text{C}$ au dessous.

Les expériences menées en laboratoire ont permis de confirmer l'importance du tilt sur la valeur de la longueur d'onde centrale du tilt. En revanche, on n'a pas réussi à vérifier l'influence de la température du filtre, mais ce paramètre apparaît comme

négligeable. En effet, lors d'enregistrements de profils lidar, le boîtier de détection contenant les filtres est installé dans le camion qui peut être chauffé ou climatisé pour compenser la température extérieure. Durant la campagne Démévap, la température du camion a d'ailleurs été maintenue entre 20 et 25°C.

3.1.4.2 Tests sur des profils de vapeur d'eau

Pour conclure sur les filtres interférentiels, des profils de vapeur d'eau ont été enregistrés durant la campagne de mesures à Saint-Mandé (voir chapitre 4) avec différentes configurations de filtres. En comparant ces profils entre eux, on veut montrer les effets de l'utilisation d'un filtre étroit tilté et d'un filtre large sur le canal vapeur d'eau. Trois profils sont enregistrés avec sur le canal azote un filtre étroit et sur le canal vapeur d'eau :

- 1) Filtre étroit tilté
- 2) Filtre étroit non tilté
- 3) Filtre large

• Ce qui est attendu théoriquement :

→ *Comparaison des profils de rapport de mélange avec un filtre étroit tilté et un filtre étroit non-tilté.*

D'après la figure 3.4 la section efficace, obtenue après passage au travers du filtre étroit non tilté, augmente avec la diminution de la température donc avec l'altitude. Si le filtre étroit est tilté alors trois cas de figure sont possibles (voir figure 3.12) :

- (i) $0^\circ \leq \theta_{\text{filtre}} \leq \theta_{\text{optimal}}$: le tilt est inférieur au tilt optimal et la section efficace augmente avec la diminution de la température mais plus faiblement que pour une incidence normale du faisceau sur le filtre.
- (ii) $\theta_{\text{filtre}} = \theta_{\text{optimal}}$: le tilt est égal au tilt optimal et la section efficace est constante avec la température.
- (iii) $\theta_{\text{optimal}} \leq \theta_{\text{filtre}}$: le tilt est supérieur au tilt optimal et la section efficace diminue avec la diminution de la température.

On calcule alors le rapport du profil avec le filtre tilté avec le profil réalisé avec le filtre non tilté. Le profil résultant, en fonction du tilt du filtre, sera (i) décroissant avec l'altitude mais plus faiblement que le profil avec un filtre étroit non tilté, (ii) décroissant avec l'altitude de la même façon que le profil avec le filtre étroit non tilté, (iii) décroissant avec l'altitude mais plus fortement que le profil avec un filtre étroit non tilté. Un résumé des cas possibles est présenté en figure 3.13 (voir les trois premières colonnes).

→ *Comparaison des profils de rapport de mélange avec un filtre étroit non-tilté et un filtre large.*

L'utilisation de filtres larges permet l'affranchissement du problème de dépendance en température de la section efficace transmise, qui est par conséquent constante avec la température. Le rapport du profil réalisé avec un filtre étroit non tilté et celui réalisé avec un filtre large sera croissant avec l'altitude (figure 3.13, quatrième colonne).

→ *Comparaison entre le rapport de mélange avec un filtre large et un filtre tilté.*
Pour le filtre étroit tilté on reprend les trois cas vus dans la première comparaison et on les confronte à un profil constant avec l'altitude (réalisé avec le filtre large). Les rapports de profils résultant sont montrés figure 3.13 dans les trois dernières colonnes.

→ *Résumé schématique*
Les variations des sections efficaces présentées ici ne tiennent pas compte des valeurs absolues. L'allure du rapport des profils comparés n'en dépend pas.

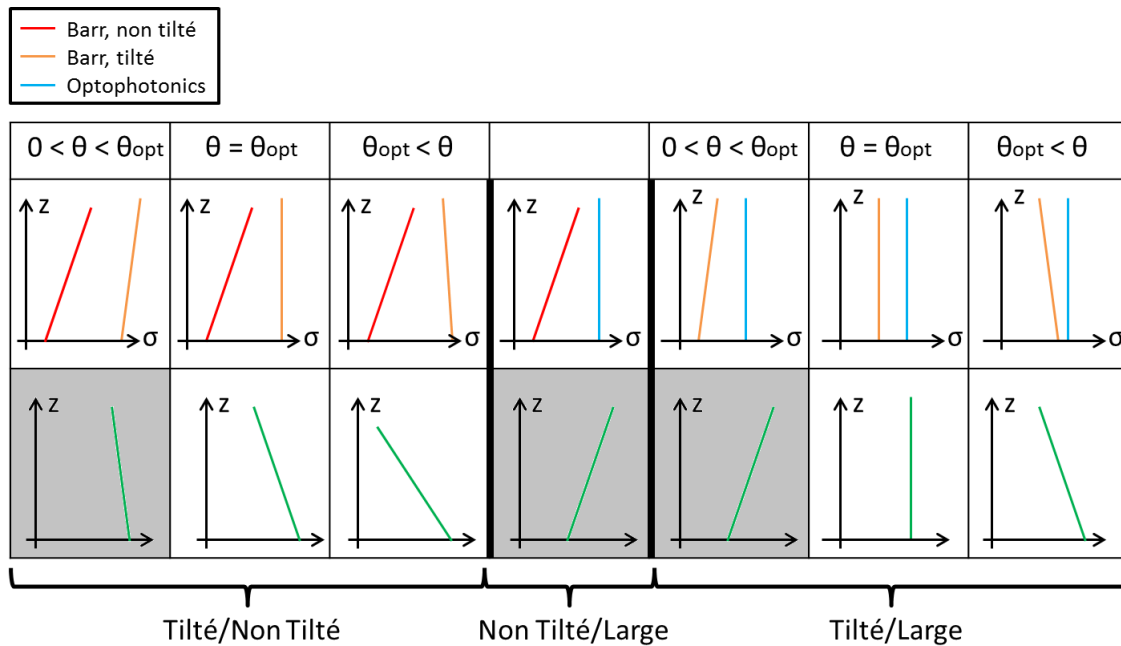


FIGURE 3.13 Courbes des sections efficaces pour les différentes options de filtres (1ère ligne) et allures des rapports attendus des profils (2nde ligne). Les trois premières colonnes font référence à la comparaison des profils avec le filtre étroit tilté et non tilté, la quatrième colonne illustre la comparaison des profils avec le filtre large et le filtre étroit, et les trois dernières colonnes sont associées aux profils réalisés avec les filtres large et étroit tilté.

• Observations :

Les filtres utilisés pour cette expérimentations sont décrits ci-dessous :

- ★ Profil 1 : un filtre H₂O étroit (0,38 nm de largeur à mi-hauteur) tilté d'un angle d'environ 2°.
- ★ Profil 2 : un filtre H₂O étroit (0,38 nm de largeur à mi-hauteur) non tilté.
- ★ Profil 3 : un filtre H₂O large (5,4 nm de largeur à mi-hauteur) non tilté.

Suite à une erreur dans la fabrication de la cale, le tilt du filtre étroit n'est pas assez grand et n'atteint pas l'angle optimal. Cependant, il devrait être suffisamment important pour entraîner des changements dans le profil. Les rapports des profils attendus sont donc ceux qui ont été grisés dans la figure 3.13.

→ Rapports de mélange

Les rapports de mélange sont présentés sur la figure 3.14 avec le radiosondage de Trappes, qui est donné pour information, en rouge. Le panneau du milieu représente les courbes de rapport de mélange étalonnées à partir du radiosondage (une valeur à 500 m) et la figure de gauche inclus aussi la correction de la dépendance en température pour la courbe où le filtre est non tilté.

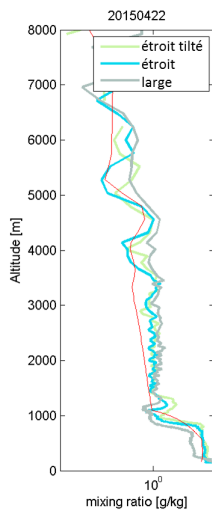


FIGURE 3.14 Profils des rapports de mélange des 3 séries de test

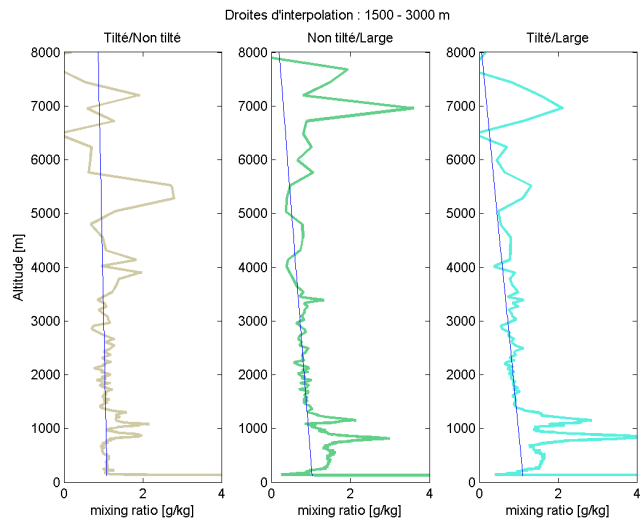


FIGURE 3.15 Ratio des différents profils. De gauche à droite : RM_{tilt}/RM_{notilt} , RM_{notilt}/RM_{large} et RM_{tilt}/RM_{large}

→ *Ratio des rapports de mélange*

Sur la figure 3.15, sont présentés (de gauche à droite) le rapport $RM(\text{tilté})/RM(\text{non tilté})$ puis le rapport $RM(\text{non tilté})/RM(\text{large})$ et enfin le rapport $RM(\text{tilté})/RM(\text{large})$. La droite d'interpolation a été réalisée par fit de degré 1 entre 1500 et 3000 m (correspondant à l'intervalle d'altitudes où le RSB est supérieur à 10). La figure 3.16 propose une schématisation des ratio des rapports de mélange enregistrés.

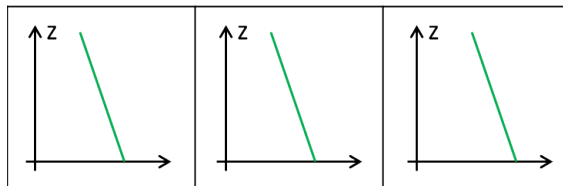


FIGURE 3.16 Allure des signaux observés. De gauche à droite : $RM(\text{tilté})/RM(\text{non tilté})$, $RM(\text{non tilté})/RM(\text{large})$ et $RM(\text{tilté})/RM(\text{large})$

- Le rapport *tilté/non tilté* (à gauche) semble aller dans le bon sens, avec un coefficient directeur moins grand que celui du profil réalisé avec le filtre étroit non tilté.
- Le rapport *non tilté/large* (milieu) est dans le sens inverse que celui estimé théoriquement. Cela pourrait signifier que le faisceau n'arrive pas avec une incidence normale sur le filtre étroit. Cependant, le sens de variation signifie que l'angle de tilt du faisceau serait supérieur à $3,7^\circ$ (tilt optimal), ce qui n'est pas concevable.
- Le rapport *tilté/large* (droite) possède une pente. Ceci signifie que le filtre que l'on pensait tilté de 2° est probablement tilté d'un angle plus grand (au moins $1,7^\circ$) ou alors que le faisceau arrive incliné par rapport au filtre. Mais ces hypothèses sont, à nouveau, peu plausibles.

3.1.5 Conclusions

L'étude théorique du calcul des sections efficaces Raman de la vapeur d'eau et de l'azote a montré une forte dépendance en température de celles-ci lorsque des filtres interférentiels étroits sont utilisés, en particulier pour la vapeur d'eau. Cependant, quand on utilise le modèle de correction sur les données de la campagne Démévap, l'amélioration observée n'est que de quelques pourcents ce qui ne permet pas d'expliquer les variations du coefficients d'étalonnage. C'est pourquoi on va, dans la partie qui suit, s'intéresser au reste des optiques du boîtier de détection.

3.2 Étude des sources d'instabilités optiques du système de détection

Comme il a été vu dans le chapitre 1, les variations du coefficient d'étalonnage des profils de vapeur d'eau du lidar Raman peuvent être surveillés à partir des enregistrements appelés "Calibrations N₂" réalisés avec un filtre N₂ commun en entrée. Cette corrélation a permis d'orienter les recherches d'instabilités du système au cours de Démévap vers la partie "boîtier de détection" (Chapitre 2).

Parmi les éléments utilisés dans le boîtier de détection, deux sont particulièrement connus pour leurs instabilités : les photomultiplicateurs et la fibre optique. Nous verrons dans un premier temps comment ces deux éléments peuvent être à l'origine de variations dans le boîtier de détection, puis nous présenterons l'étude expérimentale et théorique qui a été menée pour tenter de quantifier les variations engendrées par ces deux éléments lors d'enregistrements de profils réels.

3.2.1 Deux éléments critiques : fibres et PMT

La détection du signal dans le boîtier se fait grâce aux photomultiplicateurs –présentés dans le chapitre 1–, or un problème soulevé pour ces types de détecteurs est la forte inhomogénéité de sensibilité spatiale de la photocathode. Une cartographie (figure 3.17) de la photocathode d'un PMT Hamamatsu série R5600 (précédente version de ceux utilisés dans le lidar de l'IGN) a été réalisée par Simeonov et al. (1999) en balayant la surface du détecteur avec un spot de très petit diamètre (200 μm). Cette étude avait montré des sensibilités très différentes suivant l'endroit éclairé par le spot lumineux, reportant des écarts allant de 0,2 à 2,8 fois la sensibilité du centre de la photocathode pris comme référence. En pratique, lors d'enregistrement de profils, le faisceau atteignant la photocathode s'étale sur une grande partie de sa surface, ce qui permet de relativiser les résultats de Simeonov et al. (1999). Cependant, l'inhomogénéité des détecteurs ne peut être négligée dans le cas de notre étude. En effet, dans le cas idéal où le faisceau frappant la photocathode serait constant en taille et dans sa structure, le problème de l'inhomogénéité serait plus faible. Mais, par la suite nous verrons que la fibre optique est responsable de variations dans la taille et la structure du faisceau traversant le boîtier, justifiant l'étude de l'hétérogénéité de la détection sur la photocathode.

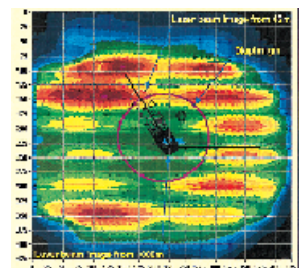


FIGURE 3.17 Cartographie de la photocathode du PMT Hamamatsu série R5600 Simeonov et al. (1999)

Les fibres utilisées (Sedi Fibre) dans le lidar de l'IGN sont des fibres multimodales, c'est à dire que le signal peut emprunter différents chemins à travers la fibre pour atteindre la sortie. Lorsque plusieurs modes de propagation s'expriment on observe en sortie une intensité du signal non uniforme. La figure 3.18 présente les modes observés avec la fibre de 1 mm utilisée dans le système lidar de l'IGN. Pour les observer, on projette sur un écran la sortie de la fibre lorsque l'on modifie la position d'une diode bleue @468 nm par rapport à l'entrée de la fibre. Toutes les fibres à notre disposition (0,2/0,4/0,8 et 1 mm) ont montré différents modes de propagation. Seules les fibres de petit diamètre ($\approx 5\text{-}10\ \mu\text{m}$) peuvent assurer un mode unique (Hurand et al., 2011). La qualité spatiale du faisceau, i.e. la distribution des modes à l'intérieur de la fibre, en sortie dépend du diamètre de cœur de la fibre, de son ouverture numérique ainsi que de la longueur d'onde du signal lumineux (Ghatak and Thyagarajan, 1989). En outre, comme on peut le voir sur la figure 3.18 avec la fibre de 1 mm, on observe pour les fibres de grand diamètre (0,8 ou 1 mm) un changement de la taille de la tache, qui est reliée à l'ouverture numérique (O.N.) de la fibre. L'O.N._{sortie} des fibres utilisées est donnée à 0,22 par le constructeur, or lors des mesures en laboratoire, on mesure jusqu'à 0,3 d'O.N. en sortie pour les grosses fibres. En revanche, pour les fibres de plus petit diamètre les observations sont en accord avec les données du constructeur. Ces variations d'O.N. avaient déjà été reportées par Avila (1998). Les variations d'angle en sortie de fibres seraient provoquées par un mauvais alignement du faisceau incident avec la surface d'entrée de la fibre ainsi que par des imperfections de polissage de l'entrée de la fibre. Avila donne une équation permettant d'évaluer la variation de l'ouverture (f-number : $N \approx (2 \cdot \text{O.N.})^{-1}$) en fonction de l'angle entre l'axe de la fibre et le faisceau incident. Dans le cas du système lidar de l'IGN, l'ouverture du télescope est de 2,4, soit une O.N. de 0,208, ce qui se transforme en sortie de fibre en O.N. de 0,226 pour un faisceau incliné de seulement 1° .

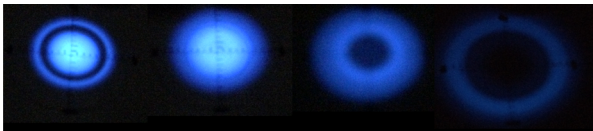


FIGURE 3.18 Observations des différents modes et variations d'O.N. en sortie d'une fibre de diamètre 1 mm lorsque l'on déplace une LED bleue devant l'entrée de la fibre.

$$N_{\text{sortie}} = \frac{N_{\text{entree}}}{1 + 2\beta N_{\text{entree}}} \quad (3.3)$$

avec β l'angle d'incidence du faisceau en entrée (Avila, 1998)

Prises indépendamment, ces deux sources d'instabilités pourraient être négligeables. En effet, d'une part si la photocathode du PMT ne présentait pas d'in-homogénéité de sensibilité, le problème des modes de fibres n'aurait pas d'effet sur le signal. D'autre part, si le faisceau en sortie de fibre était homogène en taille et structure, les variations de sensibilité spatiale de la photocathode ne paraîtraient plus. L'utilisation couplée de ces deux éléments se présente donc comme source potentielle d'instabilité de l'étalonnage.

3.2.2 Inventaire des sources d'instabilités

L'hypothèse précédemment énoncée sur l'explication des variations du coefficient d'étalonnage des calibrations N_2 serait le caractère inhomogène de la photocathode des PMT couplé avec des fluctuations dans la propagation du signal par la fibre. Deux types de phénomènes ont été évoqués pour expliquer des variations dans la transmission fibrée et donc une modification de la taille et/ou la structure du faisceau. Tout d'abord, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le faisceau reçu balaye l'entrée de la fibre du fait des dérives du laser et des déformations thermiques. Ces mouvements du faisceau peuvent donc entraîner des variations de modes de la fibre ainsi que des variations d'O.N. et donc de la structure et de la taille du faisceau en sortie de fibre, ce qui conduit à des variations différentielles entre les deux canaux Raman. Ensuite, du fait de la divergence du laser, la taille de la couche sondée varie avec l'altitude et donc l'image de la couche sur la fibre va elle aussi varier en fonction de l'altitude. De la même manière que le faisceau se déplaçant en entrée, la variation de taille de l'image va entraîner des modifications de structures et ou d'O.N. du faisceau en sortie de fibre. L'objectif de la suite de cette section est alors de quantifier ces phénomènes inévitables lors de l'enregistrement d'un profil lidar.

La figure 3.19 propose un schéma récapitulatif des instabilités recensées. On peut classer les sources de fluctuations à l'entrée de la fibre en fonction de l'échelle temporelle sur laquelle elles peuvent produire des variations du coefficient d'étalonnage :

- [< 1s] La stabilité tir à tir du laser (*beam jitter*)
- [≈ min] La dérive du faisceau laser (*beam wandering*) + La dilatation thermique
- [≈ h] La dérive du faisceau laser (*beam wandering*) + La dilatation thermique + Les alimentations en haute tension des PMT
- [Jours/Mois] La dérive du faisceau laser (*beam wandering*) + La dilatation thermique + Les alimentations en haute tension des PMT
- [Années] Vieillissement des éléments optiques (filtres interférentiels) et électroniques (PMT)

On rappelle aussi l'ensemble des réglages permettant la mitigation des fluctuations :

- Réglage de l'afocal et alignement du faisceau laser avec l'axe du télescope
- Tirage de la fibre dans le télescope
- Tirage de la fibre dans le boîtier
- Alignement des optiques et contrôle du vignettage
- Position des PMT (Position de la photocathode par rapport au faisceau incident)

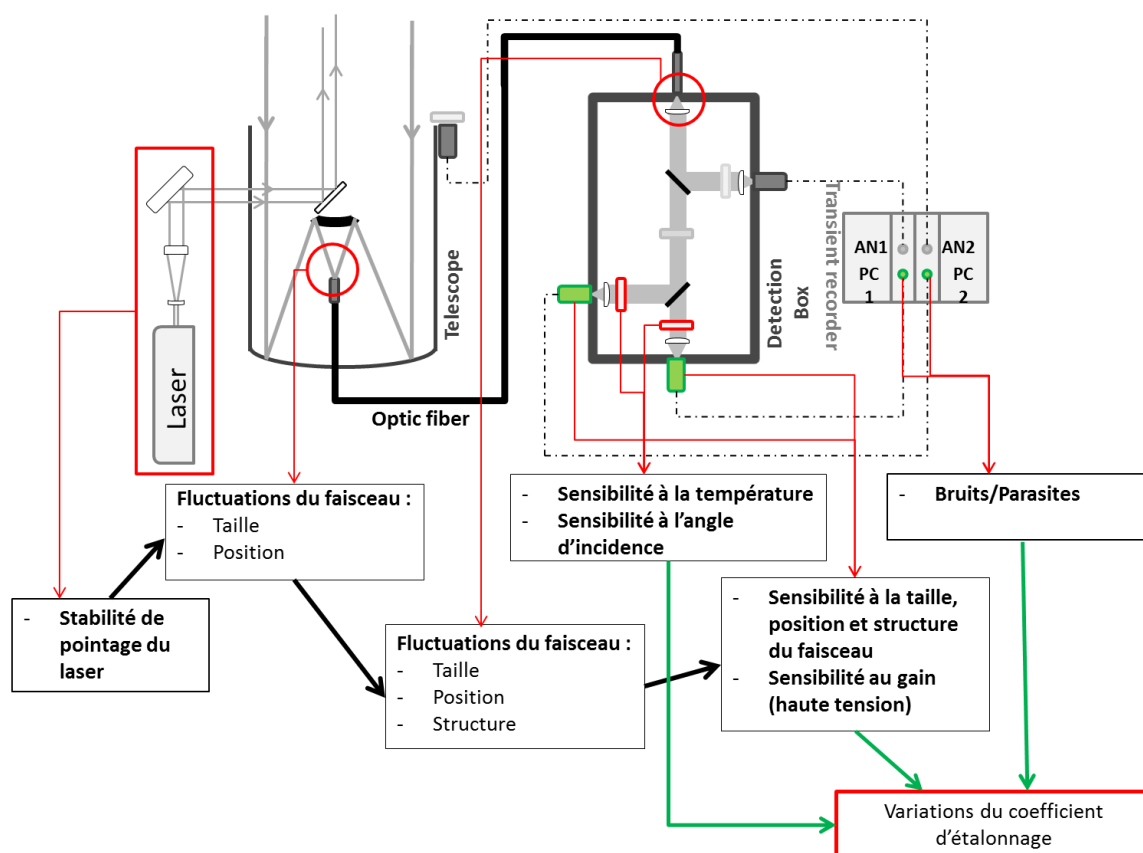


FIGURE 3.19 Schéma récapitulatif des instabilités engendrant des variations différentielles entre les canaux Raman, pour le système lidar Raman de l'IGN

3.2.3 Optimisation de l'optique du boîtier : élimination du vignettage

Les probables variations de l'ouverture numérique en sortie de fibre ont soulevé des interrogations sur le dimensionnement des optiques du boîtier de détection. En effet, les éléments ont été choisis suivant la donnée constructeur qui ne tient pas compte optiques de ces possibles fluctuations. À l'aide du logiciel Zemax, j'ai modélisé le chemin optique emprunté par le faisceau dans le boîtier de détection pour la configuration utilisée pendant la première partie de la campagne Démévap (voir figure 3.20, *haut* première lentille). Il est apparu que l'ouverture numérique de 0,3 provoque des coupures du faisceau sur les éléments optiques. Ce phénomène, appelé vignettage, est à proscrire pour éviter les pertes de signal.

Dans un premier temps, la configuration optique du boîtier a été repensée afin de prendre en compte une ouverture numérique plus large. L'optimisation s'est faite sous Zemax : en jouant sur les focales des lentilles du boîtier on cherche –pour une fibre donnée– le moyen de ne pas vigneter sur les éléments optiques. On travaille sur

le canal azote qui, d'une part est légèrement plus long ($\Delta l = 2,5$ cm) que le canal vapeur d'eau et d'autre part est soumis à une double réflexion au niveau de la lame séparatrice. Le résultat de la double réflexion est un faisceau plus étalé sur le PMT du canal azote qui correspond à deux faisceaux séparés de 1,5 mm.

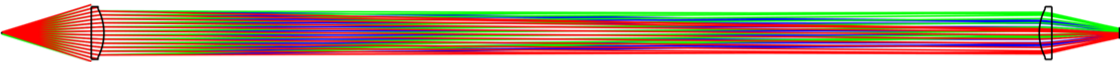
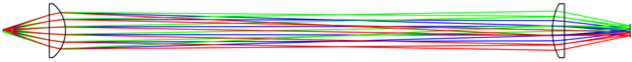
fibre	f_{L1}	d_{L1-L2}	f_{L2}
0.8	46	457.5	46
Demevap			
			
0.4	40	457.5	46
Opt 1			
			
1	30	256.5	46
Opt 2			
			

FIGURE 3.20 Simulation Zemax de configurations optiques du canal azote dans le boîtier de détection. *Haut* première partie de Démévap : fibre de 0,8 mm, boîtier long. *Centre* Optimisation 1 : fibre de 0,4 mm, boîtier long. *Bas* Optimisation 2 : fibre de 1 mm, boîtier court

En modifiant la lentille en entrée du boîtier, pour une lentille de plus courte focale et en choisissant une fibre de plus petit diamètre (0,4 et 0,2 mm de diamètre) dont l'O.N. a une fluctuation négligeable, le faisceau est transmis jusqu'au détecteur sans vignettage (fig. 3.20, milieu). Durant la deuxième partie de Démévap, la fibre de 0,8 mm a été remplacée par une fibre de 0,4 mm. Une des conséquences de ce changement est l'élimination du vignettage sur la première lentille. Cependant, le faisceau arrivant sur la fibre est très proche des bords de la monture, et ne laisse pas beaucoup de marge à un éventuel désalignement du faisceau avec l'axe optique. C'est pour quoi l'"Optimisation 1" a été envisagée (voir figure 3.21).

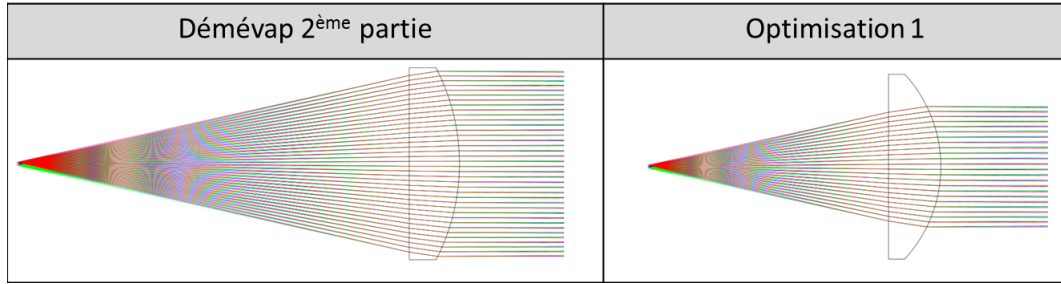


FIGURE 3.21 Simulation de l'arrivée du faisceau sur la première lentille du boîtier (Zemax) Pour une fibre de 0,4 mm. À droite pendant la deuxième partie de Démévap, focale = 46 mm, À gauche pour l'optimisation 1, focale = 40 mm.

Avec les dimensions actuelles du boîtier, aucune configuration optique n'a été trouvée permettant l'utilisation de fibres de plus grand diamètre. Or, le choix de ce type de fibres offre plus d'avantages, en particulier pour l'ajustement des réglages tels que le tirage de la fibre dans le télescope. Les fibres plus larges permettent une marge plus grande de la dérive du faisceau et limitent donc les pertes de signal au cours de sessions. Pour pouvoir utiliser les fibres de plus grands diamètres, le chemin optique doit être réduit. Une optimisation est alors possible avec une fibre d'ouverture numérique de 0,3. Des pièces mécaniques adaptables au boîtier de base ont été conçues permettant de tester la configuration optimisée avec une fibre de grand diamètre (fig. 3.20, bas et fig. 3.22 gauche).

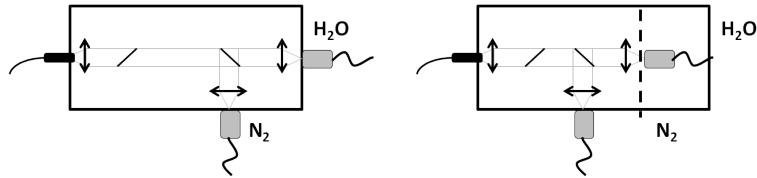


FIGURE 3.22 Schémas des boîtiers d'études. Droite grand boîtier, Gauche boîtier réduit

3.2.4 Quantification de la variabilité de l'étalonnage du boîtier de détection

3.2.4.1 Dispositif expérimental

Pour étudier les variations de la partie optique du système de détection, un dispositif expérimental a été mis en place (figure 3.23). Le dispositif permet d'étudier l'impact de quatre paramètres instrumentaux :

- 1) Rotation des PMT pour d'étude de l'inhomogénéité de la photocathode
- 2) Translation du spot sur l'entrée de la fibre : l'étude de la dérive du faisceau laser
- 3) Variation de la taille du spot sur l'entrée de la fibre pour évaluer l'impact de la hauteur de la couche sondée
- 4) Variation de l'écartement entre la fibre et la première lentille (L1) pour l'étude de la sensibilité du tirage de la fibre dans le boîtier

Chacun de ces paramètres a un impact sur la position, la taille ou la structure du faisceau impactant les PMT. Ces variations imposées vont donc engendrer des variations du rapport des signaux des canaux Raman.

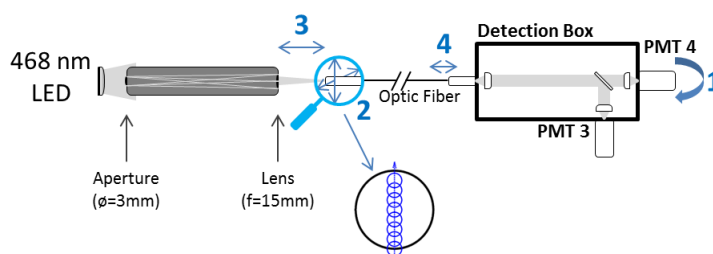


FIGURE 3.23 Dispositif expérimental d'étude des instabilités du boîtier de détection. (1) Rotation des PMT pour d'étude de l'inhomogénéité de la photocathode (2) Translation du spot sur l'entrée de la fibre pour l'étude de la dérive du faisceau laser (3) Variation de la taille du spot sur l'entrée de la fibre (4) Variation de l'écartement entre la fibre et la première lentille (L1) pour l'étude de la sensibilité du tirage de la fibre dans le boîtier

Le système est composé d'un tube en aluminium noir –longueur 351 mm– avec à l'une de ses extrémité un diaphragme –diamètre 3 mm– et à l'autre extrémité une lentille –focale 15 mm et diamètre 9,6 mm– comme l'illustre la figure 3.23. On place idéalement la fibre au niveau de l'image du diaphragme par la lentille. Par calcul matriciel on trouve l'emplacement à 15,6 mm (image de 0,13 mm de diamètre), en pratique on place la fibre où le spot lumineux est de plus petite taille. Pour que les mesures réalisées soient transposables au système réel il est important de s'assurer que la fibre est correctement placée devant le tube. En effet, une erreur d'un millimètre sur la distance conduirait à un spot 4 à 5 fois plus grand et ne serait plus acceptable pour une fibre de diamètre 0,4 mm. Un diaphragme de 6.5 mm de diamètre est ajouté derrière la lentille pour correspondre au mieux à l'ouverture numérique du télescope ($O.N._{telescope} = 0.2$). L'autre extrémité de la fibre est reliée au boîtier de détection du lidar. Les filtres interférentiels ont été retirés, ainsi les deux PMT enregistrent un signal de même longueur d'onde, c'est à dire celle de la source : une LED bleue @468 nm.

3.2.4.2 Inhomogénéité des PMT

Pour quantifier les effets de l'hétérogénéité de la photocathode, le rapport du signal vapeur d'eau sur le signal azote a été enregistré tout en effectuant une rotation de l'un des deux PMT (test n°1 figure 3.23). La cartographie de la surface de la photocathode étant inconnue, il est difficile de prévoir les résultats d'une telle expérience. De plus, il semblerait cohérent que le rapport des deux canaux ne change pas lors de la rotation du PMT étant donné qu'il n'y a pas de variation au niveau de la transmission source-entrée de fibre. Les variations observées résultent d'une part de l'absence d'une symétrie de révolution autour de l'axe optique et, d'autre part, du fait que lorsqu'on tourne le PMT on n'éclaire plus les mêmes parties de la photocathode.

Lors des expérimentations j'ai testé différentes configurations du boîtier, avec du vignettage comme la configuration de Démévap ou sans vignettage pour les configurations optimisées. Chaque configuration testée a d'abord été simulée sur Zemax pour juger de la probabilité de vignettage ainsi que pour évaluer la taille de la tache sur le PMT. En effet, on suppose que, plus la tache est grande, moins il existe de variations dues à l'inhomogénéité du PMT.

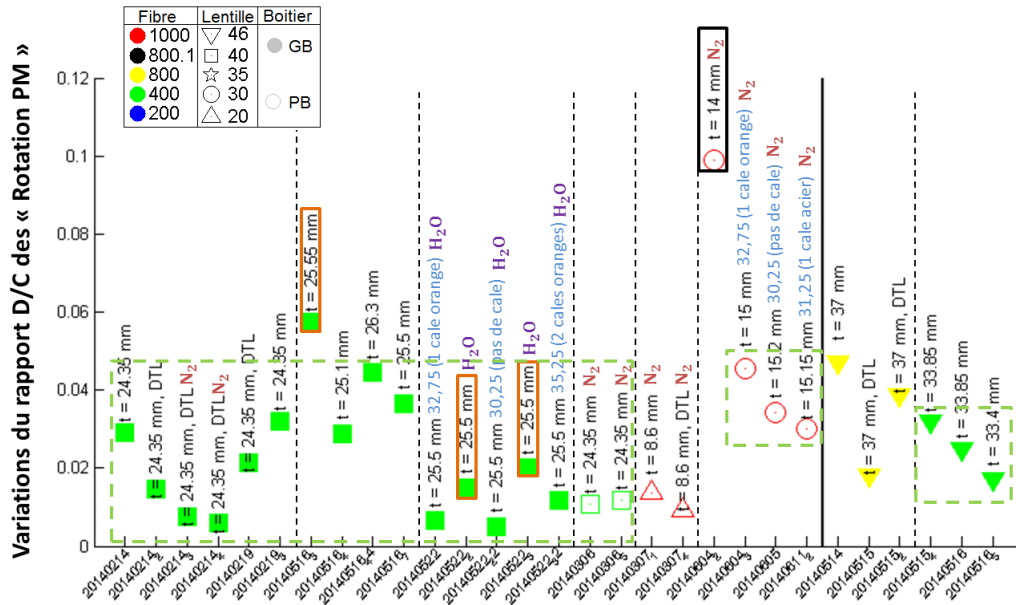


FIGURE 3.24 Variations relatives du rapport du canal H₂O sur le canal N₂ pour l'ensemble des tests "Rotation PMT" réalisés lors de cette étude

Sur la figure 3.24 sont présentées les variations relatives ($\frac{\max(D/C) - \min(D/C)}{\text{moy}(D/C)}$) de l'ensemble des expérimentations de rotation de PMT réalisées dans le cadre de l'étude. À droite du trait vertical plein se trouvent les tests réalisés avec le boîtier en

configuration Démévap (1^{ère} partie avec vignettage, triangles jaunes, et 2^{nde} partie sans vignettage, triangles verts), à gauche différentes configurations testées durant les expérimentations. Les tests de gauche sont tous basés sur des configurations optimisées, i.e. sans vignettage, sauf celles qui sont représentées par un triangle rouge vide). Les tests sont réalisés en faisant tourner un PMT puis l'autre et, lorsqu'un seul PMT est tourné le point est annoté avec la mention "N₂" ou "H₂O". Les séries encadrées en orange font référence à des problèmes d'instrumentation constatés après coup, leurs résultats sont donc à modérer.

Plusieurs paramètres soupçonnés de créer des variations dus à l'inhomogénéité des PMT ont été expérimentés durant cette étude. Tout d'abord, l'impact de la taille du faisceau frappant le PMT a été testé en jouant sur la distance entre le PMT et la seconde lentille (L2). Pour cela, des cales ont été ajoutées au niveau du support du PMT. Les résultats sont visibles dans la 3^{ème} division de la figure 3.24, où sont indiquées en bleu les distances entre le PMT et la lentille L2. Plus le PMT est éloigné de la lentille et plus la tache est petite et donc plus les variations seront grandes. Ensuite, j'ai analysé le choix de la configuration optique, qui définit la présence ou non de vignettage ainsi que la taille du faisceau sur le PMT. On remarque alors que la configuration optimisée "Large fibre/Boitier court" qui donne une taille de faisceau sur le PMT plus petite que la configuration optimisée "Petite fibre/Boitier long" enregistre de plus fortes sensibilités aux tests de rotation du PMT. En règle générale, les tests réalisés avec des configurations optimisées (4 premières divisions de la figure 3.24) donnent de plus faibles variations que la configuration de la première partie de Démévap (7^{ème} division de la figure 3.24). Enfin, pour tenter de réduire le problème d'inhomogénéité de la photocathode, il a été envisagé d'utiliser des diffuseurs, comme l'avait suggéré (Simeonov et al., 1999). Des tests ont été effectués (voir insignes "DTL" sur la figure 3.24) et ont montré de relativement bons résultats (variations < 2%). Cependant, cette alternative ne convient pas au système car malgré l'amélioration apportée, le niveau absolu des signaux chute est divisé d'un facteur deux, ce qui n'est pas viable pour la mesure de signaux déjà peu intenses. Freudentha-ler (2004) propose l'utilisation de lentilles de champ pour mitiger les conséquences de l'inhomogénéité des PMT. Cette solution n'est pas envisageable pour le moment dans système lidar de l'IGN, puisque la configuration actuelle n'a pas prévu d'emplacement supplémentaire.

Il est difficile de maîtriser l'effet de l'inhomogénéité des PMT sur les signaux. Cependant, lorsque les variations sont très élevées (> 4 %) on peut suspecter un problème dans l'alignement du boîtier. Cette limite a été fixée d'après les séries entourées en vert pointillé qui correspondent aux cas où aucun vignettage n'est observé en théorie. La figure 3.25 présente les effets du choix de la configuration optique du boîtier. Les trois séries montrées ont été choisies pour le soin particulier que nous avons porté à l'alignement du faisceau dans le boîtier. Les points bleus correspondent

à la configuration de Démévap, les points verts à la configuration optimisée "Petite fibre/Boitier long" et les points rouges à la configuration "Large fibre/Boitier court".

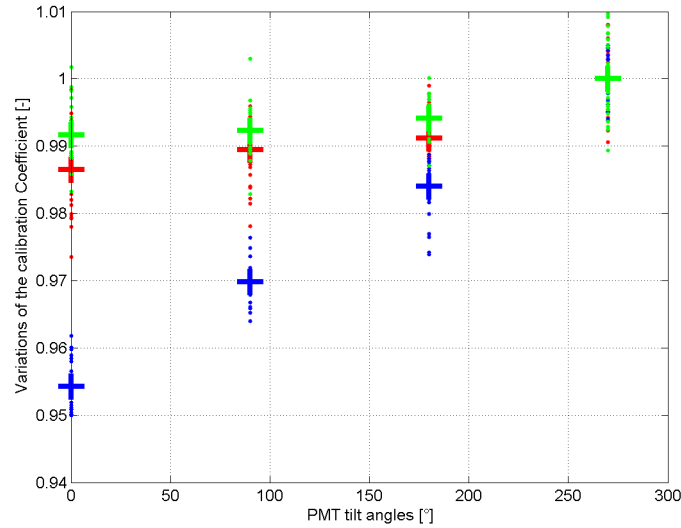


FIGURE 3.25 Variations du ratio des signaux des deux canaux Raman pour différentes positions du PMT. *Bleu* Configuration de Démévap (0,8 mm/grand boitier). *Vert* Optimisation 1 (0,4 mm/grand boitier). *Rouge* Optimisation 2 (1 mm/boitier court)

Lors d'enregistrements réels de profils de vapeur d'eau, la position des PMT devra rester fixe tout au long de la campagne. Nous suggérons qu'il serait judicieux de réaliser ce test pour définir la position des deux PMT au préalable, le choix de cette position se faisant de manière à maximiser le signal absolu sur chacun des deux canaux Raman.

3.2.4.3 Variation de la position du spot sur l'entrée de la fibre

Simulation idéalisée L'expérimentation n° 2 de la figure 3.23 doit permettre de reproduire la dérive du faisceau sur l'entrée de la fibre optique dans le télescope et donc les variations de modes et d'O.N. en sortie de fibre. En effet, ce test consiste à déplacer le spot lumineux à l'entrée de la fibre de manière à ce qu'il traverse la fibre suivant un de ses diamètres. Les résultats de ce test sont difficilement prévisibles et dépendent uniquement de l'inhomogénéité des PMT et des variations d'ouverture numérique pouvant entraîner ou non du vignettage. Il est cependant possible de faire une simulation idéalisée de l'allure générale des courbes des signaux absolus des deux canaux Raman en évaluant le ratio de la surface du spot lumineux sur la surface d'entrée de la fibre. Ces courbes théoriques sont présentées sur la figure 3.26 où l'on a

représenté le pourcentage de l'aire du faisceau entrant dans la fibre en fonction du déplacement par rapport au centre de celle-ci et cela pour deux diamètres de fibre différents (1 mm à gauche et 0,4 mm à droite, courbes pointillées). Lorsque l'aire est égale à l'unité l'intégralité du spot entre dans la fibre. Deux paramètres sont alors responsables d'écarts par rapport à la courbe théorique (pointillée) : la taille du spot et l'écart de la trajectoire du spot par rapport à un diamètre de la fibre. Le placement de la fibre par rapport au système LED+tube n'est pas parfait et il se peut que le spot lumineux soit légèrement plus grand, ceci est illustré sur la figure 3.26 par les courbes en traits pleins. Pour les mêmes raisons de réglage non idéal, le spot ne balaye pas exactement un diamètre mais plutôt une corde de l'entrée de la fibre ce qui est illustré par la couleur bleue sur la figure 3.26 qui intègre un écart de 0,1 mm par rapport au centre de la fibre.

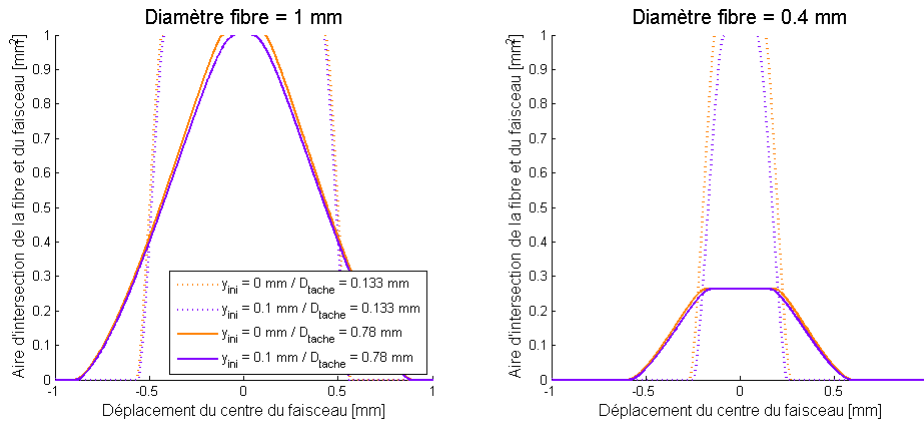


FIGURE 3.26 Proportion de l'aire du spot lumineux entrant dans la fibre (*gauche* : fibre 1 mm, *droite* : fibre 0,4 mm)

Expérimentations Ce test de balayage du faisceau en entrée de fibre a donc été réalisé pour les différentes tailles de boîtier, fibres et lentilles afin d'évaluer les variations engendrées par des éventuels changements de modes et/ou d'ouverture numérique. Les résultats pour les fibres de 400 et 1000 μm sont présentés en figure 3.27. Les graphes montrent les variations du coefficient d'étalonnage (ratio des deux canaux Raman) en fonction de l'écartement du spot par rapport à la position centrale, i.e. la position pour laquelle les signaux des deux canaux Raman sont maximisés. Les deux graphes supérieurs présentent les résultats obtenus pour la fibre de 400 μm pour le grand boîtier à gauche et le petit boîtier à droite. Et les deux graphes inférieurs sont pour la fibre de 1000 μm .

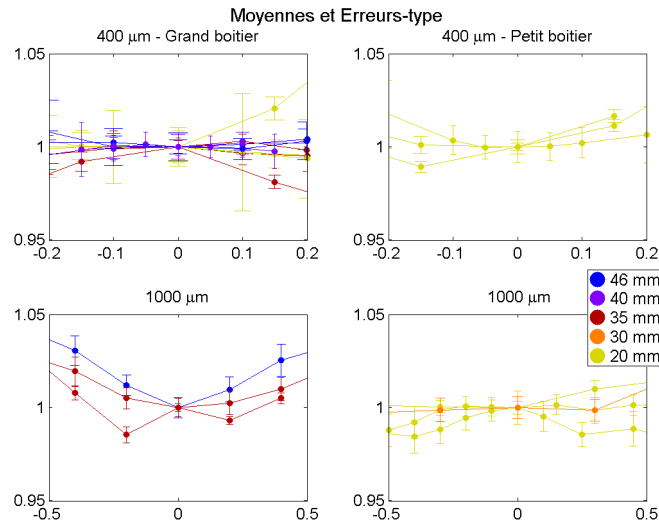


FIGURE 3.27 Test de translation du spot lumineux sur l'entrée de la fibre, pour 2 types de fibres (400/1000 μm - haut/bas), 2 tailles de boîtiers (Long/court - Gauche/droite) et différentes lentilles (couleurs)

La figure 3.28 présente les variations, normalisées par rapport au centre de la fibre, du rapport du canal vapeur d'eau sur le canal azote pour différentes configurations optiques testées. Les couleurs correspondent à différents diamètres de fibres tandis que les formes des points correspondent au choix de la première lentille dans le boîtier. La taille réduite du boîtier est symbolisée par une absence de remplissage du point.

Il apparaît que la fibre de 1 mm (bleu) entraîne le plus de variations quel que soit le choix de la lentille, ceci étant dû à une plus grande variété de modes de la fibre. Cependant, lorsque l'on choisit une configuration optique optimisée -e.g. petit boîtier, lentille de courte focale, $\odot$ ou $\triangle$ sur la figure- les variations engendrées par le déplacement du spot sur la fibre s'en trouvent réduites. En suivant l'ordre décroissant des variations on retrouve la fibre de 800 μm (rouge) et en particulier, la configuration initiale de Démévap ($\blacktriangledown$). Enfin, les variations les plus faibles sont enregistrées pour la fibre de 400 μm avec, en moyenne, de meilleurs résultats lorsqu'on fait le choix d'une lentille de focale plus courte (35 ou 40 mm) que celle utilisée durant Démévap (46 mm).

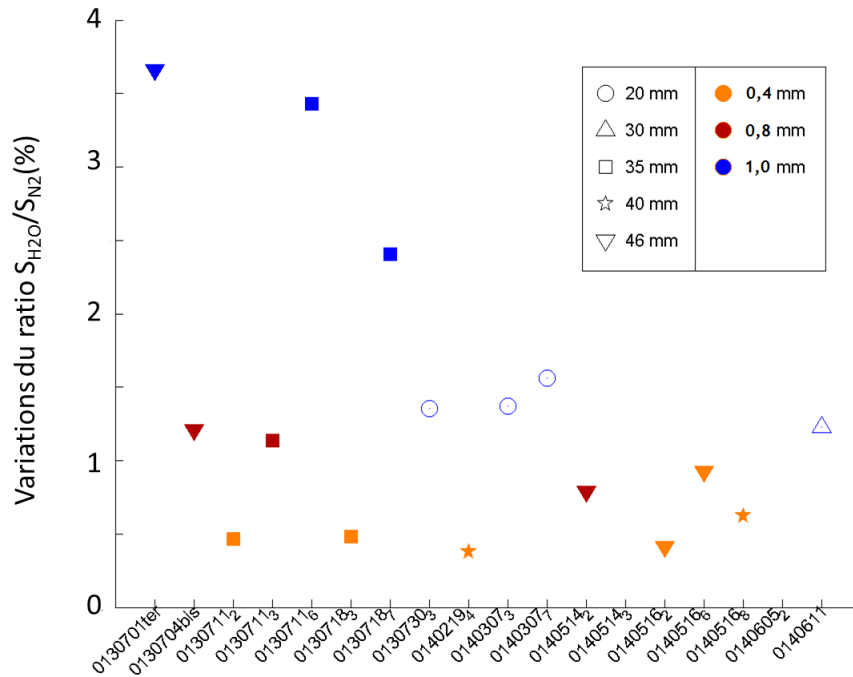


FIGURE 3.28 Variations relatives au test de translation du spot lumineux sur l'entrée de la fibre, pour différentes configurations optiques. *Symboles* : focale de la lentille L1, *Couleurs* : diamètre de la fibre, *Remplissage* : taille de boîtier (plein : long/vide : court)

L'ensemble des tests réalisés pour évaluer l'impact de la position du spot en entrée de la fibre sur le rapport des deux canaux Raman a montré des variations pouvant aller jusqu'à quelques pourcents. Cependant, nous avons noté que le choix d'une configuration optique exempte de vignettage réduit les variations liées à ce type d'instabilités. La figure 3.29 résume ces conclusions en présentant les variations du rapport du canal vapeur d'eau sur le canal azote pour les trois configurations optiques. La configuration non optimisée ($\varnothing_{\text{fibre}} = 1 \text{ mm}$ /Boîtier long/ $L_1 = 46 \text{ mm}$), en bleue, présente des variations de l'ordre de 4% sur l'intervalle du diamètre de la fibre (i.e. distance sur laquelle le centre du spot ne sort pas de la fibre). Pour les configurations optimisées, en rouge ($\varnothing_{\text{fibre}} = 1 \text{ mm}$ /Boîtier court/ $L_1 = 20 \text{ mm}$) et vert ($\varnothing_{\text{fibre}} = 0,4 \text{ mm}$ /Boîtier long/ $L_1 = 40 \text{ mm}$), les variations ne sont que de quelques dixièmes de pourcent dans l'intervalle du diamètre de la fibre.

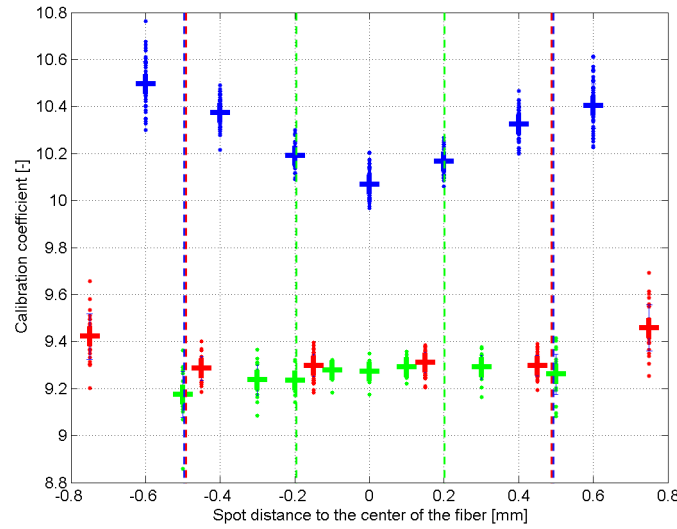


FIGURE 3.29 Variations du coefficient d'étalonnage enregistrées lors du test de translation d'un spot le long de l'entrée de la fibre pour trois configurations optiques. Les traits en pointillés marquent les limites de la fibre. (*bleu*) Configuration non optimisée de Démévap (*vert*) Configuration optimisée 1 boîtier long/petite fibre 0,4 mm (*rouge*) Configuration optimisée 2 boîtier court/large fibre 1 mm

3.2.4.4 Variation de la taille du spot sur l'entrée de la fibre

Si l'on prend en compte la divergence du laser, la taille de la couche sondée augmente avec l'altitude. Ainsi, l'image de cette couche sur l'entrée de la fibre va varier avec l'altitude. Par exemple, pour des courtes distances le spot image sera plus grand que la largeur de la fibre (Jenness et al., 1997). Outre une réduction du signal transmis à la fibre (si le spot est coupé une partie du signal est perdue), on pourrait s'attendre à une variation du coefficient d'étalonnage suite à des variations de la structure et de la taille du faisceau au niveau des PMT.

Pour évaluer l'impact possible sur le coefficient d'étalonnage, une expérience consistant à faire varier la taille du spot sur l'entrée de la fibre a été imaginée. En reprenant le dispositif d'étude, on fait varier la distance entre la fibre et le tube tout en maintenant l'axe de la fibre sur l'axe du tube (flèche n° 3, figure 3.23). La figure 3.30 illustre les résultats pour une configuration non-optimisée (points bleus) et une configuration optimisée (points verts). En abscisse, on a tracé l'écart entre la position de fibre et la position pour laquelle le spot est le plus petit en entrée de fibre. Cette position est estimée expérimentalement à partir du maximum des signaux absolus de chaque canal.

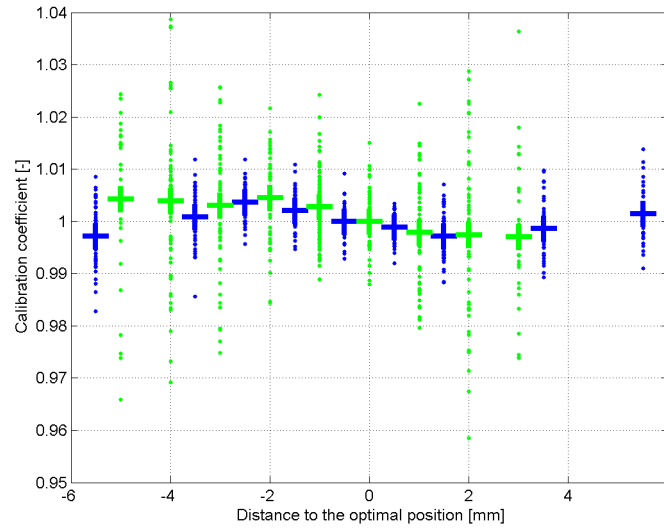


FIGURE 3.30 Variations du coefficient d'étalonnage enregistrées lors du test de la taille du spot à l'entrée de la fibre pour deux configurations optiques. *Bleu* Configuration non optimisée de Démévap. *Vert* Configuration optimisée 1 : boîtier long/petite fibre

Les résultats de ce test ne montrent pas de variations significative du coefficient d'étalonnage résultant de la variation de la taille du spot en entrée de fibre. La dispersion plus importante observée avec la configuration optimisée (points verts figure 3.30) provient du diamètre plus petit de la fibre utilisée. En effet, l'image de la couche sur l'entrée de la fibre va être plus rapidement supérieure à la surface de la fibre, entraînant une perte de signal (et donc une diminution du RSB).

3.2.4.5 Ajustement du tirage au niveau du boîtier

L'ajustement du tirage de la fibre au niveau de l'entrée du boîtier n'est pas une source d'instabilité –une fois fixée, sa position ne varie pas– mais qui s'il n'est pas réglé avec attention, peut mener à du vignettage. Les simulations de la configuration optique du boîtier de Démévap vues dans la section 3.2.3, ont montré qu'il n'est pas possible d'ajuster ce réglage sans qu'il y ait coupure du faisceau par les éléments optiques. Les optimisations optiques proposées permettent donc d'éviter le vignettage sur un intervalle dont la longueur dépend de la fibre et des lentilles utilisées. Des variations du coefficient d'étalonnage peuvent apparaître lorsque l'on démonte et remonte la fibre, e.g. entre deux campagnes, pendant des sessions de tests. On a donc voulu évaluer, théoriquement l'amplitude de ces éventuelles variations pour les différentes configurations du boîtier.

J'ai réalisé les simulations numériques sous Zemax de toutes les configurations testées précédemment pour évaluer théoriquement l'intervalle de réglage pour lequel le faisceau ne vignette sur aucun des éléments optiques. Le tableau 3.1 présente les résultats des estimations des intervalles de tirage. Il paraît évident que les plus grands intervalles de réglages sont obtenus avec les fibres de plus petits diamètres. La différence entre l'"Optimisation 1" et "Démévap 2" est un changement de lentille en entrée du boîtier. Dans le cas de la configuration optimisée, on choisit une lentille de plus petite focale. Cela a pour effet une réduction de l'intervalle de tirage mais cela permet d'avoir plus de marge au niveau de la première lentille (cf. figure 3.21).

Configuration	Dimensions boîtier	Fibre (mm)	Intervalle de tirage (Δ mm)
Démévap 1	Long	0,8	X
Démévap 2	Long	0,4	5
Optimisation 1	Long	0,4	4
Optimisation 2	Court	1	1,5

TABLE 3.1 Intervalles de tirages de la fibre dans le boîtier pour les différentes configurations étudiées.

3.2.5 Conclusions

L'étude approfondie des sources d'instabilité d'origine optique dans le boîtier de détection a permis de les quantifier. À l'aide de simulations et d'expérimentations, on a démontré que la dérive du faisceau laser pouvait entraîner des fluctuations différentielles entre les canaux Raman lors de la détection du signal. Ces fluctuations sont engendrées par la transmission via la fibre et l'inhomogénéité de sensibilité de la photocathode. On a aussi montré qu'il était possible de minimiser ses variations en optimisant d'une part le choix des éléments optiques pour éviter le vignettage, et d'autre part les réglages. Cette étude doit encore être validée par des mesures réelles de profils de vapeur d'eau, ce que nous verrons dans le chapitre 4 de cette thèse. Pour achever l'étude du boîtier de détection, on présentera dans une dernière partie l'examen de sources d'erreurs et d'instabilité au niveau de l'électronique des détecteurs de photons.

3.3 Étude des instabilités des PMT

3.3.1 État de l'art du fonctionnement d'un photomultiplicateur

3.3.1.1 Principe de fonctionnement

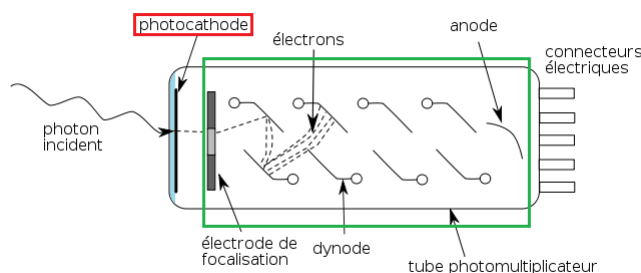


FIGURE 3.31 Schéma de principe d'un photomultiplicateur

Les photomultiplicateurs (PMT, figure 3.31) sont composés des 3 éléments que sont : la fenêtre d'entrée (en bleu ciel sur la figure 3.31), la photocathode (encadré rouge) et le multiplicateur d'électrons (encadré vert). Les photons pénètrent dans le PMT par la *fenêtre d'entrée*. Ils frappent la *photocathode* et entraînent la libération d'électrons par effet photoélectrique. Les électrons sont accélérés et dirigés par le champ électrique d'une *électrode de focalisation* vers la première *dynode*. Chaque électron frappant la dynode est multiplié et envoyé vers la seconde dynode où il sera à nouveau multiplié et redirigé vers les dynodes suivantes. Au bout de la chaîne de dynode se trouve l'anode qui collecte l'ensemble des électrons arrivant pour les transformer en impulsion électrique.

Une des principales caractéristiques d'un photomultiplicateur est son gain. Le gain dépend du nombre de dynodes ainsi que de la haute tension appliquée au PMT. Il est donné par la formule : $G = \delta^n$ avec δ le coefficient d'émission secondaire des dynodes et n le nombre de dynodes. Le coefficient d'émission secondaire est le nombre d'électrons créés lors de la multiplication sur les dynodes. Ce coefficient dépend de la valeur de la tension entre les dynodes ainsi que du matériau et de la configuration spatiale des dynodes.

Les signaux détectés par un photomultiplicateur suivent la loi de Poisson, i.e. l'écart type du nombre de photons détectés est égal à la racine carrée de la moyenne du nombre de photons. Dans le cas de la loi de Poisson, qui s'applique aux événements

rares, la probabilité d'occurrence d'un événement est définie ainsi :

$$P(n = k) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^k}{k!} \quad (3.4)$$

avec λ nombre strictement positif appelé paramètre de la loi de Poisson. La moyenne de la loi de Poisson est λ , et donc l'écart-type $\sigma = \sqrt{\lambda}$.

3.3.1.2 Détection du photo-électron

Régimes de fonctionnement Les PMT sont branchés à un système d'acquisition qui transforme le signal électrique du PMT en signal numérique. L'acquisition d'un signal sortant du PMT peut se faire de deux façons suivant l'intensité de la lumière incidente. Pour des flux importants de photons, le PMT fonctionnera en mode analogique alors que pour des faibles flux on utilisera le mode dit "comptage de photons" (figure 3.32).

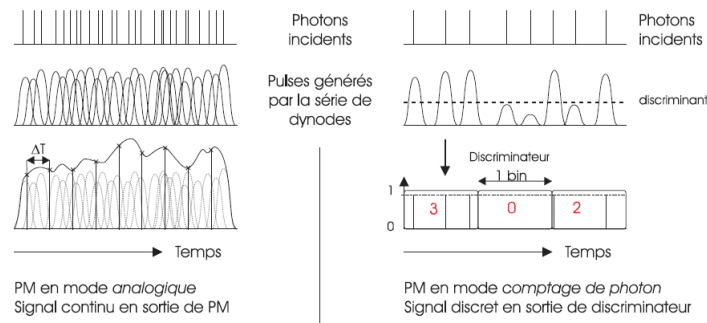


FIGURE 3.32 Principe de fonctionnement des deux régimes d'un PMT. À gauche : l'analogique/À droite : le comptage de photons

Dans le cas d'un régime "Comptage de photons" on fixe un seuil, appelé discriminant, ainsi chaque impulsion dépassant le seuil est comptabilisée, l'information sur l'amplitude de l'impulsion n'est pas prise en compte. Ce régime est utilisé uniquement si les impulsions arrivent suffisamment espacées dans le temps.

3.3.1.3 Courant d'obscurité et afterpulses

Courant d'obscurité Il arrive que les PMT génèrent des pulses qui ne sont pas issus d'un photon frappant la photocathode : ces pulses sont appelés pulses d'obscurité. La présence de ces pulses parasites peut s'expliquer de différentes manières mais elle

est en général fortement proportionnelle à la tension appliquée. Parmi les causes de productions de photons d'obscurité on trouve ([Hamamatsu, 2001](#)) :

- L'émission thermo-ionique d'un électron au niveau de la photocathode ou au niveau des dynodes qui se multiplie en remontant le tube (la probabilité de détection d'un pulse parasite ayant pour origine une dynode est plus faible car l'électron sera moins multiplié). Ce phénomène est amplifié par une augmentation de la température dans la pièce.
- Le courant de fuite peut aussi entraîner des photons de bruits mais il est prédominant aux basses tensions. Il est dû à une contamination par de la poussière ou de l'humidité entraînée par une mauvaise isolation au niveau de la fenêtre d'entrée. Le courant de fuite est négligeable par rapport à l'émission thermo-ionique.
- Des électrons déviés de leur trajectoire peuvent venir frapper la fenêtre d'entrée et provoquer de la scintillation qui va entraîner le processus de formation d'un électron à la photocathode. Un revêtement adéquat du tube photomultiplicateur permet de limiter cette source de courant d'obscurité.
- Si l'on soumet le PMT à des tensions supérieures aux maximales recommandées, on risque de créer du courant d'obscurité ayant pour origine les électrodes. De plus, de trop fortes tensions tendent à réduire la durée de vie des PMT et sont donc à proscrire.
- Les électrons créés par les photons peuvent impacter les gaz ayant réussi à pénétrer dans le tube. Ils sont alors ionisés et peuvent aller frapper la photocathode ou les dynodes et entraîner le processus de création de pulse. Ces pulses sont appelés des afterpulses.
- Une dernière source possible est l'entrée de rayons cosmiques dans le tube entraînant une production de photons et donc de pulses parasites. Cependant, cette source reste très négligeable comparée aux autres.

Le moyen le plus efficace de réduire le courant d'obscurité est de maintenir les PMT à une température faible, entre 5 et 10°C ([Becker, 2011](#)), et d'éviter de les endommager en les exposant à des lumières trop fortes.

Afterpulses Les afterpulses sont des pulses apparaissant après le pulse principal et qui ne sont pas causés par l'arrivée d'un photon sur la photocathode. Ce phénomène de pulses parasites est connu des utilisateurs et fabricants de PMT, mais peu d'études sur le sujet ont été réalisées. Leur origine provient de l'ionisation d'un gaz, présent dans l'espace situé entre la photocathode et la première dynode, lors du passage des photo-électrons. L'ion positif qui en résulte remonte vers la photocathode et produit un photon-électron ([Morton et al., 1967](#); [Coates, 1973](#)). On classe aussi parmi les afterpulses, les pulses produits par des électrons rétro-diffusés des dynodes qui retournent à la première dynode ([Yamashita et al., 1982](#)). Peu de documentation est disponible sur ce dernier type d'afterpulses, qui ne seront donc pas pris en considéra-

tion ici. Les afterpulses sont caractérisés par leur amplitude, leur taux d'apparition et leur retard par rapport au pulse principal. Plusieurs facteurs sont à même d'influencer ces caractéristiques : la nature de l'ion à l'origine de l'afterpulse, la haute tension appliquée au PMT et l'amplitude du pulse principal. Le matériau de la photocathode est aussi un facteur à prendre en compte, par exemple, il a été montré que les photocathodes en baryum ne produisent pas d'afterpulses ([Morton et al., 1967](#)).

L'amplitude de l'afterpulse dépend principalement de l'ion à l'origine de la production du photo-électron. Certains produisent des afterpulses d'amplitude équivalente à l'amplitude que produirait l'arrivée d'un unique photon sur la photocathode comme par exemple le N_2^+ , d'autres peuvent correspondre à quelques dizaines de photons ([Ma et al., 2011](#)). Il est important de noter que, pour un ion donné, l'amplitude de l'afterpulse correspondant est constante quelle que soit l'amplitude du pulse principal, mais qu'elle augmente avec la haute tension.

Le taux d'afterpulses -qui correspond au nombre d'afterpulses normalisé par les nombres de photons contenus dans le pulse principal- augmente linéairement avec la haute tension.

Le retard de l'afterpulse est fonction de la nature de l'ion, de la haute tension et du parcours effectué par l'ion dans le tube suivant la formule ([Coates, 1973](#); [Akchurin and Kim, 2007](#)) :

$$t = \sqrt{\frac{2 \times m}{q \times V}} \times x \quad (3.5)$$

t : Temps de transit [s]

m : Masse de l'ion [kg]

q : Charge de l'ion [C]

V : Tension entre cathode et première dynode [V]

x : Distance entre cathode et première dynode [m]

D'après cette équation, on peut s'attendre à une augmentation du retard avec une diminution de la haute tension ainsi qu'avec la masse de l'ion. Le retard étant fonction de la distance parcourue par l'ion, il dépendant du type de PMT utilisés. Cette équation permet, à partir d'une distribution des retards des afterpulses, de déterminer la nature des ions présents. Cette question est fréquemment traitée dans les études de caractérisation des afterpulses, et on trouve des désaccord sur les ions responsables d'afterpulses. Lors des premières études sur le sujet, [Morton et al. \(1967\)](#) a testés l'apparition d'afterpulses après introduction d'hydrogène (H_2^+), d'oxygène (O_2^+), d'azote (N_2^+), d'argon (Ar^+) et de xenon (Xe^+). Hormis l'oxygène, tous les gaz ont été identifié comme potentiels producteurs d'afterpulses. L'ion H_2^+ serait causé par la présence d'humidité dans le tube ([Morton et al., 1967](#); [Hall and McKeown,](#)

1973). Plus tard, Coates (1973) identifiera un pic d'afterpulses correspondant aux ions O_2^+ et O^+ . D'autres ions tels que le méthane (CH_4^+ , voir Akgun et al. (2008)), ou encore l'hélium (He^+) qui est responsable de fortes contamination du PMT (Coates, 1973; Paske, 1974; Akchurin and Kim, 2007) ont aussi été étudiés.

La présence de gaz dans le tube est expliqué par la nature poreuse de la photocathode. Il en résulte une augmentation du nombre d'afterpulses avec l'âge du PMT (Akgun et al., 2008).

Pour certaines applications, le PMT n'a pas besoin de fonctionner en continu, il est donc envisageable de ne sélectionner que le pulse principal par un système de déclenchement. Dans le cas du lidar Raman ce n'est pas possible, c'est pourquoi les caractéristiques des afterpulses enregistrés sur nos PMT ont fait l'objet d'une étude attentive.

3.3.1.4 Présentation succincte des PMT du système lidar IGN

Les PMT utilisés dans le système lidar de l'IGN sont des PMT miniatures de la série R7400 du fabricant Hamamatsu. Les PMT des canaux Raman sont optimisés pour le comptage de photons alors que ceux pour les canaux Rayleigh/Mie fonctionnent en analogique.

Le matériau de la fenêtre d'entrée est du verre traité pour l'UV, choisi pour sa transmission spectrale dans l'ultra violet. La photocathode est en *bialkali* c'est-à-dire formée de deux métaux alcalins (Césium/Potassium ou Césium/Rubidium) alliés à de l'antimoine. Ce mélange permet une amélioration de la sensibilité de la photocathode ainsi qu'une réduction du courant d'obscurité.

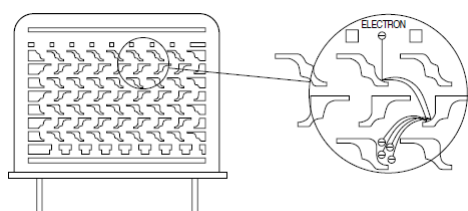


FIGURE 3.33 Structure interne du PMT de type "Metal Channel" (Hamamatsu, 2001)

La structure de la chaîne de dynode est de type *metal channel dynode* et comporte 8 étages (voir figure 3.33) de dynodes. Ce type de configuration a été choisi pour sa compacité qui assure une réponse temporelle très rapide et un gain stable.

Le fabricant Licel, fournisseur de l'ensemble PMT et système d'acquisition, recommande une tension d'utilisation comprise entre 750 et 850 V.

3.3.2 Étude des bruits parasites des PMT du lidar IGN

3.3.2.1 Dispositif d'étude

Pour étudier la réponse de nos PMT à l'arrivée de photons, un dispositif composé d'un laser picoseconde a été mis en place, il est présenté sur la figure 3.34. Il est donc composé du laser de longueur d'onde $\lambda = 650$ nm (détectable par les PMT) relié à un générateur permettant de choisir la fréquence des impulsions. L'intensité lumineuse émise est contrôlée par l'ajout de densités. Le faisceau atténué est focalisé à l'aide d'une lentille dans la fibre optique pour transfert dans le boîtier de détection. Les PMT sont reliés à l'oscilloscope. L'oscilloscope permet d'enregistrer une trace à une certaine cadence contrôlée par le générateur relié au laser. La fenêtre temporelle de la trace est choisie de manière à ce qu'il y ait au maximum un pulse principal par trace. Le pulse principal correspond à un pulse qui a été engendré par une impulsion laser.

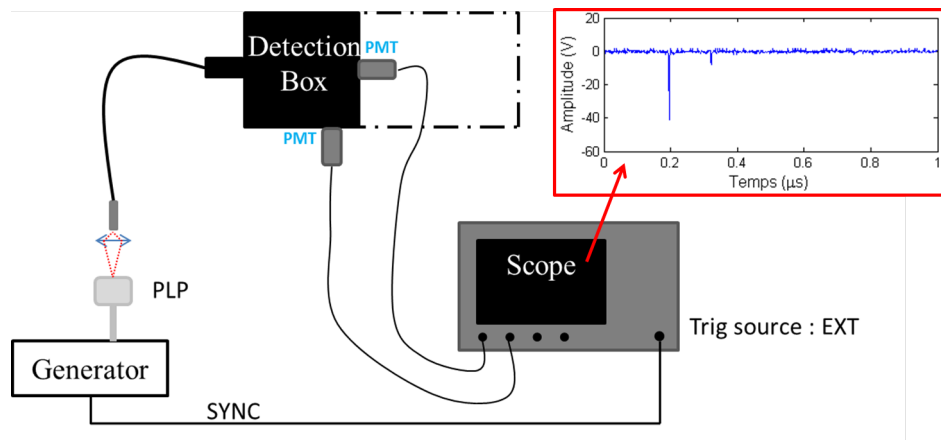


FIGURE 3.34 Dispositif pour l'étude des afterpulses. Le laser (*Picosecond Light Pulser, PLP*, Hamamatsu) émet des impulsions à une fréquence déterminée par l'utilisateur par le biais du générateur. Ces impulsions sont envoyées via la fibre au boîtier de détection. Les signaux des PMT sont enregistrés sur l'oscilloscope puis transférés pour traitement sur un PC. Un exemple d'impulsion laser vue par les PMT est montré dans l'encadré rouge.

3.3.2.2 Caractéristiques des signaux observés

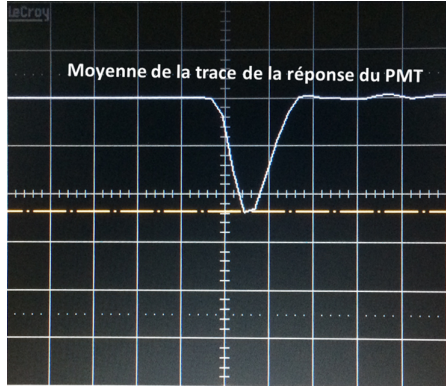


FIGURE 3.35 Amplitude moyenne du photon unique (abscisses : 5 ns.div⁻¹/ordonnées : 5 mV.div⁻¹)

La figure 3.35 présente l'allure du signal du PMT lorsqu'il reçoit un photon (en moyenne). Ceci est obtenu en atténuant le faisceau laser de manière à ce que le PMT détecte une impulsion toutes les dix impulsions générées par le laser. En effet, si on observe une impulsion toutes les dix réellement émises cela signifie que la probabilité $P(n = 0)$ de la loi de Poisson (3.4) est égale à environ 0,9. De cette expression on déduit λ , puis on peut calculer la probabilité d'avoir 2 photons dans le pulse ($P(n = 2)$). Le calcul donne 0,5% ce qui est négligeable comparé aux $\approx 10\%$ de $P(n = 1)$.

Cette figure nous permet d'évaluer la valeur de l'amplitude moyenne du photon unique pour le PMT H₂O : - 11,8 mV. Un calcul similaire pour le PMT N₂ donne - 15,6 mV.

3.3.2.3 Courant d'obscurité

Les parasites communs à tous les types d'appareils de mesures sont les bruits internes visibles même lorsqu'aucune mesure ne devrait être observée. La fiche technique du fabricant Hamamatsu indique un courant d'obscurité typique de 80 ph.s⁻¹ et un maximum de 400 ph.s⁻¹ pour les PMT utilisés dans le lidar Raman de l'IGN.

Pour vérifier les données du fabricant, des mesures du bruit d'obscurité ont été réalisées en laboratoire à l'aide d'un oscilloscope. Les PMT sont branchés sur ce dernier et placés dans le boîtier du lidar dont toutes les entrées ont été obturées avec soin. En fixant le seuil de détection à -10 mV, on mesure le temps mis par le PMT pour détecter 100 pulses et on obtient la valeur du bruit d'obscurité en ph.s⁻¹. Le bruit d'obscurité compté est alors d'environ 1,5 ph.s⁻¹ pour le PMT H₂O et de 10 ph.s⁻¹ pour le PMT N₂. Le seuil de détection est proche de l'amplitude du photon unique du PMT utilisé pour la vapeur d'eau, les comptages ont été effectués avec un seuil de détection de -5 mV. Les résultats des valeurs de comptage étaient en accord avec ceux trouvés pour le seuil de détection de -10 mV.

Nos PMT sont sélectionnés parmi la catégorie *low noise* et présentent ainsi de meilleures performances en terme de courant d'obscurité. Ceci explique la différence dans les comptages d'obscurité observés par rapport aux spécifications typiques (80 ph.s⁻¹)

Impact de la température Lors de mesures sur de longues durées du comptage d'obscurité pour le PMT H₂O, nous avons noté des fluctuations importantes de sa valeur, visibles sur la figure 3.36. Si l'on coupe l'alimentation pendant un certain temps puis on réitère la mesure, on retrouve la valeur de départ. On a associé ce phénomène à l'impact de la température sur la valeur du bruit d'obscurité qui se produit ici lors de la chauffe de l'appareil. En effet, d'après la documentation fournie par le fabricant présentée sur la figure 3.37 le courant d'obscurité est susceptible de tripler entre 15° et 25 °.

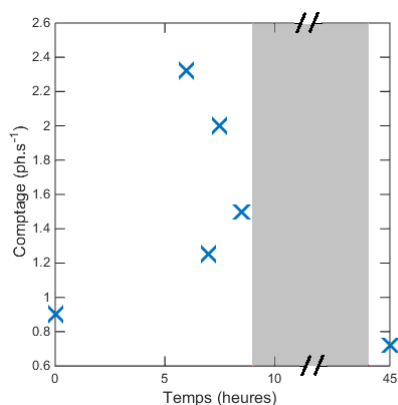


FIGURE 3.36 Variation du courant d'obscurité en fonction du temps pour le PMT H₂O. La zone rouge correspond à un arrêt de l'alimentation du PMT

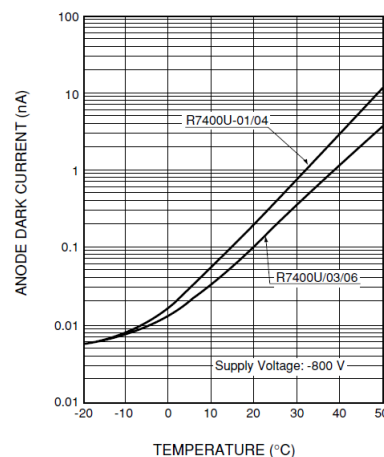


FIGURE 3.37 Variation du courant d'obscurité en fonction de la température pour les PMT du système lidar IGN (Courbe R7400U/03/06)

Sur-exposition Si l'on expose les PMT, hors tension, à la lumière ambiante sans protection, ils présenteront un fort courant d'obscurité lors de la prochaine utilisation. Pour revenir à des courants d'obscurité "normaux", il faudra les mettre en tension et dans l'obscurité pendant plusieurs heures. Si les PMT sont exposés à la lumière en étant branchés, l'augmentation du courant d'obscurité qui en découle pourrait être irréversible (Becker, 2011).

Nous avons testé ce phénomène à la suite d'une exposition involontaire du PMT N₂. La figure 3.38 illustre les résultats de notre tentative de récupération du PMT. Après l'exposition, $t = 0$, on mesure un courant d'obscurité très fort, la valeur de comptage est impossible à calculer car elle est supérieure à la cadence de mesure. On décide alors de mettre le PMT hors tension et dans l'obscurité quelques heures. à $t = 6,5h$ le taux compté est 6 fois supérieur à celui enregistré précédemment. On laisse donc le PMT alimenté pendant plusieurs heures. Au terme de 45h (durée arbitraire) on recompte. Le bruit de photons est de retour sa valeur initiale.

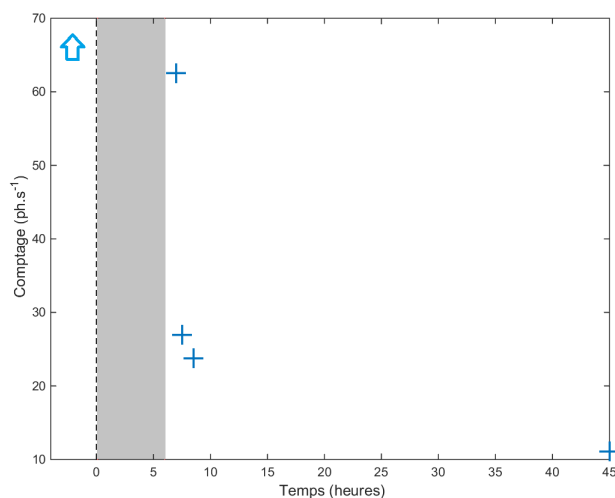


FIGURE 3.38 Diminution du comptage d’obscurité après sur-exposition du PMT N₂.

Ces différents tests ont permis de prendre conscience de l’importance du phénomène d’exposition des PMT à la lumière et de l’attention particulière à apporter au stockage des PMT. De plus, il semble ressortir qu’il serait intéressant d’effectuer une mesure régulière de l’obscurité pour chacun de nos PMT afin de constater ou non d’un éventuel vieillissement, d’une quelconque exposition lumineuse ou d’une surchauffe.

3.3.2.4 Afterpulses

Le second type de parasite que l’on étudiera ici sont les afterpulses. L’objectif étant de les caractériser et d’évaluer leur éventuel impact sur le signal utile.

Traitement des traces L’oscilloscope permet l’enregistrement des traces qui sont transférées sur ordinateur afin d’être traitées via *Matlab*. Pour chaque trace, on détecte à l’aide d’un seuil défini la présence ou non d’un pulse principal. Ce dernier se situe toujours au même endroit temporel, i.e. au moment où l’impulsion laser est déclenchée. Une fois ce pulse comptabilisé (et son amplitude enregistrées) on recense les autres pulses de la trace. Ces pulses ne sont pas engendrés par une impulsions laser ce sont les afterpulses. On enregistre alors leur position et amplitude.

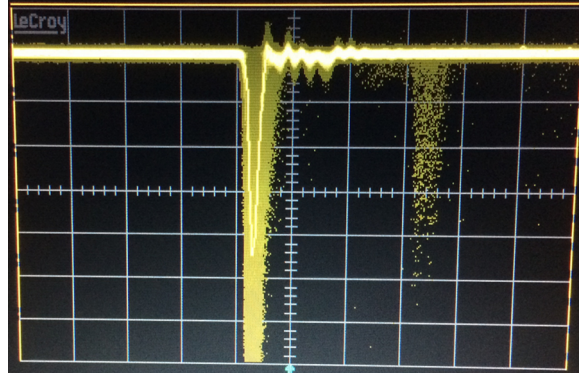


FIGURE 3.39 Visualisation d'un pulse principal (à ≈ 42 ns) suivi d'un afterpulse environ 30 ns après (Mode *Analog Persist*, absc 10 ns.div^{-1} , ord 5 mV.div^{-1})

Amplitude et nombre par trace Les amplitudes moyennes des afterpulses observés sur les deux PMT sont respectivement 18 mV pour le PMT H_2O et de 27 mV pour le PMT N_2 .

Dispersion temporelle Dans un premier temps, on a regardé quel était le retard maximum -par rapport au pulse principal- pour un afterpulse. Cette information permet d'évaluer la distance d'impact des afterpulses sur le profil lidar. D'après les données trouvées dans la littérature ([Becker, 2011](#)), pour ce type de PMT, les afterpulses ne sont plus observés au-delà de $1 \mu\text{s}$ après le pulse principal. Sur l'ensemble de nos observations on a calculé que 90% des afterpulses apparaissaient avant $1 \mu\text{s}$ et aucun n'a été relevé après $1,6 \mu\text{s}$. Concrètement, un pulse dû à un photon réel peut entraîner la formation d'un afterpulse qui pourra être comptabilisé, au maximum, jusqu'à 32 bin après soit environ 240 m plus haut dans le profil.

Origine On a ensuite cherché à savoir s'il était possible d'identifier quels types de gaz pourraient être à l'origine des afterpulses observés dans nos PMT. Si on utilise la formule donnée par [Akchurin and Kim \(2007\)](#) (voir équation 3.5) avec les valeurs de nos PMT, i.e. $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, $\Delta V = 100 \text{ V}$ et $x = 1,2 \text{ mm}$, et en choisissant les ions les plus fréquemment retrouvés dans les PMT on obtient la figure 3.40.

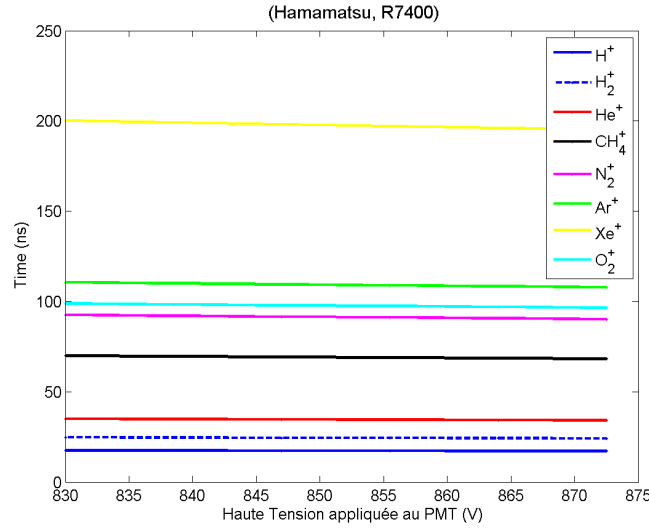


FIGURE 3.40 Temps de transit de différents ions dans les PMT R7400

Lorsque l'on réalise le diagramme des retards, i.e. le temps entre l'afterpulse et le pulse principal, observés sur le PMT H₂O deux pics d'afterpulses se démarquent. On peut les voir sur la figure 3.41, où l'on a tracé le nombre d'afterpulses en fonction du retard. On a normalisé, pour chaque trace, le nombre d'afterpulse par le nombre moyen de photons dans le pulse principal. Les valeurs en ordonnées évaluent le nombre d'afterpulses par photon incident qui engendrent au moins un afterpulse, i.e. on ne prend pas en considération les photons n'entraînant pas d'afterpulse.

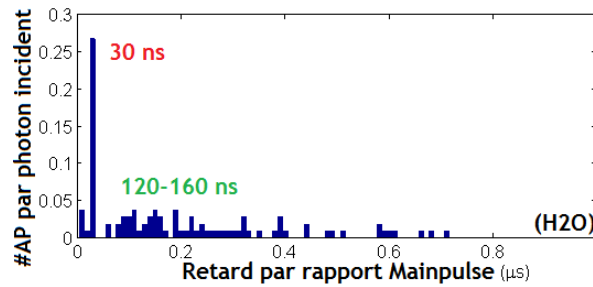
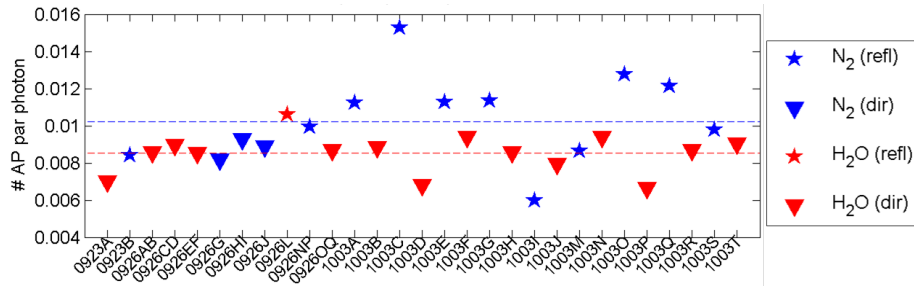


FIGURE 3.41 Diagramme des fréquences d'afterpulses en fonction du retard par rapport au pulse principal. Les données sont normalisées par rapport au nombre de photons dans le pulse principal, seul les pulses engendrant des afterpulses sont pris en compte.

Occurrence Finalement, pour évaluer si une correction est nécessaire pour réduire l'impact de la présence des afterpulses on a calculé le nombre d'afterpulses par photons incidents sur la photocathode pour chaque expérience réalisée. La figure 3.42 présente donc pour chaque expérience menée en laboratoire le nombre d'afterpulses

observés normalisé par le nombre moyen de photons du pulse principal (calculé pour chaque expérience). On a représenté les deux résultats pour les deux PMT (N_2 en bleu et H_2O en rouge), la droite en pointillée correspondant à la moyenne des points pour chaque PMT. Le nombre d'afterpulses par photon incident est globalement similaire sur les deux canaux, la dispersion observée pour le canal N_2 pourrait s'expliquer par sa position dans le boîtier de détection, en effet celui-ci étant en réflexion le signal lui parvenant est moindre.



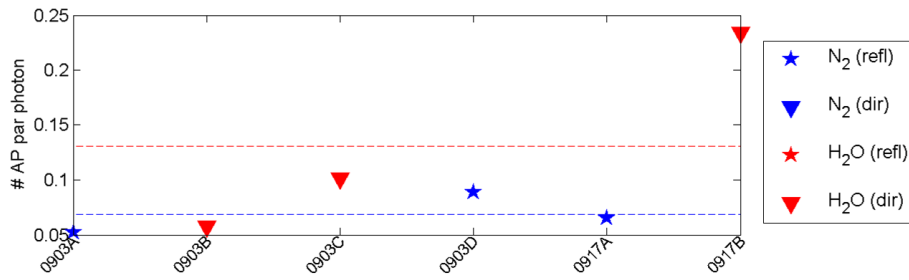


FIGURE 3.43 Ratio d’afterpulses d’obscurité par rapport au nombre de photons incidents sur la photocathode pour les deux PMT

Bien que plus fréquents, les afterpulses d’obscurité sont négligeables comparés aux valeurs du bruit de fond de ciel enregistrées. Cependant, ils sont une caractéristique de nos PMT, et donc un paramètre à mesurer régulièrement pour mettre en évidence un potentiel vieillissement ou dysfonctionnement des appareils.

3.3.3 Tests et réglage du système de comptage de photons

La partie ci-dessus a présenté le régime "Comptage de photons" d’un photomultiplicateur. On va s’intéresser plus en détails ici au choix du discriminant. Ce seuil que l’on fixe avant l’enregistrement des signaux dans le menu du Licel permet d’éliminer une grande partie du bruit, ie les impulsions trop faibles pour représenter des photons réels. Le choix du discriminant est donc un compromis entre une élimination complète du bruit –i.e. un discriminant élevé– et une conservation totale du signal efficace –i.e. un discriminant faible–.

Le discriminant avait été fixé à 5 (ce qui correspond à 1,9841 mV) depuis le début du développement du lidar de l’IGN et donc inchangé durant la campagne Démévap.

3.3.3.1 Recommandations

Pour définir le discriminant, le fabricant du rack d’acquisition suggère de réaliser le *Pulse Height Distribution* pour chacun des PMT. Cette fonctionnalité permet de mesurer, pour chaque discriminant, le nombre de pulses le dépassant. Le PMT est illuminé de manière continue à l’aide d’une source de type LED. Dans un deuxième temps, on effectue la différence de comptage entre deux discriminants successifs. Ce deuxième graphe, doit en théorie faire apparaître une vallée (figure 3.44), qui correspond à la valeur optimale de ce discriminant. En effet, ce point correspond

au moment où le signal devient plus fort que le bruit et donc facilement dissociable. Dans le cas d'utilisation des PMT dans un système lidar, le fabricant Licel conseillait de placer le discriminant sur 8. Lors des tests initiaux de développement du lidar, le signal paraissait trop faible et le discriminant avait donc été placé sur 5.

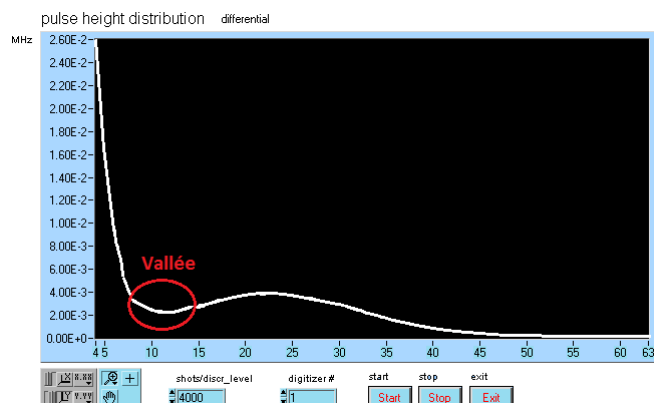


FIGURE 3.44 Exemple de Pulse Height Distribution (en différentiel) et de la vallée

Récemment, on a voulu revoir le choix du discriminant. Lorsque l'on a enregistré nos propres graphes de *Pulse Height Distribution*, aucune vallée n'est ressortie 3.45.

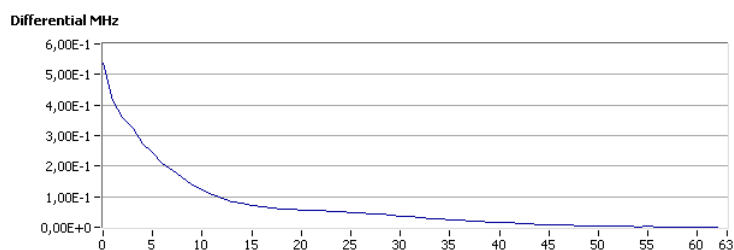


FIGURE 3.45 Pulse Height Distribution (en différentiel) du PMT H₂O

On a attribué l'origine de ce phénomène à la présence des doubles photons : le système d'acquisition aurait tendance à compter deux fois un photon détecté par le PMT.

3.3.3.2 Les doubles photons

Comme on l'a vu précédemment, les signaux détectés doivent suivre une loi de Poisson. Pour vérifier cela, il suffit d'enregistrer des signaux provenant d'une source continue et de comparer l'écart-type avec la racine carré de la moyenne de ces données. En théorie, si λ est la moyenne de la distribution alors l'écart-type : $\sigma = \sqrt{\lambda}$.

En réalité, comme l'avait déjà noté [Bossier \(2008\)](#), il semblerait que la distribution suive une loi de type $\sigma = \sqrt{\alpha \lambda_{expe}}$ avec α proche de 2. Jusqu'à présent, cet écart à la loi de Poisson était corrigé dans les programmes de traitement en divisant par deux le nombre de photons reçus par les PMT. Cependant, on a noté que ce facteur pouvait changer d'une série à l'autre et donc entraîner des erreurs dans les mesures. Pour remédier à ce problème, on a dans un premier temps, envoyé le système d'acquisition au fournisseur qui l'a expertisé puis modifié de manière à réduire ce problème.

La figure 3.46 présente un résumé de deux expérimentations dont le but était de contrôler si la détection de photons suivait une loi de Poisson. Pour cela, on a exposé les PMT à un flux constant de photons (LED bleue atténuée) et on a enregistré le signal pour différentes valeurs de discriminant. Le graphe de la figure 3.46 présente donc, pour les deux PMT, le rapport de l'écart-type empirique (σ_{emp}) sur l'écart type théorique (σ_{th}) calculé comme racine carrée du nombre de photons. Les courbes rouges correspondent à une expérimentation réalisée avant modifications du fabricant, les courbes vertes illustrent la même expérimentation mais après modification. Pour vérifier la loi de Poisson, le ratio $\frac{\sigma_{emp}}{\sigma_{th}}$ doit être proche de 1. Les modifications apportées par le fabricant ont été bénéfiques, mais le choix d'un discriminant faible ne semble toujours pas suffisant pour remédier au problème des doubles photons.

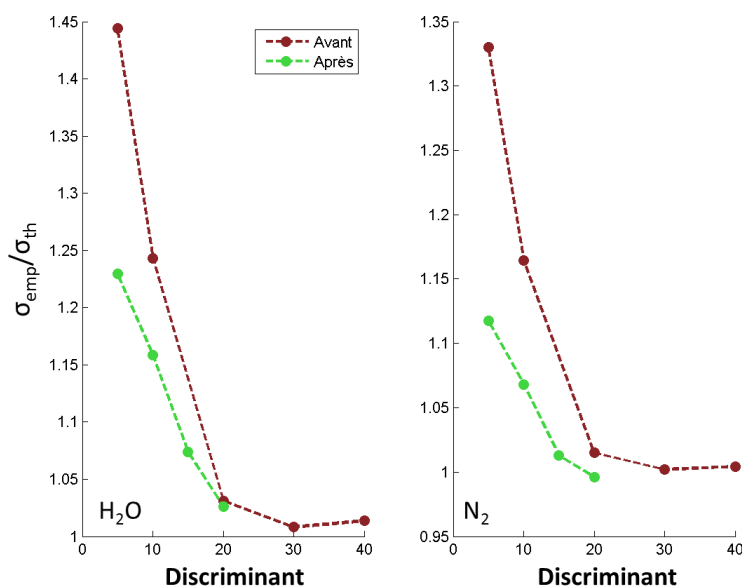


FIGURE 3.46 Rapport de l'écart-type empirique (σ_{emp}) sur l'écart-type théorique ($\sigma_{th} = \lambda$) en fonction du discriminant pour les deux PMT (*gauche* : H₂O, *droite* : N₂). La courbe rouge correspond au Licel avant la révision et la courbe verte à après la révision.

Pour s'affranchir de ce problème, on a donc choisi de travailler avec un discriminant

de 20 pour le PMT azote et de 15 pour celui de la vapeur d'eau. Le choix d'un discriminant plus faible sur le canal vapeur d'eau prend en considération la valeur plus faible de l'amplitude du photon unique d'autre part (11,8 mV contre 15,6 mV).

3.3.3.3 Vérification du choix du discriminant

La validation finale du choix du discriminant a été réalisée sur des mesures réelles de rapport de mélange. Pour montrer l'évolution dans le changement, d'une part du système d'acquisition, d'autre part dans le choix du discriminant, on montre ici la vérification de la loi de Poisson sur trois profils lidar. Tout d'abord, un profil réalisé durant Démévap donc avec l'ancien système et le discriminant de 5 sur les deux canaux (figure 3.47). Les deux profils suivants ont été enregistrés à Saint-Mandé, i.e. avec le nouveau système Licel, le premier avec un discriminant de 5 sur les deux canaux Raman (figure 3.48) et le second avec des discriminants de 15 et 20 sur les canaux H₂O et N₂ respectivement (figure 3.49). Des trois séries, la dernière est celle qui vérifie le mieux la loi de Poisson.

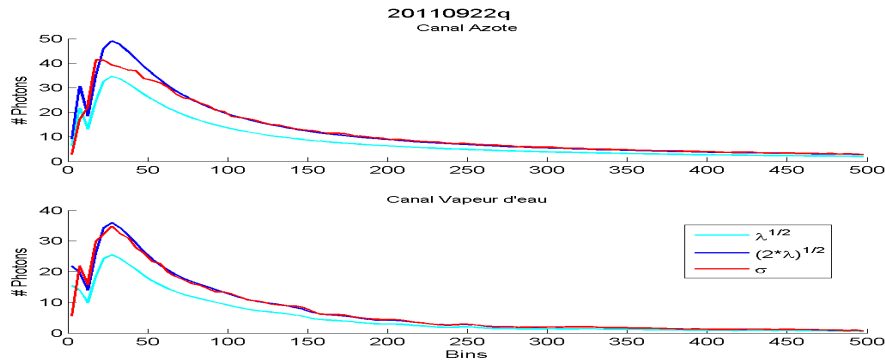


FIGURE 3.47 Vérification de la loi de Poisson sur un profil de vapeur d'eau durant Démévap - Discriminants 5 sur les deux canaux Raman. *Cyan* Racine carrée de la moyenne du nombre de photons. *Bleu* Racine carrée de deux fois la moyenne du nombre de photons. *Rouge* Écart-type observé

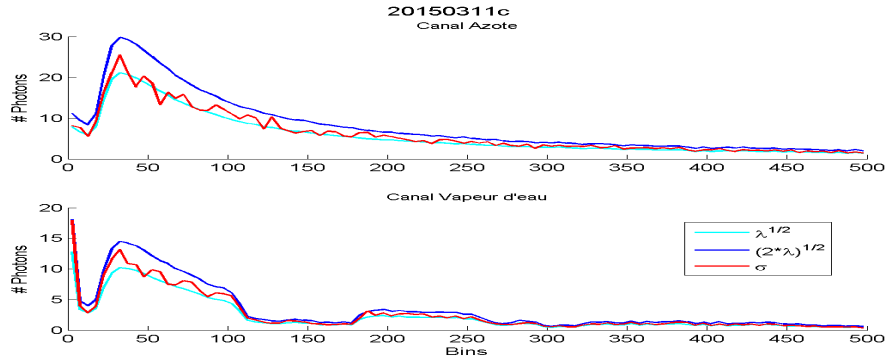


FIGURE 3.48 Vérification de la loi de Poisson sur un profil de vapeur d'eau à Saint-Mandé - Discriminants 5 sur les deux canaux Raman

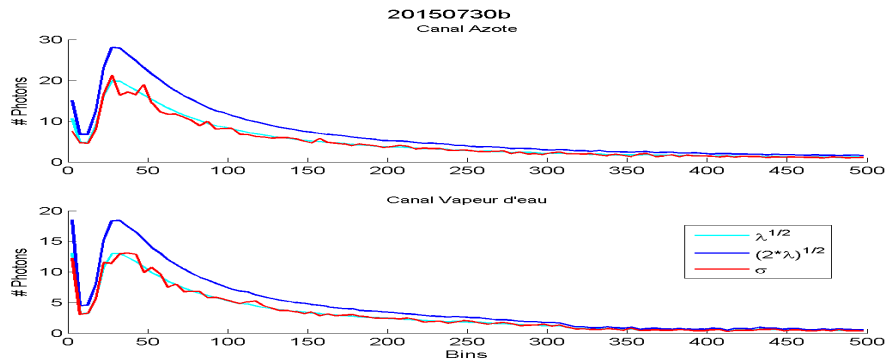


FIGURE 3.49 Vérification de la loi de Poisson sur un profil de vapeur d'eau à Saint-Mandé - Discriminants 15 pour H₂O et 20 pour N₂

3.3.4 Alimentation des PMT

La tension des PMT n'est pas enregistrée en temps réel mais on peut la visualiser sur le module d'alimentation sur lequel ils sont branchés. C'est ainsi, qu'il a été noté que la tension pouvait varier de ± 1 V au cours d'une session de mesure sans que les boutons de réglages ne soient touchés. Une évaluation de l'impact d'un changement de tension sur les signaux et leur rapport (qui affecte directement le coefficient d'étalonnage) a donc été réalisé lors des expérimentations présentées dans le chapitre précédent. Les signaux des deux canaux Raman ont été enregistrés tout en faisant varier successivement les tensions d'alimentation de chaque PMT. Les rapports de signaux sont présentés sur la figure 3.50. Les variations respectives du coefficient sont une augmentation de l'ordre de 0,81% par volt pour le PMT N₂ et une diminution de 0,65% par volt pour le PMT H₂O.

Lorsque l'on fait varier les deux tensions simultanément on obtient la courbe bleue présentée en figure 3.51. La tension à laquelle il est conseillé de travailler est 850 V,

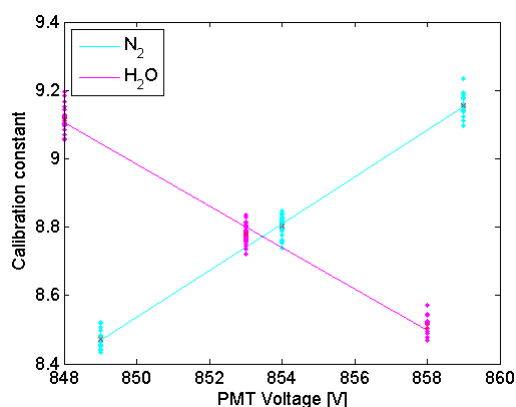


FIGURE 3.50 Variation du coefficient d'étalonnage en fonction de la tension d'alimentation des PMT

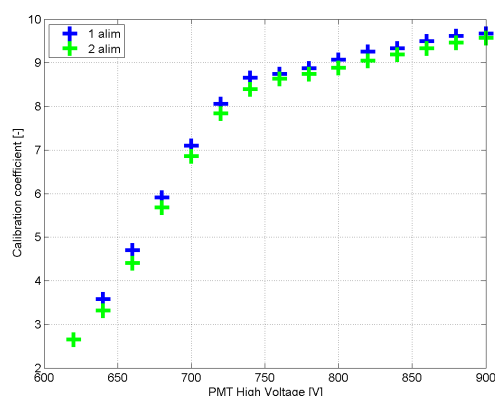


FIGURE 3.51 Variation du coefficient d'étalonnage en fonction de la tension d'alimentation des PMT

elle se situe favorablement sur la partie de la courbe où la pente est la moins forte. Dans cette partie de la courbe on observe une augmentation du rapport des signaux d'environ 0,08% par volt.

Lorsque l'on place les deux PMT sur la même alimentation et que l'on fait varier de la même façon la tension, on obtient la courbe verte (fig. 3.51) similaire à la précédente. On conseille donc de brancher les deux PMT sur la même alimentation en haute tension.

Chapitre 4

Protocoles de réglages et validation finale du système

Cette dernière partie est consacrée à la campagne de mesures réalisée à l'IGN (Saint-Mandé) pour valider les améliorations apportées aux différents sous-systèmes. Elle s'est étendue sur 5 mois, de mars à juillet 2015. La configuration optique du système modifié est présentée dans une première partie ainsi que les différents réglages. Les nouveaux protocoles de réglages ont été mis en œuvre et, une fois fixés, les réglages n'ont pas été changés. Dans les deuxième et troisième sections, on discutera d'une part du choix de la modélisation du fond de ciel et d'autre part de la présence des parasites dans les premiers mètres du profil. Au cours de cette campagne, la stabilité instrumentale a été contrôlée en réalisant des mesures de calibration N_2 , les résultats sont exposés dans une quatrième section. Enfin, l'étalonnage du système a lui été réalisé grâce à des capteurs d'humidité capacitifs et des récepteurs GPS disposés sur les bâtiments de l'IGN. L'évolution des coefficients d'étalonnage des deux techniques (PTU et ZWD) sont examinés dans une cinquième section.

4.1 Configuration du système et protocoles de réglages

4.1.1 Modifications instrumentales

Le système a intégré les modifications issues des études présentées dans le chapitre 3, on les rappelle ici brièvement.

Une platine de translation XYZ a été ajoutée à la partie afocal, pour pouvoir effectuer un ajustement en trois dimensions de la première lentille et donc améliorer le réglage de la distance entre les deux lentilles. De plus, nous verrons dans la partie 4.1.2 que cette platine permet de compenser les effets du désalignement du faisceau laser par rapport à l'axe optique du télescope.

La fibre optique choisie est celle de diamètre 400 μm et elle est reliée au boîtier dans sa configuration longue. Il n'était pas possible de concevoir, dans des délais raisonnables, un nouveau boîtier avec des dimensions permettant l'utilisation d'une fibre de plus grand diamètre. Pour assurer qu'il n'y ait pas de vignettage, la fibre de plus petit diamètre a été choisie avec en entrée une lentille de focale 40 mm et en sortie des canaux Raman et Rayleigh/Mie interne des lentilles de focales 46 mm (identiques à celles de Démévap).

Les lames réfléchissantes originellement circulaires de diamètre 40 mm ont été remplacées par des lames carrées de côté 50 mm. Ce changement permet de réduire le risque de vignettage qui pouvait se produire sur les montures des lames circulaires.

Enfin, les photomultiplicateurs ont été branchés sur la même alimentation en haute tension.

Le réglage du tirage de la fibre dans le boîtier a été réalisé avec soin à l'aide de la LED bleue, en veillant à ne vignetter sur aucun élément. Le réglage de l'afocal est réalisé comme décrit dans le chapitre 1. Dans les parties ci-dessous, on détaillera plus particulièrement le réalignement du faisceau laser et le réglage du tirage de l'afocal. Mis à part les ajustements de l'alignement du faisceau laser, aucun réglage n'a été modifié durant la campagne à Saint-Mandé.

4.1.2 Ajustement de l'alignement

Durant la campagne à Saint-Mandé, un contrôle du niveau du signal sur la couche située entre 2 et 3 km était effectué en temps réel (voir Chapitre 1). Ainsi, on a pu observer de fortes chutes du signal sur les canaux internes. Un exemple est présenté sur la figure 4.1. La soirée commence par un réglage de l'alignement du faisceau laser avec la platine XYZ, puis une calibration N_2 (non montrés sur la figure 4.1), ensuite on enregistre un profil de vapeur d'eau en visée verticale. L'évolution du signal moyen

sur la couche 2-3 km est représenté par le premier groupe de points qui montrent une chute de ce signal d'environ 7% non reliée à des fluctuations du laser (graphe du bas). Les points suivants (encadrés en vert), sont très dispersés car ils correspondent au réglage de l'alignement grâce à la platine 3 axes. Ce réglage a permis de remonter le niveau du signal sur la couche 2-3 km comme on peut le voir sur le troisième paquet de point.

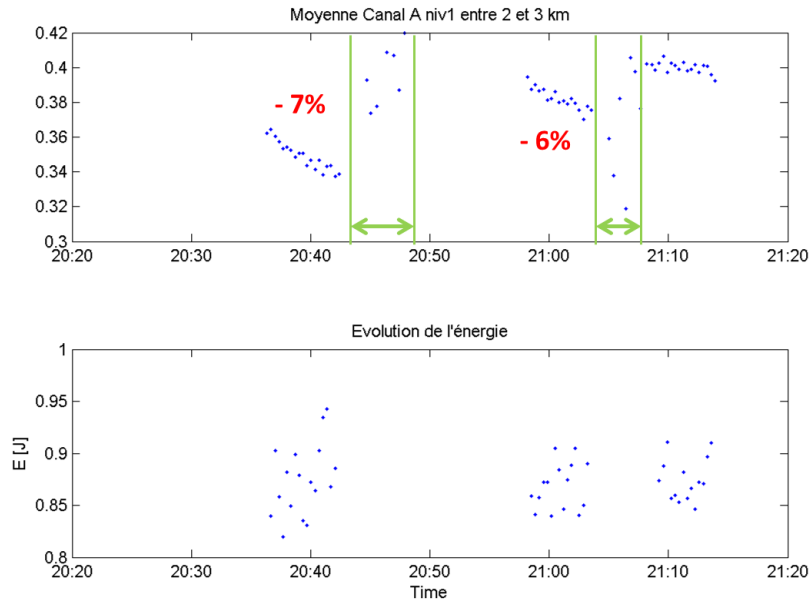


FIGURE 4.1 Variation du signal moyen du canal Rayleigh/Mie interne entre 2 et 3 km durant les visées verticales de la soirée du 6 juillet 2015 (*Haut*) et variations de l'énergie laser associées (*Bas*)

Puisque la distance inter lentilles de l'afocal n'a pas été modifiée, on attribue ces variations de signal à des variations thermiques du banc optique sur lequel est placé le laser. En effet, ce dernier s'échauffe par endroits et ceci conduit à une déformation du matériau. Le faisceau se désaligne et sort partiellement du champ du télescope.

Les réglages intermédiaires sont ceux présentés en section 1.3.2. Au cours de la nuit présentée figure 4.1 deux sessions de réglages intermédiaires sont effectuées. L'illustration de ce réglage est présentée avec la figure 4.2 et le tableau 4.1. Ici, le réalignement du faisceau laser repose sur le déplacement latéral de la première lentille de l'afocal suivant la direction y à l'aide de la platine XYZ. Pour améliorer le signal de la couche 2-3 km il a fallu la déplacer de 3.10^{-2} millimètres au total.

Δy	0	+2	-4	-2	-2	+3
Δy cumulé	0	+2	-2	-4	-6	-3
signal 2-3 km	0,38	0,32	0,40	0,40	0,37	0,40

TABLE 4.1 Déplacements de la lentille de l'afocal suivant l'axe des y pour une maximisation du signal moyen de la couche 2-3 km pour la deuxième session de réglages de la soirée du 6 juillet 2015

La figure 4.2 est une capture d'écran de ce qui est visualisé par l'opérateur en temps réel (programme Matlab *reglages.m*). On lance une série de 200 tirs laser, un profil moyenné sur ces 200 tirs pour chaque canal s'affiche en temps réel. On déplace alors la lentille de quelques centièmes de millimètres suivant l'un des axes (tableau des déplacements relatifs sur la gauche de la figure) puis on relance 200 tirs laser et on réitère le processus jusqu'à atteindre un maximum de la moyenne du signal entre 2 et 3 km sur le canal Rayleigh/Mie interne (valeurs indiquées à droite du premier graphe). Les autres canaux sont présentés à titre indicatifs ici, en opérationnel ils peuvent servir pour détecter d'éventuels dysfonctionnements instrumentaux.

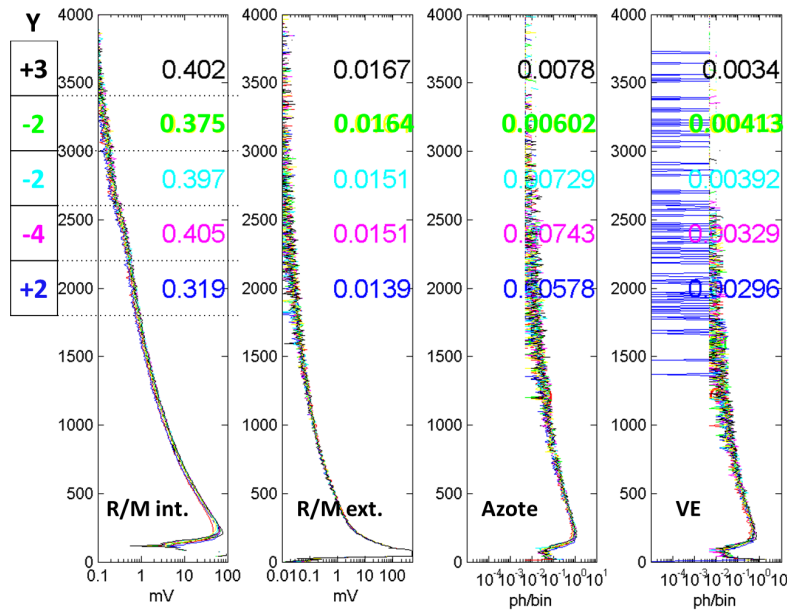


FIGURE 4.2 Capture d'écran du programme Matlab *reglages.m* qui permet le réglage de l'alignement du faisceau laser. Les signaux des quatre canaux sont illustrés (de gauche à droite : Rayleigh/Mie interne, Rayleigh/Mie externe, Raman Azote et Raman vapeur d'eau). Sur chaque graphe une courbe représente un profil moyen sur 200 tirs. Le tableau sur la gauche donne les déplacements relatifs (en centièmes de millimètres) suivant l'axe y de la première lentille de l'afocal. Sur chaque graphe est indiquée la valeur de la moyenne du signal entre 2 et 3 km pour le déplacement donné.

4.1.3 Réglage du tirage

Comme on l'a vu dans la section 1.3.2, un bon réglage du tirage permet d'augmenter l'altitude maximale des profils sans dégrader le signal des très basses couches. Pour ajuster le tirage on compare les courbes du ratio des canaux Rayleigh/Mie interne et externe.

La figure 4.3 résume la nuit de tests de tirage. À chaque changement de tirage on réaligne le faisceau à l'aide de la platine trois axes (section 4.1.2). Les courbes représentent donc le rapport du canal Rayleigh/Mie interne sur l'externe pour les données "niveau 1". Le signal absolu du canal externe ayant légèrement fluctué durant la nuit de mesure on choisi de prendre un profil moyen sur la nuit du canal externe lors du ratio.

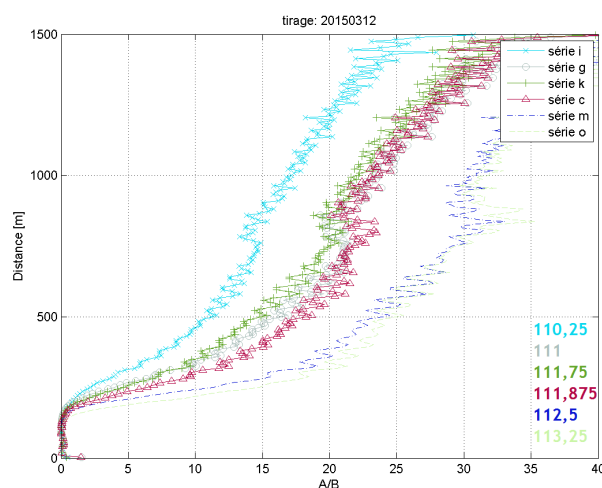


FIGURE 4.3 Ajustement du tirage durant la campagne de Saint-Mandé

Le choix final pour le tirage sera de 112,5 mm, comme on le voit sur la figure 4.3 le tirage 113,25 mm monte un peu plus vite mais il retombe plus vite dans les plus hautes couches ce qui pousse à choisir le tirage 112,5 mm. Contrairement à la campagne Démévap, le choix du tirage a été définitif au début de la campagne. Le seul réglage apporté par la suite est celui de l'alignement laser/télescope réalisé à l'aide de la platine trois axes.

4.2 Étude du fond de ciel

La modélisation du fond de ciel a été étudiée et testée plusieurs fois depuis le développement du lidar Raman de l'IGN ([Tarniewicz, 2006](#)). La dernière version retenue date de [Bossert \(2008\)](#) et consistait à ajuster un polynôme aux données du profil lidar situées à une distance supérieure à 20 km là où le retour laser est négligeable. L'interpolation se faisait sur des points représentant une moyenne du profil sur 500 m. La fonction polynomiale obtenue était ensuite soustraite au profil entier. Le degré du polynôme avait été choisi de façon à ce que le profil lidar soit le plus en accord possible avec un profil de radiosondage colocalisé. Cela avait abouti à choisir un polynôme de degré 1 pour les canaux Rayleigh/Mie interne et externe ainsi que pour le canal azote. Pour le canal vapeur d'eau, le polynôme était de degré 3. Ce choix, difficile à expliquer physiquement, donnait de meilleurs résultats dans les hautes couches sondées.

Entre temps, [Bossert et al. \(2007\)](#) a développé un nouvel estimateur du rapport de mélange lidar permettant de réduire le biais en altitude lié aux fluctuations poissonniennes des signaux Raman. Après ces modifications, la modélisation du fond de ciel n'a pas été remise en question.

Des tests expérimentaux ont donc été menés pour revoir la modélisation du fond de ciel. *A priori*, le fond de ciel est une constante. Une fluctuation du gain du PMT en fonction de la distance de la molécule détectée pourrait justifier une modélisation différente du fond de ciel. Pour vérifier cette hypothèse, une expérience a été menée lors de la campagne à Saint-Mandé. En comparant deux profils, dont l'un est enregistré avec un signal constant supplémentaire, on estime la courbe de gain de chaque PMT.

Pour cela, une LED bleue ($\lambda = 468$ nm) a été placée dans le boîtier de détection et on enregistre alternativement des profils avec et sans la LED allumée (1 min chaque session, 18 sessions). Les signaux moyens obtenus sur toute la durée de l'enregistrement sont montrés sur la figure 4.4. Comme prévu, le signal avec LED est plus intense que celui sans LED. Le signal sans LED est alors soustrait au signal avec LED. Cette différence est présentée sur la figure 4.5 où elle est moyennée sur 25 bin. Cette différence représente l'allure du gain du PMT. Comme on peut le voir sur la figure 4.5, ce gain est constant dans les hautes couches et ne justifie donc pas de modéliser le fond de ciel avec un polynôme non constant. C'est pourquoi on choisira une constante pour modéliser le fond de ciel lors du traitement des données de la campagne de Saint-Mandé.

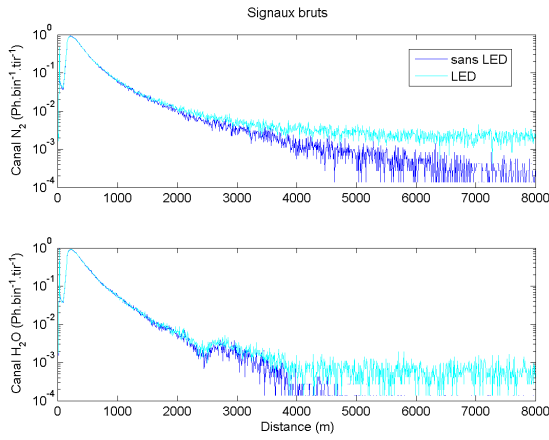


FIGURE 4.4 Signaux moyens des canaux Raman niveau 0. *Cyan* : Ajout d'un signal constant issu d'une LED bleue

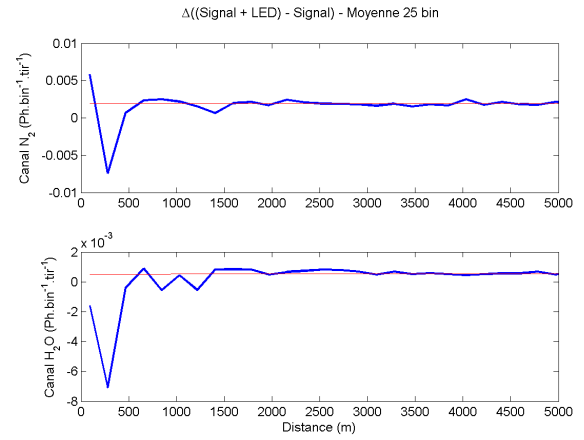


FIGURE 4.5 Différence des signaux moyens des canaux Raman, l'un ayant été enregistré avec un signal constant additionnel

4.3 Parasites

La présence de pics de parasites dans les basses couches des profils lidar, a entravé la qualité de la méthode de calcul des coefficients d'étalonnage lidar avec les PTU durant la campagne Démévap.

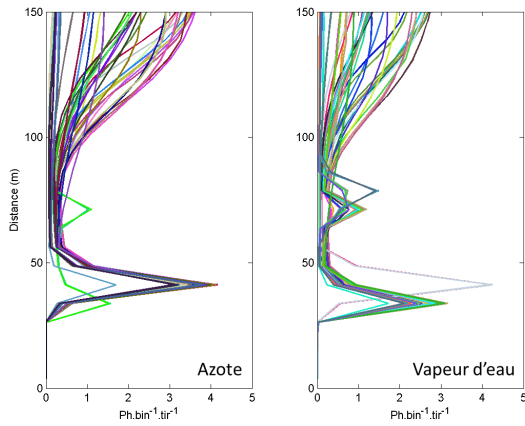


FIGURE 4.6 Parasites observés sur le canal azote (à gauche) et le canal vapeur d'eau (à droite) durant Démévap pour les profils de vapeur d'eau en visée zénithale

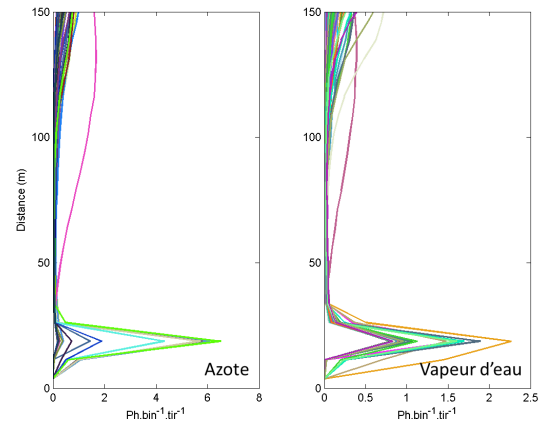


FIGURE 4.7 Parasites observés sur le canal azote (à gauche) et le canal vapeur d'eau (à droite) durant la campagne à Saint-Mandé pour les profils de vapeur d'eau en visée zénithale

Sur les figures 4.6 et 4.7 sont montrés pour tous les profils de vapeur d'eau réalisés en visée zénithal pendant Démévap et pendant les tests à Saint-Mandé. L'origine

électro-magnétique de ces pics n'a pas encore été réellement identifiée mais on a noté que :

- Un seul pic de parasites est visible pour la campagne à Saint-Mandé et il se situe dans le 3^{ème} *bin*. Sur les profils de Démévap on observe un pic au 6^{ème} *bin* sur N₂ et au 5^{ème} *bin* pour H₂O, ainsi qu'un deuxième pic au *bin* 10 (principalement sur H₂O).
- L'amplitude des parasites du canal N₂ pour les profils de Saint-Mandé est fortement corrélée à l'énergie laser. Les valeurs des pics de parasites sont d'ailleurs très dispersées (amplitude moyenne $1,08 \pm 2,06$ ph.bin⁻¹.tir⁻¹)
- L'amplitude des parasites du canal N₂, ainsi que l'amplitude du second pic du canal vapeur d'eau, des profils de Démévap sont corrélées aux moyennes des signaux absolus sur la couche (cf. figure 2.4, du chapitre 2).

La révision du système d'acquisition Licel, qui a consisté à changer les pré-amplificateurs et régler les niveaux de détection, ainsi que la modification des discriminants, est une explication à l'élimination du deuxième pic de parasite.

4.4 Calibrations N₂

L'objectif des profils de type "Calibration N₂" est d'estimer la stabilité du boîtier de détection. Dans l'idéal, deux profils sont enregistrés chaque nuit un au début de la session et le second à la fin. Le coefficient de calibration de ces profils est obtenu en moyennant le rapport du signal vapeur d'eau sur le signal azote¹ sur une couche donnée. Le choix de la couche est conditionné par le RSB des différents profils. Pour que les résultats obtenus soient exploitables, on choisit un RSB supérieur à 10 sur les deux canaux Raman.

Désaturation. La révision de l'unité d'acquisition Licel ainsi que la modification des discriminants sur les deux canaux nous ont amenés à revoir le paramétrage de la fonction de correction de la saturation. À partir des signaux de "niveau 0" des profils de Calibration N₂, on a tenté de recalculer les paramètres de la fonction. La figure 4.8 présente la stabilité ($\frac{\sigma}{\mu}$) des séries temporelles de coefficients de Calibration N₂ en fonction de la distance de départ de la couche sur laquelle ils sont calculés (épaisseur de la couche : 100 m). Au dessus de 500 m, les effets de la fonction de saturation ne sont plus visibles -les signaux ne sont plus saturés en altitude- et les trois versions de traitement donnent approximativement les mêmes résultats. En dessous de 500 m en revanche, le traitement de la désaturation semble altérer la stabilité des données. La nouvelle paramétrisation des coefficients de la fonction de

1. Utilisation des signaux "niveau 0" avec retrait d'une fonction de fond de ciel constante.

désaturation n'est pas une solution stable, et donc n'est pas satisfaisante. Les données utilisées pour la détermination de ce jeu de coefficients ne permettent pas d'obtenir des coefficients applicables à toutes les séries. C'est pourquoi dans cette section on utilisera les données non désaturées des profils enregistrés à Saint-Mandé. Les profils de Démévap seront désaturés avec l'ancienne version de la fonction de désaturation.

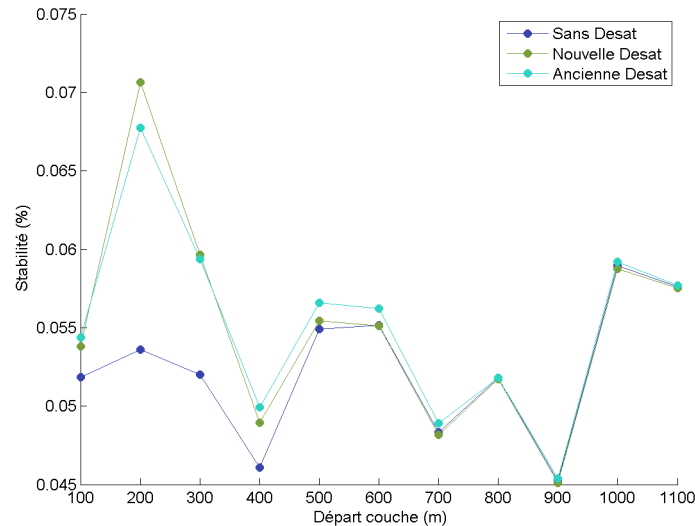


FIGURE 4.8 Stabilité des séries temporelles de Calibration N_2 en fonction de l'altitude pour les trois versions de traitement de la saturation. La stabilité est calculée à partir de la moyenne du ration des signaux Raman sur une couche d'épaisseur 100 m.

RSB et choix de la couche d'étude. La figure 4.9 présente l'ensemble des profils de RSB pour les enregistrements de calibration N_2 . Le premier pic de RSB visible à une dizaine de mètres de distance correspond à des parasites et ne doit pas être pris en compte. Le second pic, celui qui nous servira de référence, est situé à environ 200 m de distance. Les coefficients de calibration N_2 de la campagne à Saint-Mandé seront comparés à ceux obtenus avec la même méthode durant Démévap. Les profils de RSB des calibration N_2 de la campagne Démévap sont montrés sur la figure 4.10, et on peut noter que le pic qui sert de référence pour le choix de la couche se situe à la même distance. Les valeurs plus fortes de RSB durant la campagne Démévap sont expliquées par le choix d'un discriminant plus bas et des enregistrements deux fois plus longs en moyenne (10 min au lieu de 5).

Pour assurer un RSB supérieur à 10, pour tous les profils, sur la couche choisie, la distance de départ de celle ci devra être au minimum de 150 m. Cette distance est

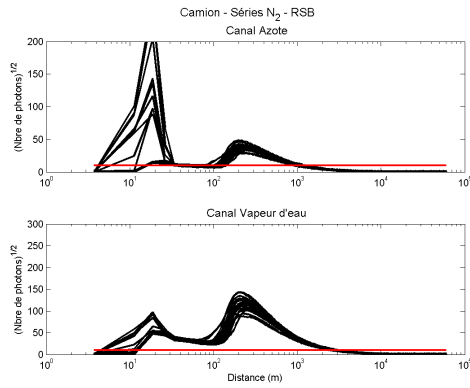


FIGURE 4.9 Profils de RSB (*haut* Canal Azote/*bas* Canal Vapeur d'eau) des enregistrements de Calibration N₂ lors de la campagne à Saint-Mandé

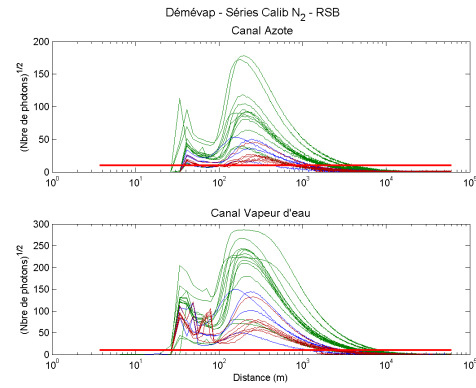


FIGURE 4.10 Profils de RSB (*haut* Canal Azote/*bas* Canal Vapeur d'eau) des enregistrements de Calibration N₂ lors de la campagne Démévap

conditionnée par le canal Azote, les profils du canal Vapeur d'eau étant toujours au dessus de 10 dans les basses couches. De la même façon la couche sera plafonnée à 800 m maximum.

Les trois couches retenues seront donc : 150-250 m, 350-450 m et 850-950 m. La première correspond à une altitude où le signal est saturé, la seconde et la troisième ont été choisies pour leurs faibles valeurs d'instabilité (figure 4.8). On pourra ainsi comparer l'effet de la distance.

La figure 4.11 présente les coefficients de calibration N₂ pour d'une part la campagne Démévap (en haut) et d'autre part la campagne à Saint-Mandé (en bas). Le tableau 4.2 reporte pour chaque couche, la moyenne du coefficient de calibration N₂ ainsi que la pente par jour (régression linéaire sur les données).

	Démévap	Saint-Mandé
150-250 m	9,62 (0,028)	9,87 (0,0085)
350-450 m	9,37 (0,032)	10,38 (0,0091)
850-950 m	9,44 (0,0047)	11,02 (0,011)

TABLE 4.2 Moyennes et pentes (jour⁻¹) des coefficients de calibration N₂ sur les trois couches d'étude

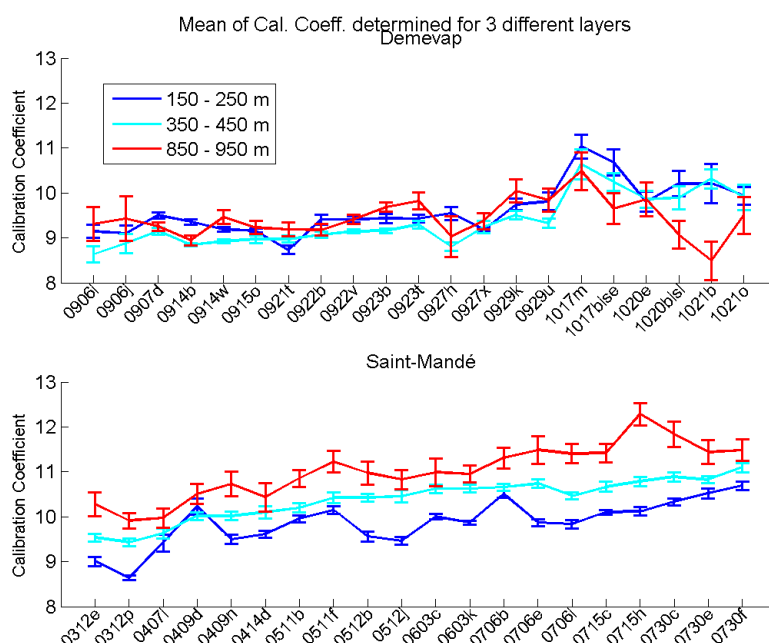


FIGURE 4.11 Évolution du coefficient de calibration N_2 sur différentes couches pour les deux campagnes de mesures. *Haut* : Démévap / *Bas* : Saint-Mandé

Globalement la dérive des coefficients de calibration N_2 pendant la campagne à Saint-Mandé est plus faible que pour la campagne Démévap. Cependant, la dépendance avec l'altitude est beaucoup plus marquée pour les coefficients calculés sur les profils de Saint-Mandé. Cette dépendance est probablement liée à l'absence de désaturation des signaux.

Si l'on corrige les coefficients d'étalonnage de leur dérive respective, les stabilités des séries temporelles sont :

	Démévap	Saint-Mandé
150-250 m	3,4%	3,1%
350-450 m	2,6%	1,6%
850-950 m	4,4%	2,3%

TABLE 4.3 Stabilité des coefficients de calibration N_2 corrigés de la dérive, sur les trois couches d'étude.

Si l'on regarde les signaux absolus enregistrés sur chacun des deux canaux Raman

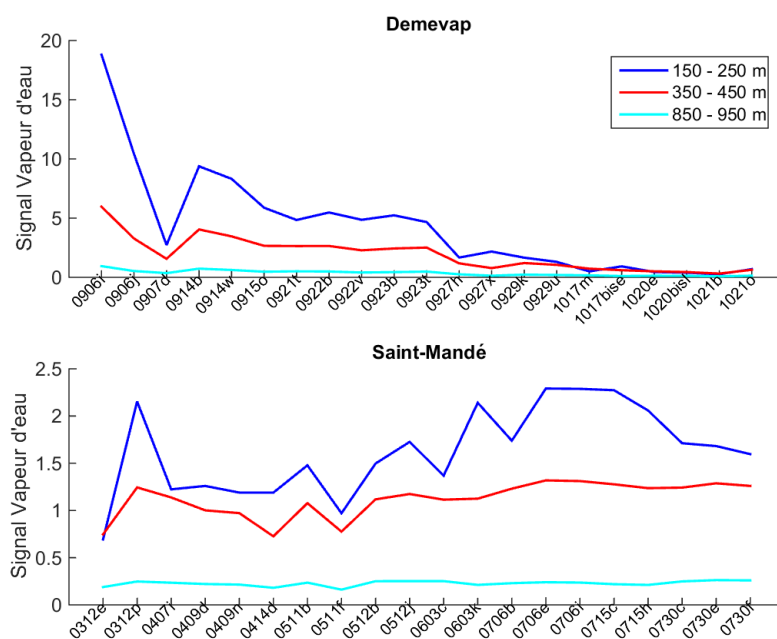


FIGURE 4.12 Évolution du signal absolu Raman du canal vapeur d'eau des calibrations N₂ sur différentes couches pour les deux campagnes de mesures (en $\text{ph.bin}^{-1}.\text{tir}^{-1}$). *Haut* : Démévap / *Bas* : Saint-Mandé

(exemple du canal vapeur d'eau figure 4.12), on constate une nette amélioration de la stabilité au cours de la campagne comparé à Démévap. Cette amélioration est directement reliée à l'affinement des réglages et en particulier à celui de l'alignement du faisceau.

Ces résultats permettent de montrer l'effet bénéfique des modifications apportées au système entre les deux campagnes. La dérive observée est probablement due à un phénomène qui varie de façon monotone dans le temps comme le vieillissement des éléments optiques et électroniques. Le peu de temps disponible pour le traitement des données ne nous a pas permis d'approfondir les causes de cette dérive. Cependant, ces données vont servir à la correction des coefficients d'étalonnage du lidar que nous verrons dans la section qui suit.

4.5 Étalonnage des profils lidar de rapport de mélange de vapeur d'eau

Durant les sessions de mesures, des profils en visée zénithale de rapport de mélange de vapeur d'eau sont aussi enregistrés. Pour chaque profil on va définir un coefficient d'étalonnage calculé à partir d'une mesure externe de rapport de mélange de vapeur d'eau, et on va étudier ses variations tout au long de cette mini-campagne. Deux techniques d'étalonnage seront analysées, d'une part la comparaison du profil lidar avec un PTU situé au sol, et d'autre part en comparant le ZWD du lidar avec celui du GPS.

On ne considère que les séries réalisées avec les filtres étroits non tiltés. De plus, la nuit du 18 mars n'a pas été prise en compte car elle présentait des données peu fiables à cause d'une forte concentration en aérosols.

4.5.1 À partir des capteurs au sol

4.5.1.1 Données

Données PTU Les récepteurs PTU sont placés sur les toits des bâtiments à Saint-Mandé, à deux niveaux : 15 et 25 m environ du sol. Ils enregistrent pression, température et humidité relative de l'air toutes les 15 min au début de la campagne, puis toutes les 5 min (Allure des données PTU dans l'annexe D). On déduit des mesures le rapport de mélange de la vapeur d'eau. On attribue à chaque profil lidar, une valeur de rapport de mélange PTU représentant la moyenne des données PTU dans un intervalle de 10 min autour du profil. En tout, trois PTU ont été développés mais seulement deux seront pris en compte ici. En effet, le troisième PTU ayant été installé tardivement (à 25 m) le nombre de ses données est insuffisant pour l'analyse. Le PTU1 est placé à 15 m durant toute la durée de la campagne, accompagné du PTU2 jusqu'à mi-juillet. Le PTU2 a ensuite été placé à 25 m, à partir de cette date ses données ne sont plus utilisées.

Données lidar Les profils de rapport de mélange du lidar ont été calculés suivant le traitement numérique présenté à la section 1.3.3. Plusieurs options sont possibles lors du traitement, et il a été jugé utile d'en tester plusieurs. Pour cela on a créé six jeux de données de rapport de mélange engendrés par la combinaison de deux options :

- (1) *Fond de ciel* : Le choix du traitement du fond de ciel s'est décliné en deux alternatives. Premièrement, on suppose que le fond de ciel est constant, i.e.

on le modélise à l'aide d'un polynôme de degré 0. Deuxièmement, on utilise la modélisation polynomiale d'ordre 1 pour le canal azote et d'ordre 3 pour le canal vapeur d'eau d'après les travaux de [Bosser \(2008\)](#).

(2) *La grille d'intégration* : Pour augmenter le rapport signal sur bruit du profil –et donc sa qualité– on a vu qu'il est d'usage d'accumuler un grand nombre de tirs laser (N_{tir} , intégration temporelle) et plusieurs *bin* (N_{bin} , intégration spatiale). Lors de cette campagne, les profils en visée zénithale correspondent à des enregistrements de 20 secondes (400 tirs) sur des séries de 5 minutes. L'intégration temporelle se fait sur l'ensemble de la durée d'enregistrement de la série (5 minutes). Pour l'intégration spatiale, le traitement est réalisé de manière à assurer un RSB supérieur à un seuil donné (en général 10). La résolution spatiale de la grille d'intégration varie donc avec l'altitude. Plus on monte, moins il y a de signal et donc plus on somme un nombre important de bin. Trois types d'intégration ont donc été testées :

- > "N Grilles" : Pour chaque nuit on choisit une grille d'intégration issue d'un des profils de la nuit, elle servira à calculer le rapport de mélange de tous les profils de cette nuit.
- > "1 Grille" : Parmi toutes les grilles d'intégration de la campagne, une seule est retenue et elle servira à intégrer l'ensemble des profils de rapport de mélange.
- > "1 Grille Reg" : On construit une grille d'intégration régulière sur tout le profil et de résolution 15 m (2 bins).

Notons que, l'altitude de départ du profil lidar est de 54 m, le premier *bin* est le 4ème (il correspond à la distance 0 m ou altitude 54 m²). Les trois premiers *bins* sont en réalité causés par un décalage de synchronisation du laser : le licel lance l'acquisition avant le départ de l'impulsion³.

4.5.1.2 Méthodologie de l'étalonnage

Pour obtenir la constante d'étalonnage, il suffit de faire le ratio du rapport de mélange donné par le PTU sur celui donné par le profil lidar. Si la valeur du rapport de mélange du PTU n'est pas ambiguë, il n'en va pas de même pour celle du profil lidar. Le calcul du rapport de mélange du lidar s'est présenté sous trois formes :

- » "Moyenne" : Sur une couche d'épaisseur **H** et démarrant à la distance **D**, on calcule la moyenne du rapport de mélange du profil du lidar.
- » "Médiane" : Sur une couche d'épaisseur **H** et démarrant à la distance **D**, on estime la valeur médiane du rapport de mélange du profil du lidar.
- » "Interpolation" : Sur une couche d'épaisseur **H** et démarrant à la distance **D**,

2. L'altitude du terrain de l'IGN est 52 m, on commence donc la distance lidar en altitude à 52 + 2 m pour la hauteur du camion.

3. Le nombre de *bins* à retirer dépend de la longueur du câble qui sert à la synchronisation entre le lidar et le Licel.

on interpole une droite. Puis, on extrapole la valeur de la droite à la hauteur où se trouve le PTU. Cette méthode a pour avantage d'avoir une valeur colocalisée avec le PTU.

Pour cette campagne on a donc cherché pour chaque jeu de données de rapport de mélange du lidar la méthode permettant d'obtenir les meilleurs résultats en terme de stabilité de l'étalonnage. Deux paramètres s'ajoutent à ces tests : le choix de l'épaisseur de la couche choisie (**H**) et la hauteur de départ de celle-ci (**D**). Pour ce deuxième paramètre, on peut opter pour une distance fixe et identique pour tous les profils de la campagne, ou bien une distance propre à chaque profil et conditionnée par la valeur du RSB. La condition choisie ici est un RSB supérieur à 10.

Sur la figure 4.13, sont illustrés les profils de RSB -pour le canal vapeur d'eau- de chaque cas ayant servi pour l'étude de l'étalonnage. On remarque que plus on avance dans le temps et plus les RSB sont grands dans les basses couches. En effet, la campagne début en mars et s'achève en juillet, on a donc une augmentation de l'humidité au cours du temps et donc du RSB.

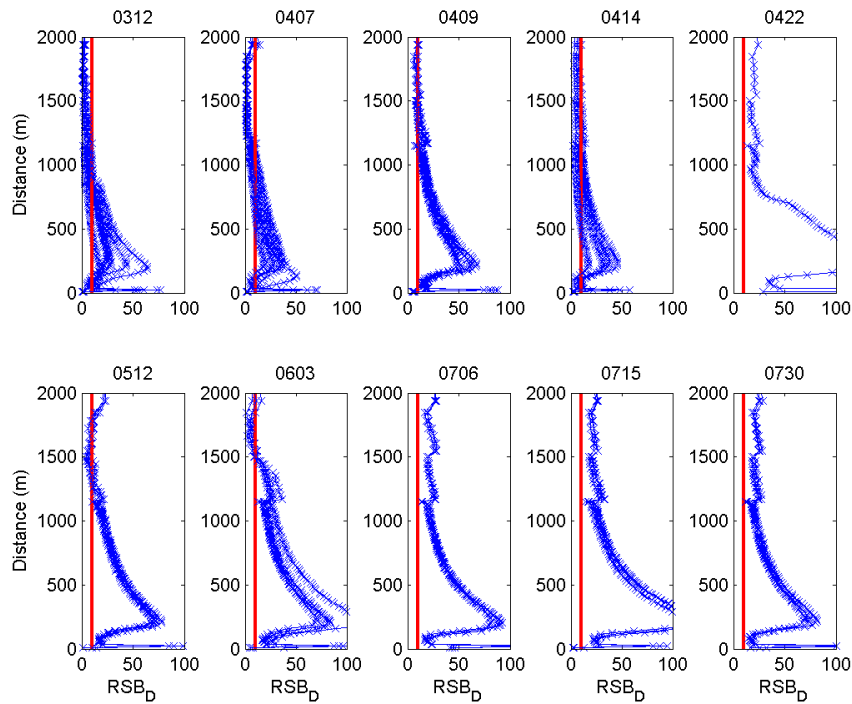


FIGURE 4.13 Profils RSB du canal vapeur d'eau de l'ensemble des séries étudiées pour l'étalonnage du lidar

4.5.1.3 Résultats

Choix du fond de ciel Les jeux de données réalisés avec une modélisation de fond de ciel non constante ont été abandonnés rapidement. En effet, dans les basses couches –donc celles où sont réalisées l'étalonnage– le signal est important et donc les valeurs du fond de ciel y sont négligeables. En testant les deux types de fond de ciel, on trouve des valeurs de constante d'étalonnage sensiblement similaires.

Influence des parasites Lorsque l'on choisit, pour le paramètre "Distance de départ de la couche", une valeur propre à chaque profil on conditionne celle-ci à une valeur du RSB dépassant 10. Deux cas de figures sont possibles, soit le profil de RSB est supérieur à 10 dans les basses couches (comme par exemple pour toutes les nuits à partir du 22 mars), soit le RSB chute en dessous de 10 après le pic de parasite et ré-augmente un peu plus haut. Pour le premier cas, on avait choisi de prendre pour départ le point immédiatement après le pic de parasites (*bin 4*). En réalisant quelques tests, il est apparu que le choix du point directement après le pic de parasites n'était pas judicieux. Il semblerait que le pic de parasites a une influence sur une plus longue distance. Suivant le choix de la grille ou du PTU on obtient de meilleurs résultats en prenant le deuxième ou le troisième point après le pic de parasites.

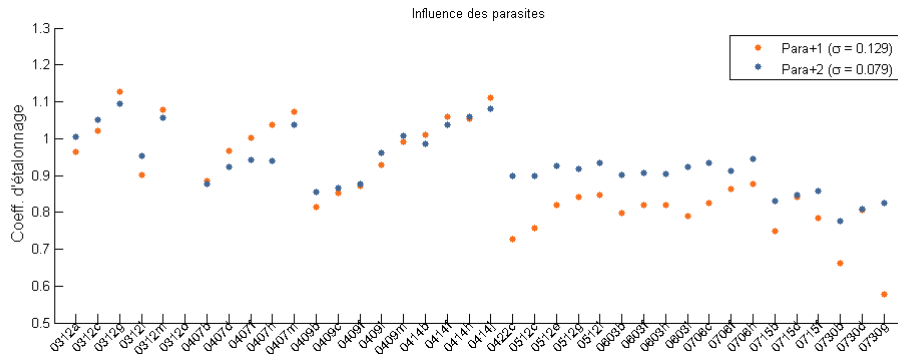


FIGURE 4.14 Coefficients d'étalonnage PTU calculés en comparant la donnée PTU1 avec la moyenne du profil lidar sur une couche d'épaisseur 67,5 m démarrant à une distance telle que le RSB soit supérieur à 10 et en prenant en compte (points gris) ou non (points oranges) l'influence des parasites

La figure 4.14 illustre ce test en montrant d'une part l'évolution du coefficient d'étalonnage lorsque l'on choisit le premier point après le parasite ($\sigma = 0,129$) et d'autre part quand on choisit le deuxième point ($\sigma = 0,079$). Les tests ont aussi été réalisés avec des points plus éloignés du parasite, mais n'ont pas donné de meilleurs résultats. Le coefficient d'étalonnage a été calculé en comparant les données du PTU₁

et des moyennes des profils lidar -intégrés à partir d'une unique grille non régulière pour toutes les nuits- sur une couche d'épaisseur 67,5 m. Le choix de l'épaisseur de la couche a été choisie à la suite d'une optimisation sur la valeur de l'écart-type.

Influence de la hauteur de couche Le choix de la taille de la couche sur laquelle on calcule une valeur de rapport de mélange lidar a une grande importance sur la stabilité du coefficient d'étalonnage. Sur la figure 4.15 sont tracés les écarts-types des séries de coefficients d'étalonnage calculés en comparant la donnée PTU2 avec la moyenne du profil lidar sur la couche. La distance de départ est la même pour toutes les séries ($D = 33,75$ m), seule l'épaisseur de la couche varie. La distance a été choisie par optimisation sur la valeur de l'écart-type des séries. Les rapports de mélange sont intégrés avec une grille donnée par nuit ("Ngrilles"). La valeur de l'épaisseur de la couche pour laquelle la courbe atteint un minimum est le résultat de l'optimisation.

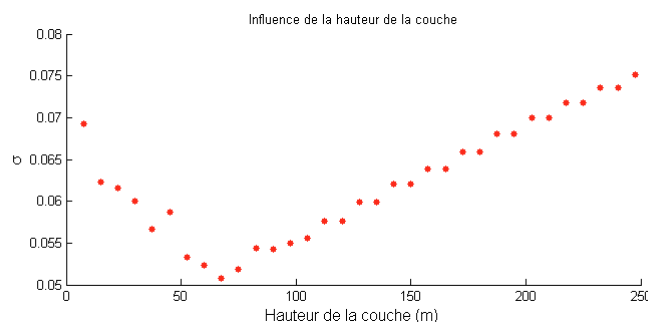


FIGURE 4.15 Écarts-type des séries de coefficients d'étalonnage PTU2 calculés en comparant la donnée PTU1 avec la moyenne du profil lidar sur une couche démarrant à une distance de 33,75 m

Choix de la grille Les tests nous ont amenés à tester différentes grilles d'intégration spatiale des signaux lidar. Dans la table 4.4, sont présentés les moyennes, écarts-types et instabilités des séries temporelles de coefficient d'étalonnage (calculés à partir des données PTU1) obtenus avec les différentes méthodes et les différentes grilles. Quelle que soit la méthode, l'option "N Grilles" semble la plus satisfaisante.

Grille	Méthode	$\mu \pm \sigma$ (%)	Départ	Taille
Ngrilles	M	$0,883 \pm 0,050$ (5,68 %)	33,75	67,5
	m	$0,871 \pm 0,051$ (5,80 %)	33,75	60
	d	$0,872 \pm 0,051$ (5,84 %)	33,75	172,5
1grille	M	$0,880 \pm 0,051$ (5,75 %)	33,75	60
	m	$0,881 \pm 0,055$ (6,26 %)	41,25	22,5
	d	$0,866 \pm 0,050$ (5,74 %)	33,75	150
1grilleReg_15m	M	$0,912 \pm 0,063$ (6,95 %)	56,25	45
	m	$0,914 \pm 0,068$ (7,45 %)	56,25	45
	d	$0,927 \pm 0,075$ (8,05 %)	56,25	240

TABLE 4.4 Moyennes, écarts-types et instabilités des séries temporelles de coefficients d'étalonnage -calculés à partir des données PTU1- pour les différentes méthodes et grilles d'intégration testées. *Méthodes* : (M)oyenne, (m)édiane, extrapolation à partir d'une (d)roite interpolée. *Grille* : "Ngrilles" pour une grille différente chaque nuit, "1grille" pour une grille irrégulière pour toutes les nuits, "1grilleReg_15m" une grille régulière de résolution 15 m. La colonne départ indique la distance de départ de la couche sur laquelle on travaille et la colonne taille indique son épaisseur.

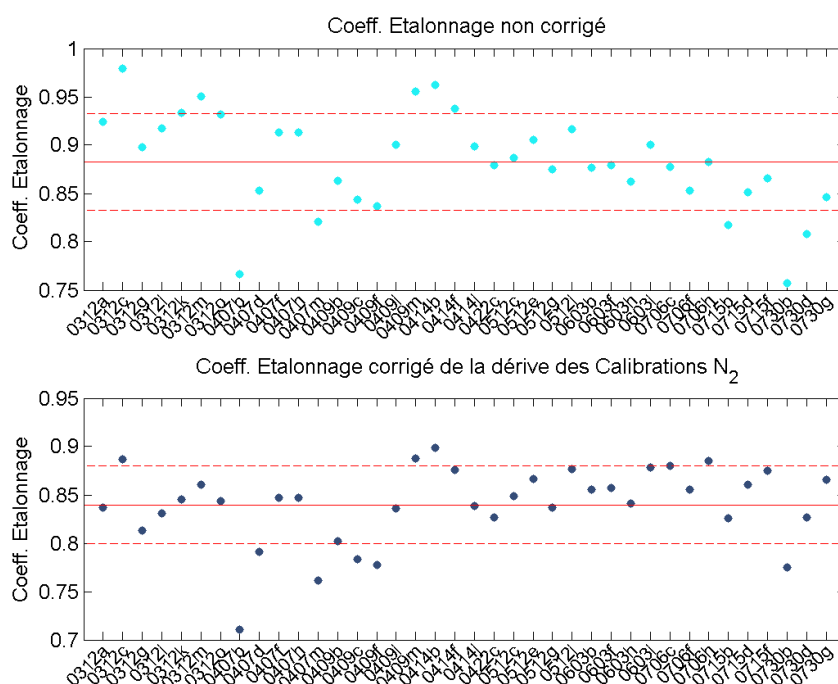


FIGURE 4.16 Coefficients d'étalonnage du lidar par rapport aux capteurs PTU, pour la méthode donnant la meilleure stabilité du coefficient d'étalonnage. (*Haut* :) données non corrigées. (*Bas* :) données corrigées des calibrations N_2

Meilleur choix La figure 4.16, graphe supérieur, montre l'évolution du coefficient d'étalonnage ($\frac{RM_{PTU}}{RM_{lidar}}$) durant la campagne à Saint-Mandé pour la méthode donnant la meilleure stabilité (5,68%) : Moyenne sur une couche de taille 67,5 m démarrant à 33,75 m. Deux points se situent à plus de 2σ de la moyenne (0407b et 0730b) si on ne tient pas compte de ces deux points la stabilité de la série des coefficients d'étalonnage tombe à 4,74%. On observe une dérive du coefficient d'étalonnage au cours du temps, que l'on évalue à environ 9% sur cinq mois. Si l'on corrige les coefficients d'étalonnage par la dérive observée pour les coefficients de "Calibration N₂", on trouve une stabilité de 4,8%, qui tombe à 4% sans les deux points cités plus haut (figure 4.16, graphe inférieur et figure 4.17).

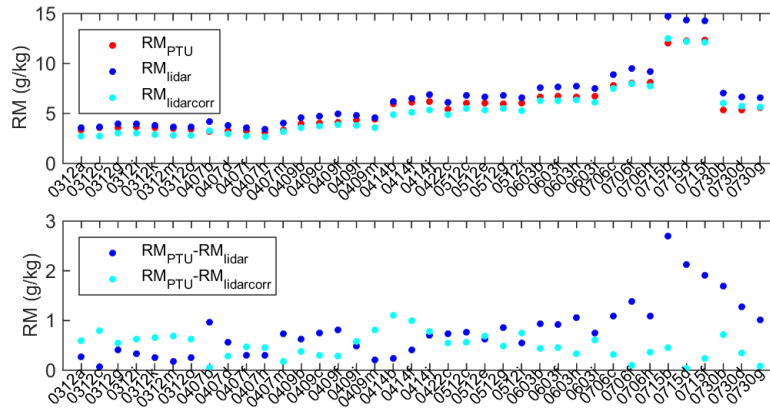


FIGURE 4.17 *Haut* Évolution des rapports de mélange du PTU, du lidar (moyenné sur une couche) et du lidar corrigé des coefficients des "Calibrations N₂". *Bas* Évolution de la différence des rapports de mélange du PTU par rapport au lidar corrigé et non corrigé des "Calibrations N₂

4.5.2 À partir des ZWD des GPS

Le calcul des retards humides et coefficients d'étalonnage a été réalisé par Pierre Bosser, à l'aide des données de la campagne à Saint-Mandé au préalablement traitées.

4.5.2.1 Données

Données Sol Utilisation des données PTU présentées dans la partie ci-dessus.

Données Radiosondage Ce sont des profils de radiosondages en haute résolution effectués deux fois par jour (00h et 12h) à Trappes (78). L'inconvénient de ces mesures est le manque de colocalisation spatiale. En effet, Trappes se situe à environ 35 km de Saint-Mandé et est environ 100 m plus élevée que Saint-Mandé. La sonde utilisée est une sonde MODEM M10.

Données Lidar Utilisation des profils lidar présentés dans la partie ci-dessus. Plusieurs versions de ces données seront envisagées. Pour toutes les versions le fond de ciel est modélisé par une constante calculée à partir du signal à 20 km. On ne tient pas compte de la valeurs des *bins* 4 et 5 à cause de l'influence des parasites. La première valeur du profil lidar est donc située à 18,75 m en distance (72,75 m en altitude).

Version	Désaturation	Grille	Filtrage
1	Oui (V1)	1 grille par nuit	X
2.1	Non	1 grille régulière	X
2.2	Non	1 grille régulière	Médian (5)
2.3	Non	1 grille régulière	Médian (9)
3.1	Oui (V1)	1 grille régulière	X
3.2	Oui (V1)	1 grille régulière	Médian (5)
3.3	Oui (V1)	1 grille régulière	Médian (9)
4.1	Oui (V2)	1 grille régulière	X
4.2	Oui (V2)	1 grille régulière	Médian (5)
4.3	Oui (V2)	1 grille régulière	Médian (9)

TABLE 4.5 Détail des versions de rapports de mélange utilisés pour l'étalonnage par comparaison avec le ZWD du GPS. *Désaturation*. La version 1 de la désaturation est celle utilisée durant Démévap. La version 2 a été développée durant la campagne à Saint-Mandé. *Grille*. "1 grille par nuit" considère 1 grille d'intégration non régulière donnée pour chaque nuit de test. "1 grille régulière" se base sur le choix d'une unique grille pour toutes les nuits, de résolution de 30 m entre 0 et 3 km et de 60 m entre 3 et 6 km. *Filtrage*. Une version filtrée des données de rapports de mélange a été testée. Le filtrage consiste en un filtre médian sur 5 ou 9 points.

Données GPS Les données GPS proviennent des récepteurs (*Trimble NetR9* avec antennes *Zephyr*) placés sur le toit de l'IGN à Saint-Mandé (GPS 1, 2 et 3. Coordonnées en annexe D). Un autre récepteur GPS vient s'ajouter, celui du réseau permanent de l'IGN situé à Saint-Mandé (SMNE <http://rgp.ign.fr/STATIONS/#SMNE>). Il est identique aux trois autres. Les données GPS ont été traitées par Pierre Bosser avec le logiciel GIPSY OASIS II. Des estimations de ZTD toutes les cinq minutes sont fournies et converties en ZWD à l'aide d'un ZHD calculé à partir des mesures du PTU1.

4.5.2.2 Méthodologie

Un calcul du retard humide du lidar est réalisé à partir des données lidar non étalonnées, des profils du radiosondage de Trappes et des données du PTU. En effet, le profil lidar doit être complété dans les hautes couches et d'autre part entre l'altitude où est situé le récepteur GPS et l'altitude de la première valeur lidar (du fait de l'overlap, il y a une partie "aveugle"), pour cela on utilise les données du radiosondage et des PTU au sol. Pour chaque zone on calcule un retard humide (ZWD), le ZWD total résultant sera comparé au ZWD calculé avec le GPS pour réaliser l'étalonnage. Encore une fois, plusieurs paramètres entrent en jeu pour calculer le ZWD du lidar, le calcul par zone est effectué ainsi (voir aussi figure 4.18) :

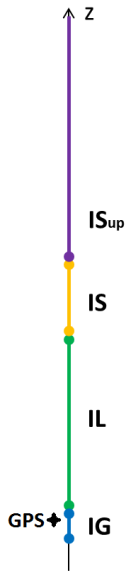


FIGURE 4.18
Division du calcul
du ZWD_{lidar}

ZONE 1 (IG) : Pour cette partie où le lidar est "aveugle", deux cas ont été envisagés :

- Utilisation de la pression et de la température du radiosondage interpolés sur la première valeur du profil lidar. On suppose ensuite que le rapport de mélange est constant sur cette zone, on en déduit le retard humide (dans ce cas le calcul du retard humide est ajouté à IL, voir ZONE 2).
- Utilisation de la pression, température et humidité relative du PTU au sol. On en déduit le retard humide sur la zone (IG).

En pratique ce terme est inclus dans la zone 2 lorsque l'on utilise les données de pression et de température du radiosondage pour l'estimer. En outre, l'altitude de la première valeur du lidar et celle du récepteur GPS étant très proche, ce terme est relativement négligeable.

ZONE 2 (IL) : Cette zone correspond à la portée du lidar que l'on va considérer pour le calcul du retard humide non étalonné du lidar. Le choix de la borne supérieure du profil a été discuté car au delà d'une certaine altitude, le rapport de mélange du lidar n'est plus fiable à cause du faible RSB. On a donc testé trois altitudes limites du profil lidar : 4, 5 et 6 km.

ZONE 3 (IS et IS_{up}) : Au dessus de la portée lidar, on considère d'une part le profil du radiosondage (IS), et d'autre part -lorsque la fiabilité du radiosondage n'est plus assurée, tests sur 10 ou 15 km- un modèle d'estimation du ZWD (IS_{up}, [Saastamoinen \(1972\)](#) révisé par [Bossert et al. \(2007\)](#)).

La constante d'étalonnage est alors calculée à partir du retard humide du GPS (ZWD_{GPS}) :

$$c = \frac{ZWD_{GPS} - IS - IS_{sup}(-IG)}{IL} \quad (4.1)$$

4.5.2.3 Résultats

La figure 4.19 présente les variations temporelles des coefficients d'étalonnage du lidar calculés à partir des données des quatre récepteurs GPS. Le complément "Zone 1" utilise la méthode avec le PTU au sol et le complément "zone 3" utilise le radio-sondage de Trappes de 6 à 10 km puis le modèle empirique. Les rapports de mélange du lidar sont intégrés sur la base d'une grille unique de résolution 30 m jusqu'à 3 km et de résolution 60 m jusqu'à 6 km. Les signaux sont désaturés avec la nouvelle fonction de désaturation. Dans la suite de cette section on va discuter du choix des différents paramètres afin d'améliorer la stabilité des coefficients d'étalonnage. La sélection de la meilleure combinaison de paramètres, est basée sur la valeur de stabilité (σ/μ exprimé en %). La plus forte dispersion des coefficients en début de campagne est causé par des plus faibles concentrations en vapeur d'eau dans l'atmosphère (voir figure D.1 dans l'annexe D).

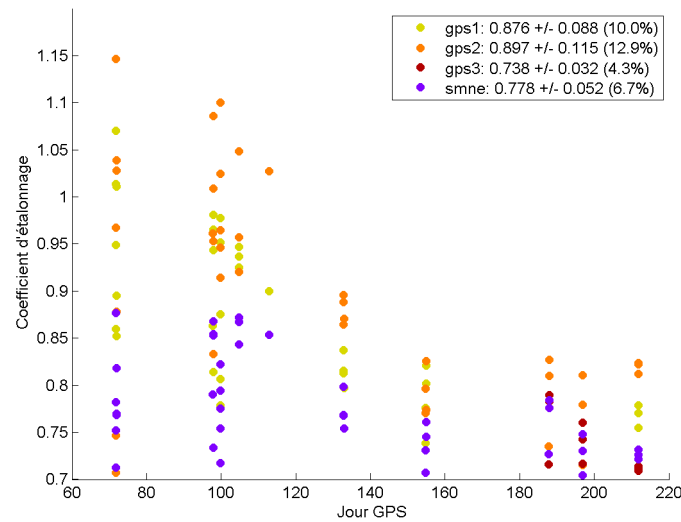


FIGURE 4.19 Variations temporelles du coefficient d'étalonnage lidar, calculé par comparaison avec le ZWD des différents GPS (1, 2, 3 et SMNE). Le complément basse couche au profil lidar est calculé à partir des données RS de Trappes, et le complément hautes couches est d'une part calculé avec le RS de Trappes de 5 à 15 km puis au delà avec un modèle empirique.

CHOIX DE LA GRILLE Le choix de l'utilisation d'une grille différente pour chaque nuit a rapidement été éliminé pour l'utilisation d'une grille unique (30 m et 60 m) qui donnait de meilleurs résultats.

RÉCEPTEURS GPS Quatre récepteurs GPS ont été utilisés pour le calcul des coefficients d'étalonnage (voir figure 4.19). Le GPS 3 a été installé tardivement et ne donne des valeurs que pour les deux dernières nuits, il ne sera pas pris en compte pour les comparaisons. Dans le cas de la figure 4.19, le GPS 1 atteint environ 11,5% de stabilité, le GPS 2 est à 13,5% et SMNE tombe à 8%. Même dans les meilleures estimations le GPS SMNE donne les meilleurs résultats en terme de stabilité. On attribue ces différences à l'emplacement des récepteurs. GPS 1 et 2 sont placés sur un bâtiment moins élevé que celui de SMNE et sont soumis plus fortement aux multi-trajets. L'utilisation de bâches absorbantes au niveau des récepteurs aurait pu contribuer à de meilleurs résultats. Concernant les moyennes du coefficient d'étalonnage entre les GPS, les GPS 1 et 2 sont en accord avec une moyenne d'environ 0,9. SMNE enregistre une moyenne d'environ 0,8.

COMPLÉMENT LIDAR ZONE 1 La stabilité des séries temporelles des coefficients d'étalonnage n'est pas impactée de manière significative par le choix de l'estimation du rapport de mélange sur la "zone 1". Par la suite on choisira les données du PTU qui sont colocalisées avec le profil lidar.

PORTÉE LIDAR Sur la figure 4.20, on a reporté les stabilités de différentes méthodes testées (deux paramètres varient : la désaturation et le filtrage) pour les trois portées lidar examinées. Le calcul du retard humide de la zone 1 est réalisé avec le PTU au sol (IG). Le calcul du complément haute couche de retard humide par radiosondage (IS) est limité à 10 km. Quelle que soit la méthode, la portée de 6 km semble donner les meilleurs résultats.

TRAITEMENT DE LA SATURATION Le nouveau paramétrage de la fonction de désaturation améliore de deux dixièmes de pourcent la stabilité du coefficient d'étalonnage. À ce niveau il n'est pas possible de conclure sur l'effet positif ou non du nouveau paramétrage de la désaturation. Compte tenu des résultats obtenus lors du test des effets de la fonction de désaturation sur les "Calibrations N₂" on considèrera les données non désaturées.

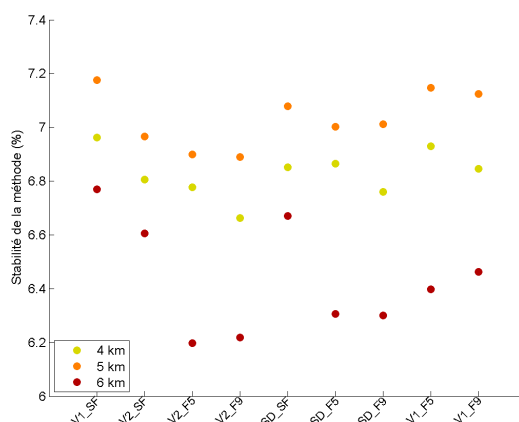


FIGURE 4.20 Stabilité du coefficient d'étalonnage (SMNE) en fonction des différentes méthodes et pour 3 portées du lidar. En abscisse est indiqué d'une part le traitement de la désaturation : identique à Démévap (V1), nouvelle version (V2) ou sans désaturation (SD), et d'autre part le filtrage : aucun (SF), médian 5 points (F5) ou médian 9 points (F9). Pour toutes les méthodes le PTU a été utilisé pour l'estimation du complément basses couches du lidar. De plus, on a limité l'utilisation du radiosondage à 10 km pour le complément des hautes couches.

EFFET DU FILTRAGE L'effet du filtrage des rapports de mélange a permis de réduire de quelques dixièmes de pourcent la stabilité des coefficients d'étalonnages calculés. Le filtrage permet en effet de réduire l'impact du bruit des données.

Sans filtre	$0.779 \pm 0,053$ (6,7%)
Filtre médian 5 points	$0,803 \pm 0,051$ (6,3%)
Filtre médian 9 points	$0,810 \pm 0,052$ (6,3%)

TABLE 4.6 Moyennes, écarts-types et stabilité de la série temporelle des coefficients d'étalonnage (SMNE) pour trois filtrages du profil de rapport de mélange.

MEILLEUR ÉTALONNAGE La figure 4.21 illustre les variations temporelles du coefficient d'étalonnage du lidar Raman par rapport aux ZWD du GPS calculés à partir du récepteur SMNE. Les données du lidar n'ont pas été désaturées mais elles sont filtrées avec un filtre médian sur neuf points. La portée du lidar est en altitude de 69 m à 6 km, complétée de 54 à 69 m par les données PTU au sol, de 6 à 10 km par le radiosondage de Trappes et au delà par un modèle empirique. Les données du début de campagne sont plus dispersées à cause de la plus faible concentration en vapeur d'eau les signaux sont moins forts. Une dérive de l'ordre de 13% est observée sur les 5 mois de campagne. Si l'on corrige ces données de la dérive observée sur les coefficients d'étalonnage des "Calibrations N₂", la stabilité tombe à 4,44%.

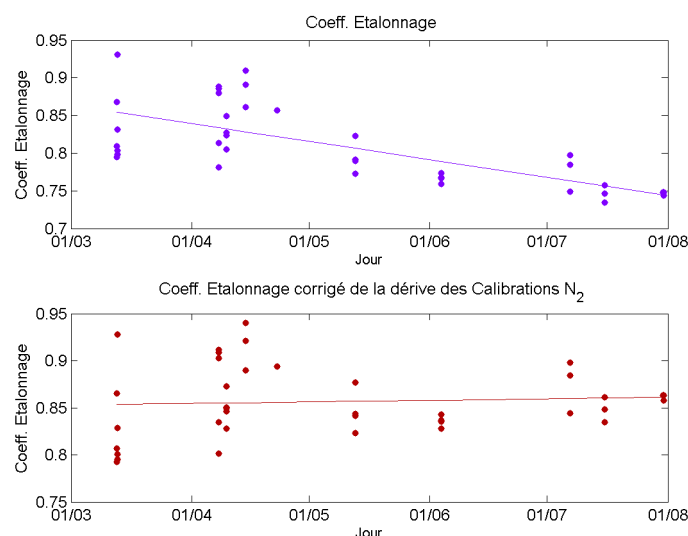


FIGURE 4.21 Variations temporelles du coefficient d'étalonnage lidar, calculé à partir du ZWD du GPS (récepteur SMNE). *Haut* sans correction, *Bas* coefficients corrigé des calibrations N_2

4.6 Conclusions

Les objectifs de cette campagne de mesure ont été d'une part de vérifier à travers des mesures de calibrations N_2 la stabilité de l'instrument, et d'autre part, de tester la méthode d'étalonnage des mesures vapeur d'eau.

Les résultats des calibrations N_2 montrent que l'amélioration des protocoles de réglages et les modifications dans le boîtier de détection ont été bénéfiques pour la stabilité de l'instrument. En effet, les séries temporelles de "Calibrations N_2 ", bien que entachées d'une dérive constante sur la campagne, ont montré une dispersion plus faible que pendant Démévap.

Les séries temporelles de coefficients d'étalonnage réalisées d'une part par comparaison avec un PTU, d'autre part par l'ajustement avec le ZWD d'un GPS sont montrées figure 4.22 en haut sans correction et en bas avec correction de la dérive des calibrations N_2 . La dispersion des deux séries temporelles ont été confrontées à celles obtenues durant Démévap pour le même type d'étalonnage. Durant Démévap, les PTU étaient placés sur 2 mâts et on effectuait l'enregistrement en visée oblique. Ainsi, la mesure PTU était colocalisée spatialement avec la donnée lidar à respectivement 90 m (PTU1) et 180 m (PTU2) en distance. L'analyse des résultats est décrite par [Pipis \(2012\)](#). Les résultats obtenus donnent une dispersion de l'ordre de 4,8%, et dans le cas de la campagne à Saint-Mandé, les résultats en terme de dispersion

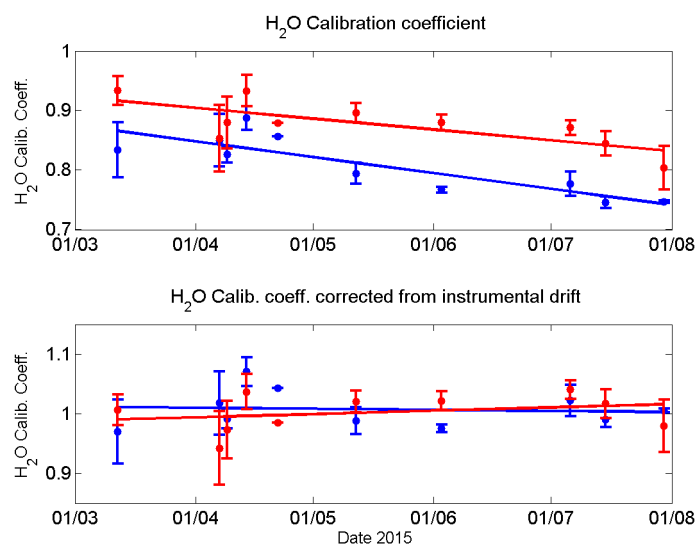


FIGURE 4.22 Coefficients d'étalonnage PTU (*rouge*) et ZWD (*bleu*) obtenus durant la campagne à Saint-Mandé. Un point par nuit, la barre d'erreur correspondant à l'écart-type sur la nuit. Sur le graphe inférieur les coefficients ont été corrigés de la dérive des calibrations N₂.

sont de l'ordre de 5,7%. Les meilleurs résultats obtenus durant Démévap peuvent s'expliquer par des conditions plus stables de l'atmosphère. En effet, les visées étant en oblique, le signal monte moins haut en altitude et est donc soumis à moins de variations de température et de rapport de mélange lors de sa traversée dans l'atmosphère. Les résultats de Démévap pour les comparaisons avec les ZWD des GPS étaient d'environ 4% de dispersion des coefficients d'étalonnage. Là encore, on trouve une valeur plus élevée (6%). On soupçonne une mauvaise estimation dans le complément haute couche (zone 3) du profil lidar : le radiosondage de par sa distance ne colle pas forcément très bien au lidar. En outre, on a vu que les meilleurs résultats en terme de dispersion étaient obtenus avec une portée lidar de 6 km, or entre 4 et 6 km les données sont très bruitées. Cela pourrait donc signifier que, mêmes bruitées, elles sont plus fiables que celles du radiosondage. Des tests supplémentaires sur la stabilité du ZWD au delà de la portée lidar doivent être réalisés pour évaluer les fluctuations de ce complément.

Finalement, on notera que la dérive observée sur les séries temporelles des coefficients d'étalonnage des deux méthodes examinées est d'environ 10% sur les cinq mois de campagne, ce qui est meilleur que les 15% de dérive observés durant le mois et demi de la campagne Démévap. L'origine probable de cette dérive restante serait une modification lente des propriétés optiques et électroniques du système (dépôt de poussière sur les optiques et vieillissement des PMT).

Conclusion

Synthèse

Le travail présenté ici a permis de réaliser une étude instrumentale approfondie du lidar Raman vapeur d'eau de l'IGN. La dernière campagne de mesures qui a impliqué le lidar Raman de l'IGN, Démévap, a pointé des dérives dans la stabilité du système. L'objectif était donc d'une part, d'identifier les sources d'erreurs et d'instabilités du système, et d'autre part de trouver un moyen de les minimiser. Cette étude s'inscrit dans le contexte d'amélioration de la précision des mesures de vapeur d'eau utilisées pour la correction des retards humides des signaux GPS. Une réelle amélioration de la précision et de la fiabilité sur le court et le long terme permettrait de s'ouvrir à de nouvelles applications telle la climatologie. En effet, le rôle considérable de la vapeur d'eau dans la formation de phénomènes météorologiques telles que les tempêtes ainsi que son rôle dans la réponse du climat aux différents forçages radiatifs ont accru les besoins en données précises de vapeur d'eau. La validation finale du système suite aux améliorations apportées a montré une amélioration dans la stabilité du coefficient d'étalonnage du système instrumental. Je vais retracer succinctement les étapes qui nous ont menés à ces résultats.

Le lidar Raman de l'IGN restitue des profils de rapports de mélange de vapeur d'eau depuis une dizaine d'années. Des protocoles de réglages ont été établis au cours de son développement et ses mesures ont été inter-comparées avec succès lors de différentes campagnes. La dernière en date, Démévap, avait pour objectif de comparer différentes méthodes d'étalonnage du lidar. Les variations temporelles des coefficients d'étalonnage du lidar ont montré une dérive de l'ordre de 15% sur l'ensemble de la campagne, de la dispersion à court terme des coefficients et des biais entre les techniques.

Ces constatations ont conduit à faire un inventaire des sources probables d'erreurs et d'instabilités du système. Pour orienter les recherches de ces sources, les signaux absolus des canaux du système et les différents tests réalisés au cours de la campagne

—e.g. des étalonnages de la partie détection— ont été examinés avec soin. Le boîtier de détection, composé de divers éléments optiques et de l'électronique, a été identifié comme source majeure des variations. De plus, il a été noté qu'une dérive du faisceau laser probablement liée à des désalignements au niveau de l'afocal entraînait une sortie du faisceau du champ du télescope et donc une perte de signal. La campagne Démévap a montré l'importance des réglages dont le protocole doit être revu pour améliorer d'une part, leur précision et d'autre part, leur stabilité. L'afocal a été équipé d'une platine trois axes afin d'affiner son réglage. Un protocole de réglage de l'intégralité du système optique a été mis en place afin de réduire les problèmes de vignettage du faisceau sur les éléments optiques.

Les résultats de Démévap avaient donc orienté la recherche des instabilités vers la partie détection (optique et électronique) du système. Après des tests en laboratoires, deux éléments du boîtier de détection se sont présentés comme susceptibles de produire des variations différentielles de signaux entre les deux canaux Raman. En premier lieu, les photomultiplicateurs présentent une sensibilité au niveau de la photocathode qui n'est pas uniforme. Les variations différentielles entre les deux canaux ont été testées en laboratoire et ont atteint 5% pour les configurations optiques en place durant Démévap. En second lieu, le calcul de l'ouverture numérique des fibres a mis au jour des fluctuations dans l'ouverture numérique et dans la structure du faisceau suivant la position et l'angle d'entrée de la lumière dans la fibre. Ceci a remis en cause le choix des optiques du boîtier de détection qui n'étaient plus adaptées aux variations de taille du faisceau induites par les variations d'ouvertures numériques, en particulier pour les fibres de grand diamètre. Ces constatations ont conduit à un changement des lentilles dans le boîtier de façon à supprimer le vignettage sur les éléments optiques, et deux configurations optiques optimisées ont été imaginées. La première permet l'utilisation du boîtier dans ses dimensions initiales, et est une combinaison d'une petite fibre (400 μm) et d'une lentille d'entrée du boîtier de focale réduite par rapport à la configuration de Démévap. La seconde a été proposée dans le but de pouvoir utiliser une fibre de plus grand diamètre (800 ou 1000 μm) et pour cela les dimensions des chemins optiques doivent être raccourcis et la focale de la lentille d'entrée réduite. Des tests en laboratoires ont pu être réalisés afin de valider ces deux configurations optiques. Ils ont consisté en la mesure des variations du rapport des signaux des deux canaux Raman, lorsque l'on déplace un spot en entrée de la fibre optique. Ce test s'efforce de reproduire les dérives éventuelles du faisceau laser observées lors de l'enregistrement de profils de vapeur d'eau. Les variations différentielles des deux canaux Raman sont passées de quelques pourcents pour une configuration non optimisée comme Démévap à quelques dixièmes de pourcent pour une configuration optimisée. Lors de ses expérimentations, on a aussi vérifié que la hauteur de la couche sondée n'induisait pas de variations différentielles des signaux.

Pour compléter l'étude du boîtier de détection, il a fallu examiner les sources

d'erreurs et d'instabilités de la partie électronique, i.e. les photomultiplicateurs. Tout d'abord, le manque de stabilité dans la mesure des détecteurs vient des fluctuations de leur alimentation en haute tension, qui peut entraîner des variations différentielles entre les deux canaux Raman de l'ordre de 1%/V. Pour y remédier, les deux photomultiplicateurs des canaux Raman ont été branchés sur la même borne d'alimentation, réduisant les variations différentielles d'un facteur 10 environ. Ensuite, le système de comptage des photons a été révisé. En effet, la statistique des photons détectés n'était pas Poissonnienne et la correction faite auparavant n'était pas satisfaisante. Après modifications apportées par le fabricant et changement du discriminant, les nouveaux profils ont montré qu'ils suivaient la loi de Poisson. Enfin, une étude a été réalisée sur les bruits parasites rencontrés dans les photomultiplicateurs : les photons d'obscurités et les afterpulses. Les premiers sont détectés même lorsqu'aucun photon n'impacte la photocathode, et les seconds sont induits par la présence de gaz piégés dans les tubes et qui s'ionisent lors du passage d'électrons. L'étude de sensibilité a montré que ces bruits étaient négligeables comparés aux signaux enregistrés en pratique mais que leurs valeurs pouvaient constituer une référence pour évaluer le vieillissement des détecteurs.

Pour évaluer les bénéfices des modifications apportées, le système a été entièrement remonté. Du point de vue du traitement des signaux, la modélisation du fond de ciel a été revue en vérifiant que le gain des PMT ne dépend pas de l'altitude de la couche sondée, ce qui permet de définir le fond de ciel comme une constante. De plus, il s'est avéré que la fonction de correction de la désaturation estimée en 2003 ne peut plus être appliquée au système. Provisoirement, aucune correction de désaturation n'a été appliquée pour traiter les données de la campagne Saint-Mandé, ce qui se justifie par des signaux moins saturés que pendant Démévap. La surveillance du système par une mesure du coefficient d'étalonnage de la partie de détection a montré une stabilité d'environ 2% après correction d'une dérive constante dans le temps que l'on a attribuée au vieillissement des composants. Les deux méthodes d'étalonnage du lidar examinées étaient la comparaison avec la valeur du rapport de mélange d'un PTU placé au sol et la comparaison avec le contenu intégré en vapeur d'eau du GPS. L'optimisation du calcul des coefficients d'étalonnage s'est basé sur la minimisation de la stabilité temporelle. Les résultats ont donné une stabilité de 5,7% pour la comparaison avec le PTU et de 6,3% pour la comparaison avec le GPS. On a montré que ces coefficients pouvaient être corrigés de la dérive observé sur l'étalonnage de l'instrument. À l'aide de ces coefficients d'étalonnage de la partie de détection, on obtient une stabilité de 4,0% et 4,4% respectivement. Enfin, on notera que la dérive observée sur ces deux séries temporelles n'est que d'environ 10% sur les cinq mois de campagne, alors que les séries temporelles des coefficients d'étalonnage de Démévap enregistraient une dérive de 15% sur moins de deux mois. On a donc significativement réduit la dérive du système.

Perspectives

Les résultats de la campagne à Saint-Mandé ont permis une amélioration la stabilité de l'étalonnage par rapport à celle obtenue durant Démévap. Des améliorations supplémentaires sont toutefois à prévoir pour avoir un meilleur système. Hormis la fonction de désaturation qui mérite l'enregistrement de données dédiées pour pouvoir être paramétrée correctement, d'autres changements sont à envisager. Tout d'abord, le bati sur lequel repose le laser et l'afocal qui semble sensible aux dilatations thermiques devrait être re-contraint. La configuration actuelle, qui entraîne des désalignements du faisceau par rapport à l'axe optique du télescope, n'est pas satisfaisante. Les désalignements et réalignements au cours d'une nuit de mesures sont à éviter pour assurer une bonne stabilité du système. L'utilisation du périscopie pour réaliser des profils obliques et étalonner le lidar à l'aide de PTU, n'a pas été ré-examiné. Une partie des parasites ayant été éliminée, la technique des visées obliques pourrait donner de meilleurs résultats que ceux obtenus durant Démévap.

Une réflexion sur la restitution de la vapeur d'eau sur les très basses couches pourrait apporter une amélioration quant à l'estimation des coefficients d'étalonnage en particulier pour la technique utilisant les PTU, proches du sol. Des solutions ont déjà été proposées comme l'ajout d'un télescope dédié ([Reichardt et al., 2012](#)) ou une l'ajout d'une fibre placée à l'endroit de formation de l'image des basses couches ([Dinoev et al., 2013](#)), et pourraient être adaptées pour notre système

Sur du plus long terme, on envisage de miniaturiser la partie détection du lidar Raman. Une réduction des dimensions du boîtier permettrait son annexion au télescope sans l'intermédiaire de fibre. Ainsi, il suffirait d'imager la pupille du télescope sur le PMT. Pour cela, le miroir secondaire du télescope doit être modifié afin que le faisceau converge à l'extérieur du télescope, au delà du miroir primaire (actuellement le faisceau converge entre le miroir secondaire et le miroir primaire). Des simulations optiques ont montré qu'il était possible de trouver un miroir secondaire remplissant ces fonctions. Concernant les PMT, une nouvelle version miniature existe avec une photocathode de 3 mm² (Hamamatsu) et sensible à l'U.V.. En outre, la miniaturisation éliminerait le problème du vignettage dans la mesure où l'on peut facilement choisir des optiques de grandes dimensions par rapport à la taille du faisceau.

Bibliographie

- Adam M (2009) Notes on Temperature-Dependent Lidar Equations. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 26 :1021, DOI 10.1175/2008JTECHA1206.1
- Akchurin N, Kim H (2007) A study on ion initiated photomultiplier afterpulses. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 574 :121–126, DOI 10.1016/j.nima.2007.01.093
- Akgun U, Ayan A, Aydin G, Duru F, Olson J, Onel Y (2008) Afterpulse timing and rate investigation of three different Hamamatsu Photomultiplier Tubes. *Journal of Instrumentation* 3(1)
- Aspey RA, McDermid IS, Leblanc T, Walsh D, Howe J (2006) New Raman water vapor and temperature lidar at JPL Table Mountain Facility : optimization, validations, and Sonde intercomparison. In : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol 6367, p 0, DOI 10.1117/12.687302
- Avila G (1998) Results on Fiber Characterization at ESO. In : *Arribas S, Mediavilla E, Watson F (eds) Fiber Optics in Astronomy III, Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol 152, p 44
- Avila G, Fernández JM, Maté B, Tejeda G, Montero S (1999) Ro-vibrational Raman Cross Sections of Water Vapor in the OH Stretching Region. *Journal of Molecular Spectroscopy* 196 :77–92, DOI 10.1006/jmsp.1999.7854
- Avila G, Fernández JM, Tejeda G, Montero S (2004) The Raman spectra and cross-sections of H₂O, D₂O, and HDO in the OH/OD stretching regions. *Journal of Molecular Spectroscopy* 228 :38–65, DOI 10.1016/j.jms.2004.06.012
- Becker V (2011) *The bh TCSPC Handbook, Fifth Edition*. Becker and Hickl GmbH, URL <http://www.becker-hickl.de/index.html>
- Behrendt A (2005) Temperature Measurements with Lidar, pp 273–305. DOI 10.1007/0-387-25101-4_10

- Bendtsen J, Rasmussen F (2000) High-resolution incoherent Fourier transform Raman spectrum of the fundamental band of $^{14}\text{N}_2$. *Journal of Raman Spectroscopy* 31 :433–438, DOI 10.1002/1097-4555(200005)31:5<433::AID-JRS554>3.3.CO;2-K
- Bevis M, Businger S, Herring TA, Rocken C, Anthes RA, Ware RH (1992) GPS Meteorology : Remote Sensing of Atmospheric Water Vapor Using the Global Positioning System. *Journal of Geophysical Research* 97 :15,787, DOI 10.1029/92JD01517
- Bhawar R, di Girolamo P, Summa D, Flamant C, Althausen D, Behrendt A, Kiemle C, Bosser P, Cacciani M, Champollion C, di Iorio T, Engelmann R, Herold C, Müller D, Pal S, Wirth M, Wulfmeyer V (2011) The water vapour intercomparison effort in the framework of the Convective and Orographically-induced Precipitation Study : airborne-to-ground-based and airborne-to-airborne lidar systems. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 137 :325–348, DOI 10.1002/qj.697
- Bock O (2006) Vapic 2004 : water vapor inter-comparison experiment, in *Journée Scientifique SIRTa*
- Bock O, Tarniewicz J, Thom C, Pelon J, Kasser M (2001) Study of external path delay correction techniques for high accuracy height determination with GPS. *Physics and Chemistry of the Earth A* 26 :165–171, DOI 10.1016/S1464-1895(01)00041-2
- Bock O, Bosser P, Bourcy T, David L, Goutail F, Hoareau C, Keckhut P, Legain D, Pazmino A, Pelon J, Pipis K, Poujol G, Sarkissian A, Thom C, Tournois G, Tzanos D (2013) Accuracy assessment of water vapour measurements from in situ and remote sensing techniques during the DEMEVAP 2011 campaign at OHP. *Atmospheric Measurement Techniques* 6 :2777–2802, DOI 10.5194/amt-6-2777-2013
- Born M, Wolf E, Bhatia A (1999) *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, URL <http://books.google.fr/books?id=aoX0gYLuENoC>
- Bosser P (2008) Développement et validation d’une méthode de calcul gps intégrant des mesures de profils de vapeur d’eau en visée multi-angulaire pour l’altimétrie de haute précision. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie
- Bosser P, Bock O, Thom C, Pelon J (2007) Study of the statistics of water vapor mixing ratio determined from Raman lidar measurements. *Applied Optics* 46 :8170–8180, DOI 10.1364/AO.46.008170
- Bosser P, Bock O, Thom C, Pelon J, Willis P (2010) A case study of using Raman lidar measurements in high-accuracy GPS applications. *Journal of Geodesy* 84 :251–265, DOI 10.1007/s00190-009-0362-x
- Champollion C, Drobinski P, Haeffelin M, Bock O, Tarniewicz J, Bouin MN, Vautard R (2009) Water vapour variability induced by urban/rural surface heterogeneities during convective conditions. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 135 :1266–1276, DOI 10.1002/qj.446

- Chazette P, Marnas F, Totems J (2014) The mobile Water vapor Aerosol Raman Lidar and its implication in the framework of the HyMeX and ChArMEx programs : application to a dust transport process. *Atmospheric Measurement Techniques* 7 :1629–1647, DOI 10.5194/amt-7-1629-2014
- Coates P (1973) The origins of afterpulses in photomultipliers. *Journal of Physics D : Applied Physics* 6(10) :1159, URL <http://stacks.iop.org/0022-3727/6/i=10/a=301>
- Cooney J (1970) Remote Measurements of Atmospheric Water Vapor Profiles Using the Raman Component of Laser Backscatter. *Journal of Applied Meteorology* 9 :182, DOI 10.1175/1520-0450(1970)009<0182:RMOAWV>2.0.CO;2
- Dinoyev T, Simeonov V, Arshinov Y, Bobrovnikov S, Ristori P, Calpini B, Parlange M, van den Bergh H (2013) Raman Lidar for Meteorological Observations, RALMO - Part 1 : Instrument description. *Atmospheric Measurement Techniques* 6 :1329–1346, DOI 10.5194/amt-6-1329-2013
- Dionisi D, Congeduti F, Liberti GL, Cardillo F (2010) Calibration of a Multichannel Water Vapor Raman Lidar through Noncollocated Operational Soundings : Optimization and Characterization of Accuracy and Variability. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 27 :108, DOI 10.1175/2009JTECHA1327.1
- Dionisi D, Keckhut P, Courcoux Y, Hauchecorne A, Porteneuve J, Baray JL, Leclair de Bellevue J, Vèrèmes H, Gabarrot F, Payen G, Decoupes R, Cammas JP (2015) Water vapor observations up to the lower stratosphere through the Raman lidar during the Maïdo Lidar Calibration Campaign. *Atmospheric Measurement Techniques* 8 :1425–1445, DOI 10.5194/amt-8-1425-2015
- Evans KD, Demoz BB, Cadirola MP, Melfi S, Whiteman DN, Schwemmer GK, Starr DO, Schmidlin F, Feltz W, Tobin D (2000) A new raman water vapor lidar calibration technique and measurements in the vicinity of hurricane bonnie. In : de l'Ecole Polytechnique E (ed) 20th International Laser Radar Conference
- Ferrare RA, Melfi SH, Whiteman DN, Evans KD, Schmidlin FJ, Starr DO (1995) A Comparison of Water Vapor Measurements Made by Raman Lidar and Radiosondes. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 12 :1177, DOI 10.1175/1520-0426(1995)012<1177:ACOWVM>2.0.CO;2
- Freudenthaler V (2004) Effects of Spatially Inhomogeneous Photomultiplier Sensitivity on LIDAR Signals and Remedies. In : Pappalardo G, Amodeo A (eds) 22nd International Laser Radar Conference (ILRC 2004), ESA Special Publication, vol 561, p 37
- Fréville P, Montoux N, Baray J, Chauvigné A, Réveret F, Hervo M, Dionisi D, Payen G, Sellegri K (2015) LIDAR Developments at Clermont-Ferrand - France

- for Atmospheric Observation. *Sensors* 15(2) :3041, DOI 10.3390/s150203041, URL <http://www.mdpi.com/1424-8220/15/2/3041>
- Ghatak AK, Thyagarajan K (1989) *Optical Electronics*
- Goldsmith JEM, Blair FH, Bisson SE, Turner DD (1998) Turn-Key Raman Lidar for Profiling Atmospheric Water Vapor, Clouds, and Aerosols. *Applied Optics* 37 :4979–4990, DOI 10.1364/AO.37.004979
- Hall SJ, McKeown J (1973) Reduction of afterpulsing in a photomultiplier. *Nuclear Instruments and Methods* 112 :545–549, DOI 10.1016/0029-554X(73)90176-6
- Hamamatsu (2001) *Photomultiplier R7400U Series Datasheet*
- Held I, Soden B (2000) Water vapor feedback and global warming 1. *Annual Review of Energy and the Environment* 25(1) :441–475
- Herzberg G (1950) *Molecular spectra and molecular structure. Vol.1 : Spectra of diatomic molecules*
- Hoareau C, Keckhut P, Sarkissian A, Baray JL, Durry G (2009) Methodology for Water Monitoring in the Upper Troposphere with Raman Lidar at the Haute-Provence Observatory. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 26 :2149, DOI 10.1175/2009JTECHA1287.1
- Hoareau C, Keckhut P, Baray JL, Robert L, Courcoux Y, Porteneuve J, Vömel H, Morel B (2012) A Raman lidar at La Reunion (20.8deg S, 55.5deg E) for monitoring water vapour and cirrus distributions in the subtropical upper troposphere : preliminary analyses and description of a future system. *Atmospheric Measurement Techniques* 5 :1333–1348, DOI 10.5194/amt-5-1333-2012
- Hurand S, Chauny LA, El-Rabii H, Joshi S, Yalin AP (2011) Mode coupling and output beam quality of 100-400 μm core silica fibers. *Applied Optics* 50 :492, DOI 10.1364/AO.50.000492
- Jenness JR Jr, Lysak DB Jr, Philbrick CR (1997) Design of a lidar receiver with fiber-optic output. *Applied Optics* 36 :4278–4284, DOI 10.1364/AO.36.004278
- Kiehl JT, Trenberth KE (1997) Earth's Annual Global Mean Energy Budget. *Bulletin of the American Meteorological Society* 78 :197–197, DOI 10.1175/1520-0477(1997)078<0197:EAGMEB>2.0.CO;2
- Lavorel B, Millot G, Saint-Loup R, Wenger C, Berger H, Sala J, Bonamy J, Robert D (1986) Rotational collisional line broadening at high temperatures in the n2 fundamental q-branch studied with stimulated raman spectroscopy. *J Phys France* 47(3) :417–425, DOI 10.1051/jphys:01986004703041700, URL <http://dx.doi.org/10.1051/jphys:01986004703041700>

- Leblanc T, McDermid IS (2008) Accuracy of Raman lidar water vapor calibration and its applicability to long-term measurements. *Applied Optics* 47 :5592, DOI 10.1364/AO.47.005592
- Leblanc T, McDermid IS, Walsh TD (2011) Ground-based water vapor Raman lidar measurements up to the upper troposphere and lower stratosphere - Part 2 : Data analysis and calibration for long-term monitoring. *Atmospheric Measurement Techniques Discussions* 4 :5111–5145, DOI 10.5194/amtd-4-5111-2011
- Ma KJ, Kang WG, Ahn JK, Choi S, Choi Y, Hwang MJ, Jang JS, Jeon EJ, Joo KK, Kim HS, Kim JY, Kim SB, Kim SH, Kim W, Kim YD, Lee J, Lim IT, Oh YD, Pac MY, Park CW, Park IG, Park KS, Stepanyan SS, Yu I (2011) Time and amplitude of afterpulse measured with a large size photomultiplier tube. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 629 :93–100, DOI 10.1016/j.nima.2010.11.095, [0911.5336](#)
- Marchand E (2003) Analyse de la variabilité de la vapeur d'eau dans la troposphère par Lidar et GPS : étude de son effet sur le positionnement par GPS. Tech. rep.
- Melfi SH, Lawrence JD Jr, McCormick MP (1969) Observation of Raman Scattering by Water Vapor in the Atmosphere. *Applied Physics Letters* 15 :295–297, DOI 10.1063/1.1653005
- Miloshevich LM, Vömel H, Paukkunen A, Heymsfield AJ, Oltmans SJ (2001) Characterization and Correction of Relative Humidity Measurements from Vaisala RS80-A Radiosondes at Cold Temperatures. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 18 :135, DOI 10.1175/1520-0426(2001)018<0135:CACORH>2.0.CO;2
- Miloshevich LM, Vömel H, Whiteman DN, Lesht BM, Schmidlin FJ, Russo F (2006) Absolute accuracy of water vapor measurements from six operational radiosonde types launched during AWEX-G and implications for AIRS validation. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)* 111 :D09S10, DOI 10.1029/2005JD006083
- Miloshevich LM, Vömel H, Whiteman DN, Leblanc T (2009) Accuracy assessment and correction of Vaisala RS92 radiosonde water vapor measurements. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)* 114(D13) :D11305, DOI 10.1029/2008JD011565
- Morton GA, Smith HM, Wasserman R (1967) Afterpulses in Photomultipliers. *IEEE Transactions on Nuclear Science* 14 :443–448, DOI 10.1109/TNS.1967.4324452
- Navas-Guzmán F, Fernández-Gálvez J, Granados-Muñoz MJ, Guerrero-Rascado JL, Bravo-Aranda JA, Alados-Arboledas L (2014) Tropospheric water vapour and relative humidity profiles from lidar and microwave radiometry. *Atmospheric Measurement Techniques* 7 :1201–1211, DOI 10.5194/amt-7-1201-2014

- Paske WC (1974) He⁺ afterpulses in photomultipliers : Their effect on atomic and molecular lifetime determinations. *Review of Scientific Instruments* 45 :1001–1003, DOI 10.1063/1.1686788
- Penney CM, Lapp M (1976) Raman-scattering cross sections for water vapor. *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983) 66 :422–425
- Pipis K (2012) Étude de méthodes d'étalonnage des mesures de vapeur d'eau dans l'atmosphère par lidar Raman. Tech. rep.
- Raman C, Krishnan K (1928) A new type of secondary radiation. *Nature* 121 :501–502, DOI 10.1038/121501c0
- Reichardt J, Wandinger U, Klein V, Mattis I, Hilber B, Begbie R (2012) RAMSES : German Meteorological Service autonomous Raman lidar for water vapor, temperature, aerosol, and cloud measurements. *Applied Optics* 51 :8111, DOI 10.1364/AO.51.008111
- Renaut D, Pourny JC, Capitini R (1980) Daytime Raman-lidar measurements of water vapor. *Optics Letters* 5 :233–235, DOI 10.1364/OL.5.000233
- Revercomb HE, Turner DD, Tobin DC, Knuteson RO, Feltz WF, Barnard J, Bösenberg J, Clough S, Cook D, Ferrare R, Goldsmith J, Gutman S, Halthore R, Lesht B, Liljegren J, Linné H, Michalsky J, Morris V, Porch W, Richardson S, Schmid B, Splitt M, van Hove T, Westwater E, Whiteman D (2003) The Arm Program's Water Vapor Intensive Observation Periods. *Bulletin of the American Meteorological Society* 84 :217–236, DOI 10.1175/BAMS-84-2-217
- Rizi V, Iarlori M, Rocci G, Visconti G (2004) Raman Lidar Observations of Cloud Liquid Water. *Applied Optics* 43 :6440, DOI 10.1364/AO.43.006440
- Rocken C, Hove TV, Johnson J, Solheim F, Ware R, Bevis M, Chiswell S, Businger S (1995) GPS/STORM-GPS Sensing of Atmospheric Water Vapor for Meteorology. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 12 :468, DOI 10.1175/1520-0426(1995)012<0468:GSOAWV>2.0.CO;2
- Saastamoinen J (1972) Atmospheric Correction for Troposphere and Stratosphere in Radio Ranging of Satellites. In : Henriksen SW, Mancini A, Chovitz BH (eds) *The Use of Artificial Satellites for Geodesy*, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, vol 15, p 247
- Sakai T, Nagai T, Nakazato M, Matsumura T, Orikasa N, Shoji Y (2007) Comparisons of Raman Lidar Measurements of Tropospheric Water Vapor Profiles with Radiosondes, Hygrometers on the Meteorological Observation Tower, and GPS at Tsukuba, Japan. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 24 :1407, DOI 10.1175/JTECH2056.1

- Schneider T, O’Gorman PA, Levine XJ (2010) Water Vapor and the Dynamics of Climate Changes. *Reviews of Geophysics* 48 :RG3001, DOI 10.1029/2009RG000302, 0908.4410
- Sherlock V (1998) Evaluation de la technique du Lidar Raman en vue de l’étude climatologique de la vapeur d’eau dans la moyenne et haute troposphere. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie
- Sherlock V, Garnier A, Hauchecorne A, Keckhut P (1999a) Implementation and Validation of a Raman Lidar Measurement of Middle and Upper Tropospheric Water Vapor. *Applied Optics* 38 :5838–5850, DOI 10.1364/AO.38.005838
- Sherlock V, Hauchecorne A, Lenoble J (1999b) Methodology for the Independent Calibration of Raman Backscatter Water-Vapor Lidar Systems. *Applied Optics* 38 :5816–5837, DOI 10.1364/AO.38.005816
- Shettle EP, Fenn RW (1979) Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. Tech. rep.
- Simeonov V (2014) Absolutely calibrated raman lidar as a reference tool in atmospheric humidity profiling, available at <http://infoscience.epfl.ch/record/206400/files/Simeonov%20Absolutely%20calibrated%20Raman%20lidar..%20.pdf>
- Simeonov V, Larcheveque G, Quaglia P, van den Bergh H, Calpini B (1999) Influence of the Photomultiplier Tube Spatial Uniformity on Lidar Signals. *Applied Optics* 38 :5186–5190, DOI 10.1364/AO.38.005186
- Soden BJ, Wetherald RT, Stenchikov GL, Robock A (2002) Global Cooling After the Eruption of Mount Pinatubo : A Test of Climate Feedback by Water Vapor. *Science* 296 :727–730, DOI 10.1126/science.296.5568.727
- Solomon S, Rosenlof KH, Portmann RW, Daniel JS, Davis SM, Sanford TJ, Plattner GK (2010) Contributions of Stratospheric Water Vapor to Decadal Changes in the Rate of Global Warming. *Science* 327 :1219–, DOI 10.1126/science.1182488
- Tarniewicz J (2006) Étude d’une méthode de sondage de la vapeur d’eau dans la troposphère appliquée à la correction de mesures gps pour l’altimétrie de haute précision. PhD thesis, Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines
- Tarniewicz J, Bock O, Pelon J, Thom C (2002) Raman lidar for external GPS path delay calibration devoted to high accuracy height determination. *Physics and Chemistry of the Earth* 27 :329–333, DOI 10.1016/S1474-7065(02)00008-6
- Turner DD, Goldsmith JEM (1999) Twenty-Four-Hour Raman Lidar Water Vapor Measurements during the Atmospheric Radiation Measurement Program’s 1996 and 1997 Water Vapor Intensive Observation Periods. *Journal of Atmospheric and*

- Oceanic Technology 16 :1062, DOI 10.1175/1520-0426(1999)016<1062:TFHRLW>2.0.CO;2
- Vaughan G, Wareing DP, Thomas L, Mitev V (1988) Humidity measurements in the free troposphere using Raman backscatter. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 114 :1471–1484, DOI 10.1002/qj.49711448406
- Wallace J, Hobbs P (2006) *Atmospheric science : an introductory survey*, vol 92. Academic press
- Wandinger U (2005a) Introduction to Lidar, pp 1–18. DOI 10.1007/0-387-25101-4_1
- Wandinger U (2005b) Raman Lidar, p 241. DOI 10.1007/0-387-25101-4_9
- Whiteman DN (2003a) Examination of the traditional Raman lidar technique. I. Evaluating the temperature-dependent lidar equations. *Applied Optics* 42 :2571–2592, DOI 10.1364/AO.42.002571
- Whiteman DN (2003b) Examination of the traditional Raman lidar technique. II. Evaluating the ratios for water vapor and aerosols. *Applied Optics* 42 :2593–2608, DOI 10.1364/AO.42.002593
- Whiteman DN, Melfi SH (1999) Cloud liquid water, mean droplet radius, and number density measurements using a Raman lidar. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 104 :31,411, DOI 10.1029/1999JD901004
- Whiteman DN, Melfi SH, Ferrare RA (1992) Raman lidar system for the measurement of water vapor and aerosols in the earth's atmosphere. *Applied Optics* 31 :3068–3082, DOI 10.1364/AO.31.003068
- Whiteman DN, Evans KD, Demoz B, Starr DO, Eloranta EW, Tobin D, Feltz W, Jedlovec GJ, Gutman SI, Schwemmer GK, Cadirola M, Melfi SH, Schmidlin FJ (2001) Raman lidar measurements of water vapor and cirrus clouds during the passage of Hurricane Bonnie. *Journal of Geophysics Research* 106 :5211–5225, DOI 10.1029/2000JD900621
- Whiteman DN, Demoz B, di Girolamo P, Comer J, Veselovskii I, Evans K, Wang Z, Cadirola M, Rush K, Schwemmer G, Gentry B, Melfi SH, Mielke B, Venable D, van Hove T (2006) Raman Lidar Measurements during the International H2O Project. Part I : Instrumentation and Analysis Techniques. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 23 :157, DOI 10.1175/JTECH1838.1
- Whiteman DN, Venable DD, Walker M, Cadirola M, Sakai T, Veselovskii I (2013) Assessing the temperature dependence of narrow-band Raman water vapor lidar measurements : a practical approach. *Applied Optics* 52 :5376, DOI 10.1364/AO.52.005376

- Yamashita M, Yura O, Kawada Y (1982) Probability and time distribution of afterpulses in GaP first dynode photomultiplier tubes. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 196(1) :199 – 202, DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(82\)90639-5](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(82)90639-5), URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X82906395>

Annexe A

Compléments à la description de l'instrumentation et du traitement des signaux du lidar IGN

A.1 Afocal d'émission

L'afocal d'émission est un dispositif optique composé de deux lentilles et placé directement après le laser. Les caractéristiques des deux lentilles sont données dans le tableau A.1. Elles ont été fabriquées par la société Fichou. La valeur de l'indice de réfraction donnée dans le tableau a été évaluée d'après les caractéristique de la silice fondue (http://refractiveindex.info/?group=GLASSES&material=F_SILICA d'après *Handbook of optics*), l'indice est donné pour une longueur d'onde égale à 354,7 nm.

	Épaisseur (mm)	Rayon de courbure (mm)	∅ (mm)	Vergence (δ)	n
Ménisque	2	R ₁ = 24.39 R ₂ = 9.126	15	-31.27	1.4761
Biconvexe	8	R ₁ = 1697 R ₂ = -138.9	70	3.70	1.4761

TABLE A.1 Caractéristiques des lentilles de l'afocal

À l'entrée de l'afocal (voir aussi figure A.1), le faisceau a un rayon $r_e = 2,75$ mm et une divergence de $\theta_e = 0,25$ mrad (en demi angle). En théorie, si la distance entre les deux lentilles est optimale, le faisceau a en sortie un rayon $r_s = 23,2$ mm et une

divergence $\theta_s = 0,030$ mrad (en demi angle).

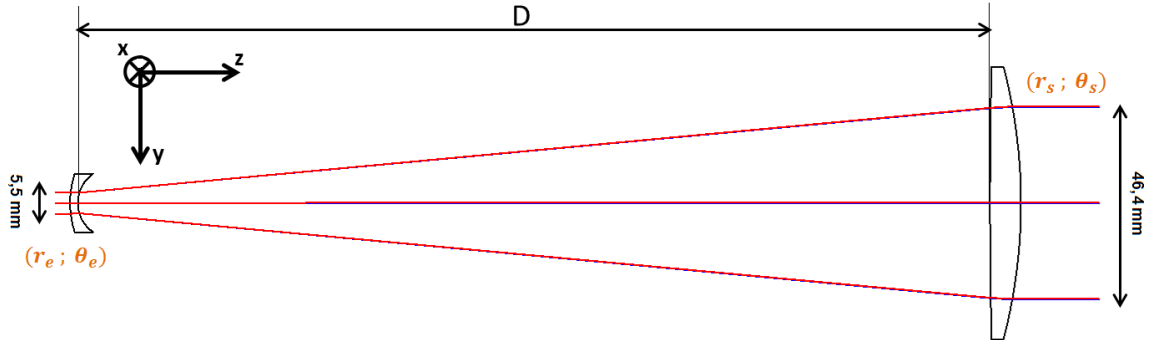


FIGURE A.1 Schéma d'ensemble de l'afocal

A.2 Télescope

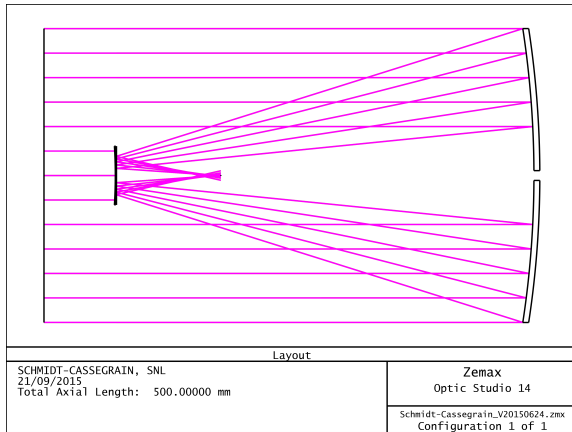


FIGURE A.2 Simulation Zemax (*Telescope.zmx*) du télescope du système lidar Raman IGN



FIGURE A.3 Télescope

A.2.1 Caractéristiques

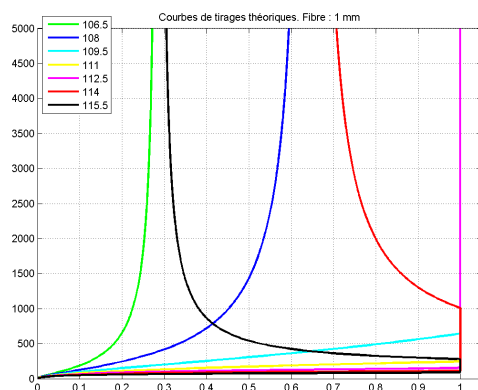
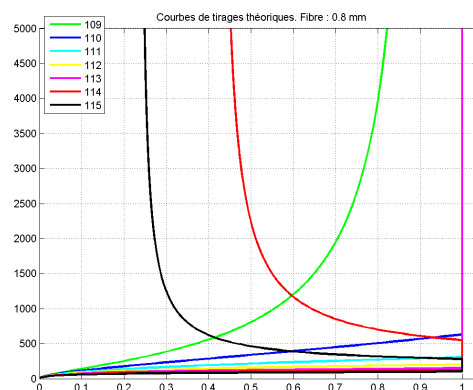
Le télescope est de type Cassegrain et est composé de deux miroirs dont les caractéristiques sont données dans le tableau A.2. Ces deux miroirs sont espacés d'une distance de 426 mm (± 2 mm).

Miroir	Type	Diamètre (m)	Courbure (m)	Excentricité
Primaire	Parabolique	0,30	1	-
Secondaire	Elliptique	0,15	0,485	-3

TABLE A.2 Caractéristiques des miroirs du télescope

A.2.2 Courbes théoriques de tirage

On donne ici l'allure des courbes de tirage pour les différentes fibres testées durant cette étude (1 - 0,8 - 0,4 - 0,2 mm). Le programme *tiragestheoriques.m* a été réalisé par [Tarniewicz \(2006\)](#). Il apparaît très clairement que le réglage du tirage de la fibre dans le télescope est plus aisé dans le cas de larges fibres.

**FIGURE A.4** Fibre 1 mm**FIGURE A.5** Fibre 0,8 mm

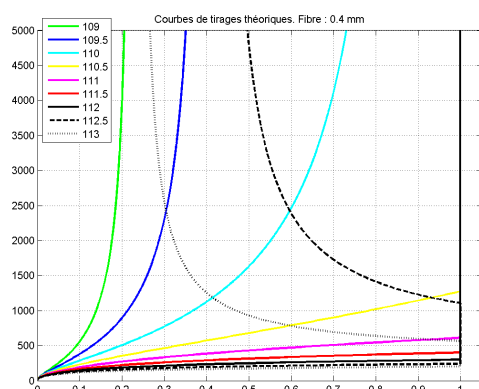


FIGURE A.6 Fibre 0,4 mm

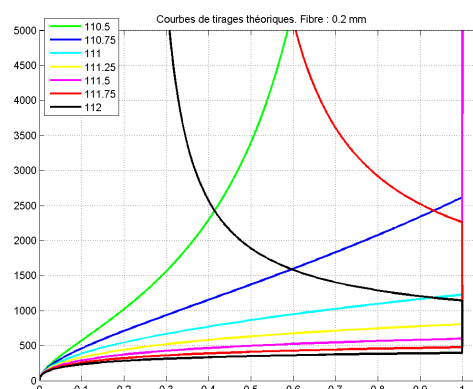
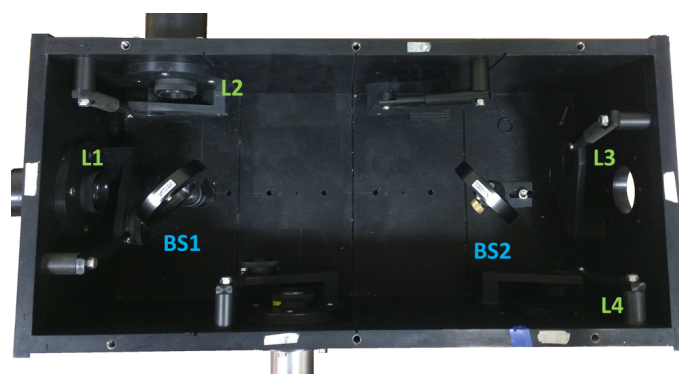


FIGURE A.7 Fibre 0,2 mm

A.3 Éléments optiques du boîtier de détection



A.3.1 Lentilles

Toutes les lentilles du boîtier de détection initial sont identiques. Leur focale est de 46 mm et de diamètre 1 pouce. Elles sont montées dans des barillets et maintenues par un joint *Delrin*, ces deux éléments induisent une réduction du diamètre efficace de la lentille à 23 mm.

A.3.2 Lames séparatrices

Lors du passage à travers la deuxième lame, le faisceau direct (celui qui part vers canal H_2O) est dévié d'environ 0,7 mm vers la gauche (calcul effectué pour une lame

d'épaisseur 2 mm, d'indice $n = 1,5$ et inclinée à 45°). Ce décalage est compensé par la première lame séparatrice qui dévie de la même façon mais vers la droite le faisceau. Sur le canal N_2 , le faisceau est d'abord réfléchi sur la première face de la lame, puis sur la deuxième. La distance qui sépare les deux taches sur le PM est d'environ 1,5 mm (on suppose que le faisceau ne converge ni ne diverge).

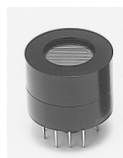
A.3.3 Filtres interférentiels

Les filtres utilisés pour la sélection des longueurs d'onde dans le boîtier sont des filtres *Barr Associates, Inc.* dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau A.3.

Canal	λ centrale (nm)	FWHM (nm)	Transmission max
Rayleigh/Mie	354,72/354,68/354,70	0,41/0,40/0,41	46%/54%/40%
H_2O	407,63	0,38	72 %
N_2	386,71	0,44	65 %

TABLE A.3 Caractéristiques des filtres interférentiels

A.3.4 Photomultiplicateurs



Les photomultiplicateurs du système lidar IGN sont les PMT R-7400 du fabricant Hamamatsu, intégrés dans le module du système d'acquisition Licel.

A.3.5 Simulations Zemax du boîtier

La figure A.8 présente la simulation Zemax du canal N_2 pendant la deuxième partie de Démévap (fibre de 0,4 mm).

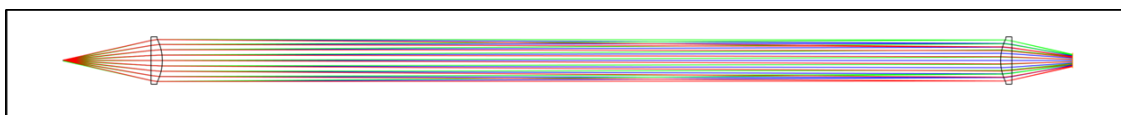


FIGURE A.8 Simulation optique Zemax (*Demevap2.zmx*) du faisceau dans le boîtier durant la deuxième partie de Démévap ($L_i = 46$ mm et fibre de 0,4 mm)

A.4 Allure des signaux

A.4.1 Niv0

Les "niveaux 0" correspondent aux signaux bruts donnés par le licel. Une rapide visualisation des graphes des "niveaux 0" permettent de juger de la qualité du tirage de la fibre dans le télescope. En effet, suivant la rapidité de la montée du signal dans les très basse couche et le maximum atteint par le signal on a des indices pour comparer différents tirages.

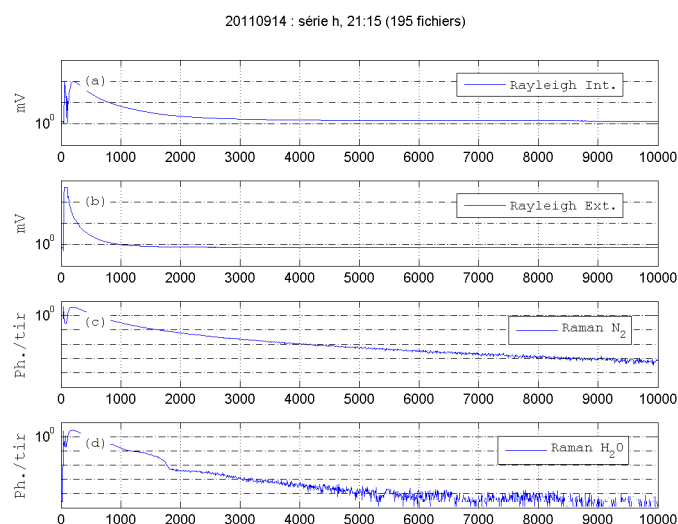


FIGURE A.9 Allure des signaux niveaux 0 pour la série H₂O du 14/09/2011 (Démévap)

A.4.2 Niv1

Les "niveaux 1" sont les signaux corrigés du fond de ciel, de la désaturation et auxquels on a retiré la dépendance en z^2 (figure A.10). La courbe de "niveaux 1" du canal Rayleigh/Mie interne peut donner des informations sur la quantité d'aérosols présents dans l'atmosphère.

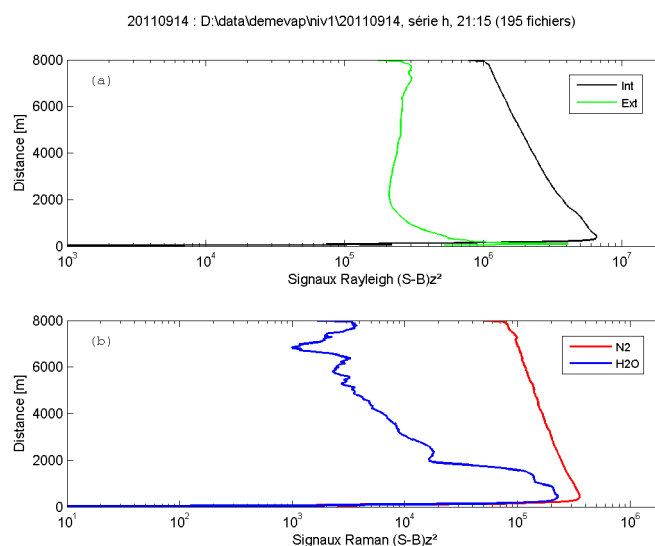


FIGURE A.10 Allure des signaux niveaux 1 pour la série H₂O du 14/09/2011 (Démévap)

A.4.2.1 Test sur l'évaluation de la quantité d'aérosols présents

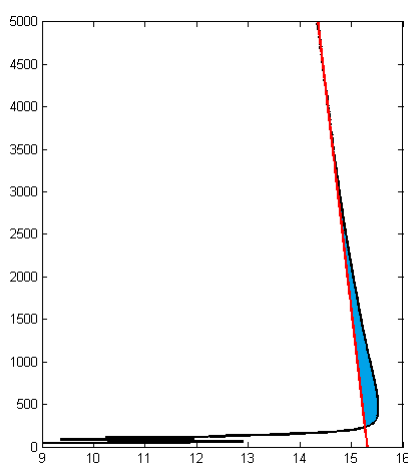


FIGURE A.11 Calcul de l'importance relative des aérosols

On a cherché à voir si l'on pouvait évaluer la quantité d'aérosols présents dans l'atmosphère durant les sessions de mesure de Démévap. La méthode développée est basée sur l'utilisation de la courbe de "niveau 1" du canal Rayleigh/Mie interne. On part de l'hypothèse que la forme de la courbe "niveau 1" du canal Rayleigh/Mie interne dépend de la quantité d'aérosols dans l'atmosphère : plus il y a d'aérosols plus la partie basse altitude de la courbe sera "bombée" (fig. A.11). Pour évaluer cette quantité, on va calculer l'aire comprise entre la courbe du signal et la droite interpolée à partir des mesures comprises entre 4500 et 8000 m, i.e. là où la présence d'aérosols est négligeable. Sur la figure A.11, on a en rouge la droite interpolée, en noir la courbe du signal "niveau 1" et la zone de couleur bleue représente l'aire qui va traduire de l'importance des aérosols.

A.4.2.2 Correction de la désaturation

Dans les très basses couches, la vapeur d'eau est plus abondante et donc le signal reçu par les PMT est plus intense. Si le signal dépasse $1 \text{ ph.bin}^{-1}.\text{tir}^{-1}$ on peut assister à un effet de saturation au niveau du comptage. Le calcul du rapport de mélange pour ces basses couches sera alors erroné. Pour y remédier, un algorithme de correction a été développé (Marchand, 2003).

La méthode s'appuie sur les enregistrements réalisés avec un filtre commun azote, i.e. les "Calibrations N_2 ", qui fournissent des profils similaires sur les deux canaux Raman, aux coefficients de réflexion/transmission (R/T) de la lame séparatrice et de gain des PMT près.

Les "Calibrations N_2 " n'étant pas réalisées à pleine puissance du laser, le canal N_2 (en réflexion) est considéré comme non saturé. On va alors prendre en compte l'ensemble des points du profil compris entre 0 et 3000 m et définir des coefficients liant les deux signaux Raman. La détermination des coefficients de la fonction de saturation est réalisée par la méthode des moindres carrés sur les points du graphe $S_{H_2O,sat} = f(S_{N_2})$.

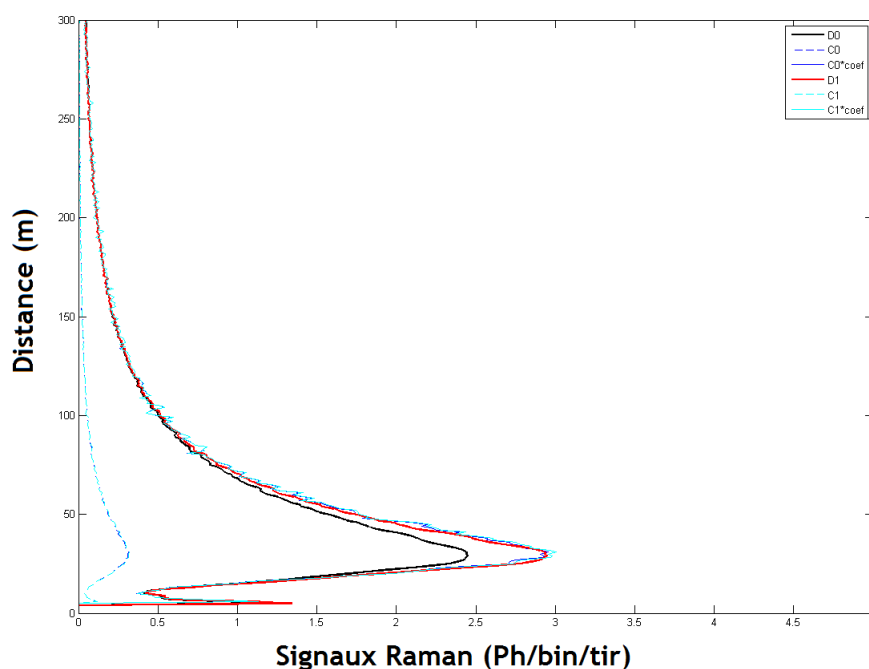


FIGURE A.12 Exemple de désaturation du Canal Vapeur d'eau - Démévap

La figure A.12 présente une illustration de la désaturation du canal vapeur d'eau.

Le signal brut de l'azote (C_0 , tirets cyan) n'est pas saturé ($S \approx 0,4 \text{ ph.bin}^{-1}.\text{tir}^{-1}$) alors que celui de la vapeur d'eau (D_0 , courbe noire) est saturé avec presque $2,5 \text{ ph.bin}^{-1}.\text{tir}^{-1}$. La courbe bleue est le signal azote multiplié par le coefficient R/T des lames et gain des PMT ($C_0 \cdot \text{coef}$) qui devrait se superposer au signal vapeur d'eau (D_0) si celui-ci n'était pas saturé. Les courbes tireté-cyan et rouge (C_1 et D_1) sont les signaux azote et vapeur d'eau après correction de la saturation. Comme prévu, le signal azote n'a pas bougé ($C_0 = C_1$) alors que le signal vapeur d'eau vient se superposer au signal azote multiplié par le coefficient de R/T des lames et rapport des gains ($D_1 = C_0 \cdot \text{coeff}$).

A.4.3 Grille d'intégration spatiale

La dernière étape avant le calcul final du rapport de mélange est la construction de la grille d'intégration spatio-temporelle. Sur la figure A.13 est présenté le profil RSB de la série telle qu'elle a été enregistrée. Sur le canal Raman vapeur d'eau le signal sur bruit descend en dessous de 10, respectivement 15 pour le canal azote, entre 2000 et 3000 m. Après le calcul de la nouvelle grille (figure A.14), le profil de RSB du canal vapeur d'eau ne descend plus en dessous de 4 (alors qu'il descendait à 1 avant l'intégration) et le canal azote est toujours supérieur à 15. La perte de résolution spatiale est visible par le nombre de points par profils.

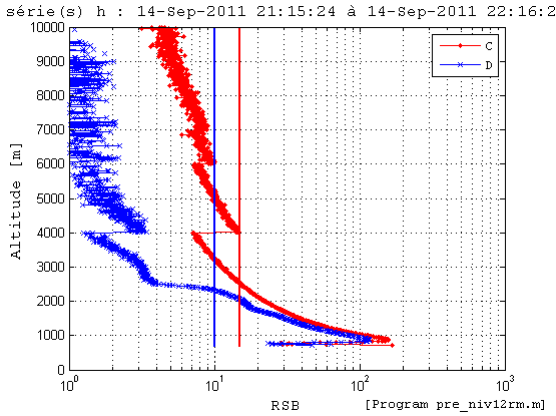


FIGURE A.13 Rapport signal sur bruit avant intégration spatiale et temporelle

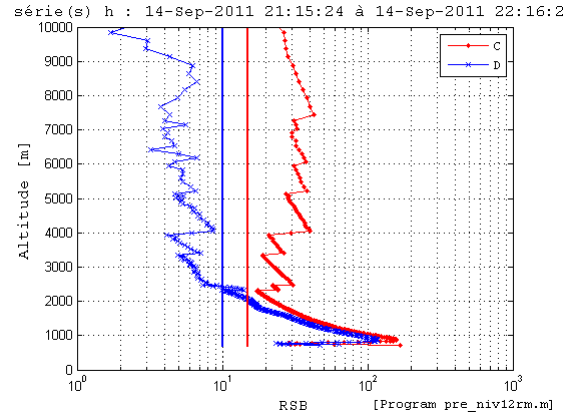


FIGURE A.14 Rapport signal sur bruit après intégration spatiale et temporelle

Après création de la grille d'intégration, on peut calculer le rapport de mélange final du profil. Il est montré sur la figure A.15 ainsi que le radiosondage colocalisé.

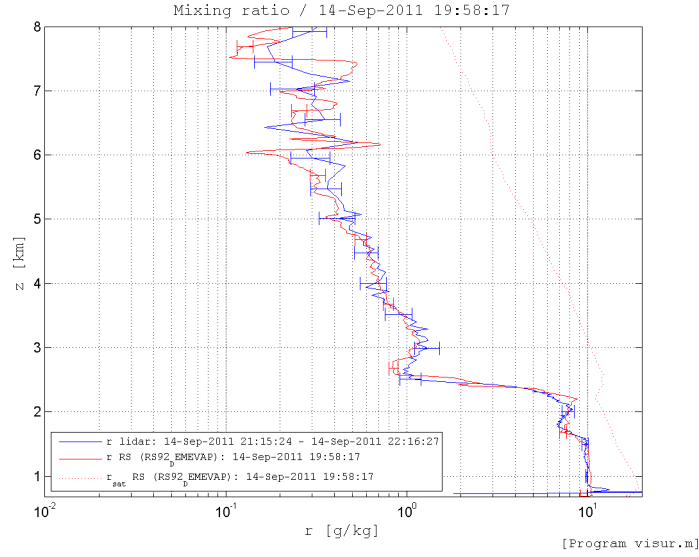


FIGURE A.15 Rapport de mélange du lidar (bleu) et du Radiosondage (rouge) pour la série H₂O du 14/09/2011 (Démévap)

A.5 Méthode d'étalonnage

Constante d'étalonnage La constante d'étalonnage est calculée à l'aide de la méthode des moindres carrés.

Soit R la matrice des données de l'instrument auquel on se compare (e.g. radiosonde), et L la matrice des données du lidar Raman de l'IGN. La constante d'étalonnage c est celle aboutissant au meilleur ajustement des données lidar avec les mesures externes. Si on pose V la matrice des résidus de cet ajustement, on peut exprimer les données externes en fonction des données lidar par $R = c \cdot L + V$. Pour obtenir le meilleur ajustement possible il faut minimiser la somme des carrés des composantes v_i de la matrice V , soit $\sum_{i=1}^N v_i^2 = V^T V$. Soit,

$$J = V^T V$$

Alors,

$$\begin{aligned} J &= (R - cL)^T (R - cL) \\ &= (R^T - cL^T)(R - cL) \\ &= R^T R - R^T cL - cL^T R + c^2 L^T L \end{aligned}$$

Pour minimiser J , on cherche c tel que $\frac{dJ}{dc} = 0$

$$\begin{aligned}\frac{dJ}{dc} &= -2L^T R + 2cL^T L \\ \Leftrightarrow \mathbf{c} &= (\mathbf{L}^T \mathbf{L})^{-1} (\mathbf{L}^T \mathbf{R})\end{aligned}$$

Erreurs relative et absolue L'erreur relative des mesures lidar s'exprime en fonction des RSB des deux canaux Raman :

$$ER_i^2 \approx \frac{1}{RSB_{H_2O}^2} + \frac{1}{RSB_{N_2}^2} \quad (\text{A.1})$$

avec $RSB_x = \sqrt{S_x N_{bin} N_{tirs}}$.

De l'équation [A.1](#) on en déduit l'erreur absolue des mesures lidar :

$$\epsilon_i = L_i \times ER_i \quad (\text{A.2})$$

Constante d'étalonnage pondérée On reprend la méthode des moindres carrés utilisée plus haut, on pondère le vecteur des résidus par le vecteur W de composantes $w_i = \frac{1}{\epsilon_i^2}$ on minimise alors $\sum_{i=1}^N v_i^2 w_i = V^T W V$. La nouvelle constante d'étalonnage devient alors :

$$c = (L^T W L)^{-1} (L^T W R)$$

Annexe B

Campagne Démévap

B.1 Instruments

- Lidars Raman
 - IGN-LATMOS scanning Raman lidar (355/387/407 nm)
 - OHP NDACC Raman lidar (532/607/660 nm)
- Radiosondes
 - Vaisala RS92
 - Meteolabor Snow-White
 - MODEM M2K2DC et M10
- Récepteurs GPS (5 dont 2 avec des bâches absorbant les micro-ondes)
- Spectromètres et photomètres
 - Spectromètre solaire SOPHIE (592 nm)
 - Spectromètre SAOZ (570-580 nm)
 - Photomètre solaire AERONET (936 nm)
- Capteurs météorologiques
 - Capteurs capacitifs placés sur des mats à 10 m du sol (Vaisala PT1000+HMPT45)
 - Un capteur à point de rosée (Meteolabor VTP-6)

B.2 Disposition des instruments

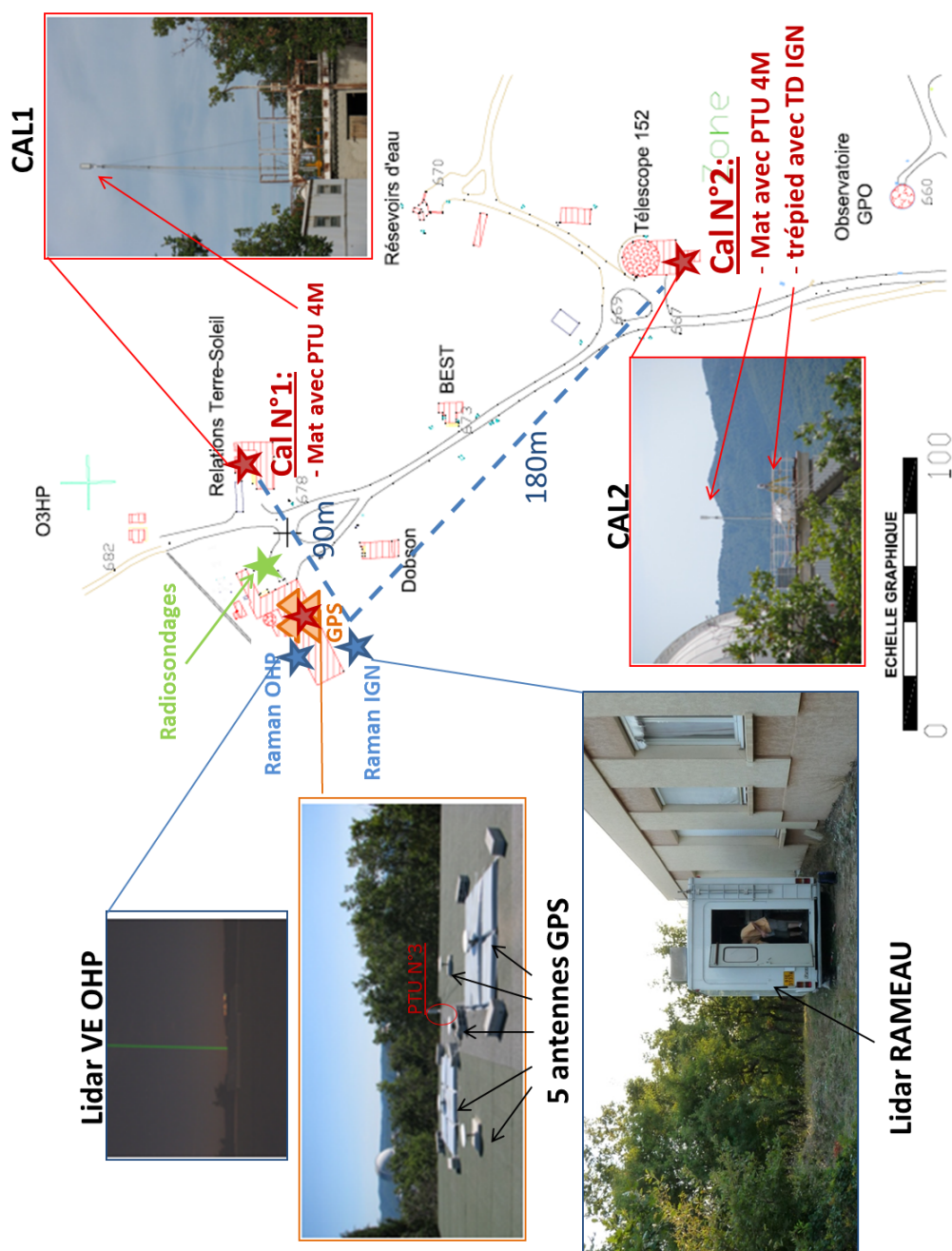
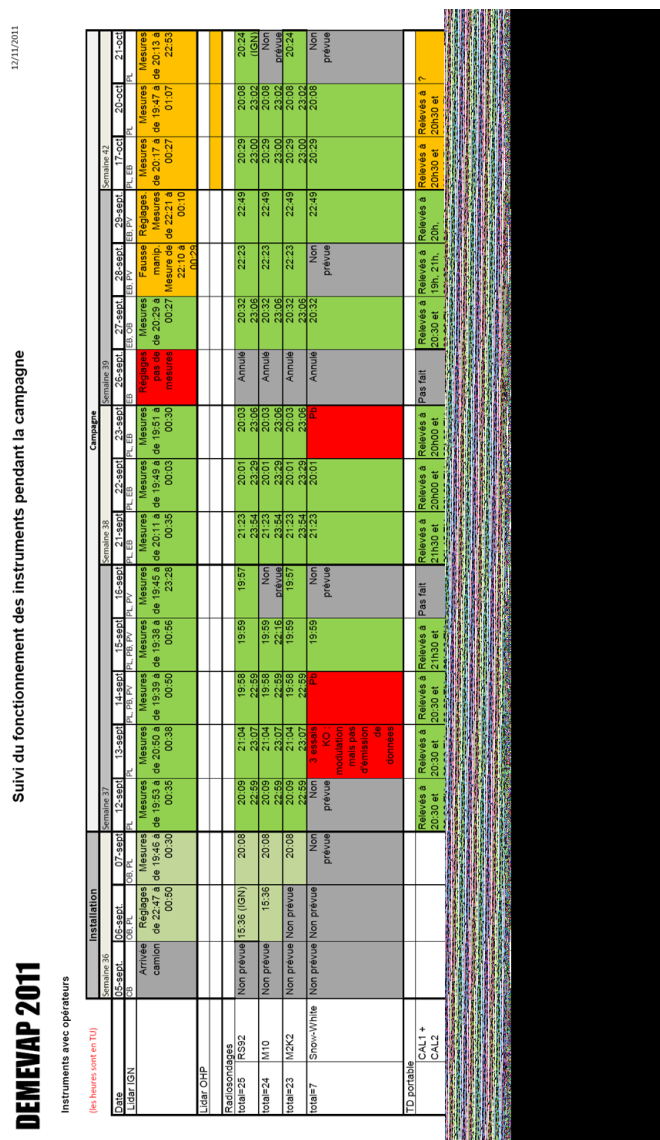


FIGURE B.1 Disposition des instruments au sol – Démévap

B.3 Planning



Annexe C

Calcul des raies du spectre Raman N₂

Le calcul du spectre Raman de l'azote intervient lors de l'étude théorique de la dépendance en température des spectres Raman induite par l'utilisation de ltrés interférentiels étroits.

Les constantes utilisées pour le calcul du spectre Raman de l'azote sont présentées dans le tableau ci-dessous (constantes rotationnelles : [Bendtsen and Rasmussen \(2000\)](#), tenseurs de polarisabilité : [Behrendt \(2005\)](#)).

Nombre quantique rotationnel	J	0,1,2,3,...
Dégénérescence nucléaire	$g_{n,j}$	6 (J pair)/3 (J impair)
Constantes rotationnelles	B_0	198,95924 m ¹
	D_0	5,7606.10 ⁴ m ¹
	$B_1 - B_0$	-1,736970 m ¹
Tenseurs de polarisabilité	$a^{\varnothing}$	2,62.10 ¹⁴ m ⁴ .kg ⁻¹
	$\varnothing$	4,23.10 ¹⁴ m ⁴ .kg ⁻¹

Les décalages en fréquence des raies du spectre Raman azote sont données par les formules ci-dessous (branche Q : [Lavorel et al. \(1986\)](#), branches S et O : [Behrendt \(2005\)](#)).

$$\begin{aligned}
 Q &= (B_1 - B_0)J(J + 1), J = 0,1,2,... \\
 S &= B_0 2(2J + 3) + D_0 [3(2J + 3) + (2J + 3)^3], J = 0,1,2,... \\
 O &= B_0 2(2J - 1) - D_0 [3(2J - 1) + (2J - 1)^3], J = 2,3,4...
 \end{aligned}$$

Les intensités des raies individuelles du spectre Raman de l'azote sont données par ([Herzberg \(1950\)](#); [Adam \(2009\)](#)) :

$$Q : \left(\frac{\textcircled{a}}{\textcircled{a}} \right)_J = \frac{112^4}{45} \left(\textcircled{0} \text{ vib} + \right)^4 \frac{g_{n,J} (2J + 1) \exp\left(-\frac{E_{\text{rot},J}}{k_B T} \right)}{Q_{\text{rot}}} \frac{h}{8^2 c \text{ vib}} \frac{1}{\exp\left(-\frac{hc \text{ vib}}{k_B T} \right)} \left(\frac{45}{7} a^{\textcircled{0}} + \frac{J(J + 1)}{(2J - 1)(2J + 3)} \right)^{\textcircled{0}}; J = 0; 1; 2; \dots$$

$$S : \left(\frac{\textcircled{a}}{\textcircled{a}} \right)_J = \frac{112^4}{45} \left(\textcircled{0} \text{ vib} + \right)^4 \frac{g_{n,J} (2J + 1) \exp\left(-\frac{E_{\text{rot},J}}{k_B T} \right)}{Q_{\text{rot}}} \frac{h}{8^2 c \text{ vib}} \frac{1}{\exp\left(-\frac{hc \text{ vib}}{k_B T} \right)} \frac{3(J + 1)(J + 2)}{2(2J + 1)(2J + 3)} \textcircled{0}; J = 0; 1; 2; \dots$$

$$O : \left(\frac{\textcircled{a}}{\textcircled{a}} \right)_J = \frac{112^4}{45} \left(\textcircled{0} \text{ vib} + \right)^4 \frac{g_{n,J} (2J + 1) \exp\left(-\frac{E_{\text{rot},J}}{k_B T} \right)}{Q_{\text{rot}}} \frac{h}{8^2 c \text{ vib}} \frac{1}{\exp\left(-\frac{hc \text{ vib}}{k_B T} \right)} \frac{3J(J - 1)}{2(2J + 1)(2J - 1)} \textcircled{0}; J = 2; 3; 4; \dots$$

avec la constante de Planck h , la vitesse de la lumière dans le vide c , la constante de Boltzmann. L'expression de $E_{\text{rot},J}$ est donnée par [Herzberg \(1950\)](#) $E_{\text{rot},J} = hc[J(J + 1)B_0 - J^2(J + 1)^2D_0]$ et représente l'énergie de l'état fondamental de la molécule dans l'hypothèse où elle serait un rotateur on rigide. Q_{rot} est la fonction de partition qui s'exprime sous la forme $Q_{\text{rot}} = \sum_{J=0}^{\infty} g_{n,J} (2J + 1) \exp\left(-\frac{E_{\text{rot},J}}{k_B T} \right)$.

Annexe D

Campagne à Saint-Mandé

D.1 Données

D.1.1 Stations GPS

Coordonnées Les coordonnées des stations (hgt=hauteur, zgd = altitude) sont :

SMNE lat = 48.8444 ; lon = 2.4250 ; hgt = 126.24 ; zgd = 82.45 ;

GPS1 lat = 48.8444 ; lon = 2.4250 ; hgt = 112.69 ; zgd = 68.90 ;

GPS2 lat = 48.8444 ; lon = 2.4250 ; hgt = 112.67 ; zgd = 68.88 ;

GPS3 lat = 48.8444 ; lon = 2.4250 ; hgt = 126.35 ; zgd = 82.56 ;

ZWD Sur la [figure D.1](#) sont présentés les ZWD calculés pour chacun des GPS (1, 2, 3 et SMNE) durant toute la durée de la campagne à Saint-Mandé. Les ZWD traduisent bien l'augmentation de la concentration en vapeur d'eau dans l'atmosphère qui se produit entre le printemps et l'été.

Figure D.1 ZWD des quatre récepteurs GPS sur la durée de la campagne

D.1.2 PTU

Sur les figures [D.2](#) et [D.3](#) on a tracé respectivement les rapport de mélange et les températures enregistrés par les PTU situés à 15 m du sol pendant les nuits d'expérimentation (18h-00h). On a en outre indiqué les valeurs moyennes du RM et de la température de chaque PTU pendant les enregistrements de profils de RM du lidar (symbolisées par des astérisques). À l'échelle de la campagne, il y a une hausse globale des rapports de mélange et des températures. Les fluctuations des rapport de mélange à l'échelle d'une nuit sont variables, celles de la températures baissent régulièrement durant la soirée.

Figure D.2 Rapports de mélange des PTU placés à 15 m de hauteur pour les nuits d'expérimentation. Les étoiles correspondent à la valeur moyenne des PTU pendant la durée des enregistrements des pro ls lidar.

Figure D.3 Température des PTU placés à 15 m de hauteur pour les nuits d'expérimentation. Les étoiles correspondent à la valeur moyenne des PTU pendant la durée des enregistrements des pro ls lidar.

D.1.3 Trappes

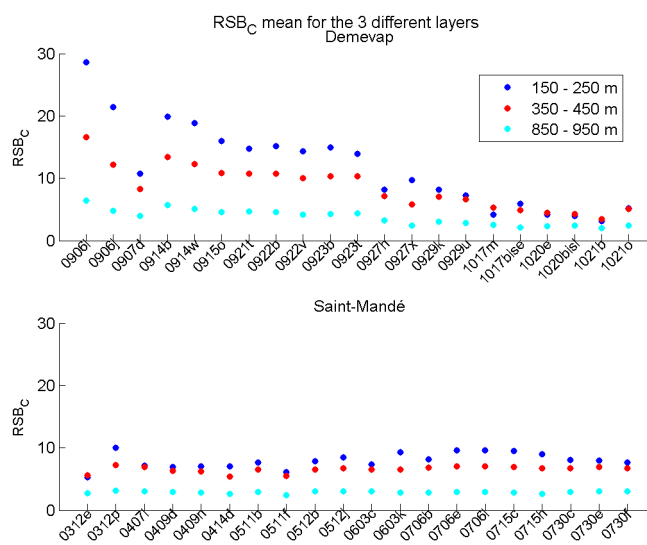
Sur la figure D.4 sont montrés un des profils de rapport de mélange de vapeur d'eau du lidar à Saint-Mandé et le profil radiosondage de Trappes pour la nuit du 6 juin 2015. Les deux profils sont globalement en bon accord ce qui, au vu de la distance qui les sépare (30 km), un indicateur de stabilité de l'atmosphère.

Figure D.4 Profils de rapport de mélange de vapeur d'eau du lidar à Saint-Mandé et du radiosondage de Trappes pour la nuit du 6 juin 2015

D.2 Compléments à l'étude des coefficients d'étalonnage

D.2.1 Calibration N₂

Sur les figures D.5 et D.6, sont montrés les RSB des canaux azote et vapeur d'eau moyennés sur la couche d'étude des coefficients de calibration N₂.

Figure D.5 RSB moyen du canal azote sur les couches d'étude de la calibration₂NFigure D.6 RSB moyen du canal vapeur d'eau sur les couches d'étude de la calibration₂N

D.2.2 Étalonnage à partir des PTU

La figure D.7 présente des compléments à l'étude des coefficients d'étalonnage calculés à partir des capteurs PTU situés au sol. On peut voir ainsi que les points qui

s'écartent le plus de la moyenne sur la figure 4.16 ne sont pas associés à un faible RSB (1^{er} graphe), qui aurait pu expliquer leur valeurs. De même, on ne voit pas de corrélation évidente avec la température au niveau du PTU (2^{eme} graphe), ni avec les fluctuations de l'énergie laser (3^{eme} graphe).

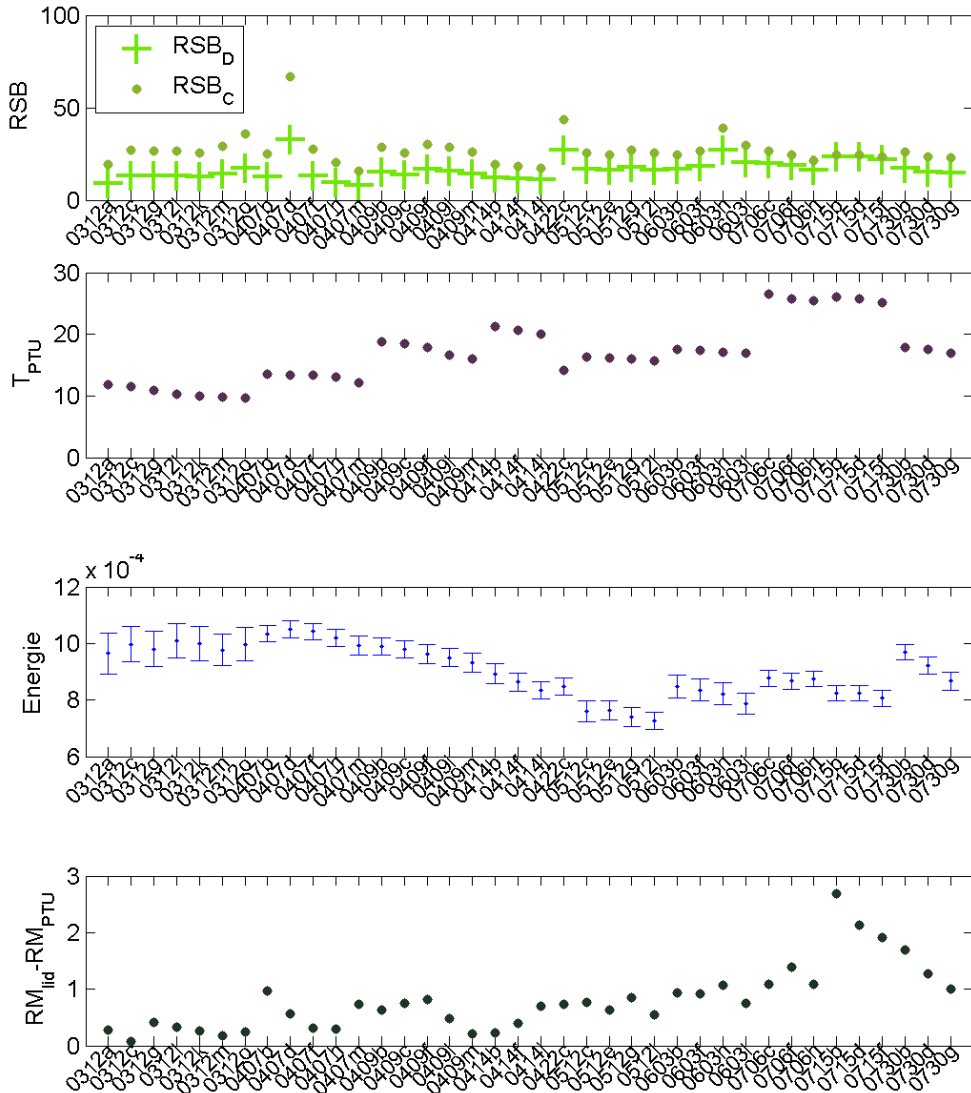


FIGURE D.7 1) RSB sur le canal azote (C) et vapeur d'eau (D), 2) Température moyenne au niveau du PTU, 3) Énergie du laser, 4) Différence entre le rapport de mélange du lidar non corrigé et le rapport de mélange du PTU