



HAL
open science

Conception réalisation et mise en oeuvre d'un scintillomètre : influence de la vapeur d'eau dans la bande 940nm

Pierre-Adrien Solignac

► To cite this version:

Pierre-Adrien Solignac. Conception réalisation et mise en oeuvre d'un scintillomètre : influence de la vapeur d'eau dans la bande 940nm. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2009. Français. NNT : 2009INPT030H . tel-04402981

HAL Id: tel-04402981

<https://theses.hal.science/tel-04402981>

Submitted on 18 Jan 2024

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Institut National Polytechnique de Toulouse*

Discipline ou spécialité : *MicroOndes, ElectroMagnetisme et Optoélectronique*

Présentée et soutenue par *Pierre-adrien SOLIGNAC*

Le *09 Décembre 2009*

Titre : *Conception, Réalisation et Mise en œuvre d'un scintillomètre : Influence de la vapeur d'eau dans la bande 940nm*

JURY

Hervé AUBERT

Alain WEILL

Jean-Pierre LAGOUARDE

Jean-Martial COHARD

Jean-Philippe GASTELLU-ETCHEGORRY

Aurore BRUT

Jean-Louis SELVES et Jean-Pierre BETEILLE

Président du jury

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Directeur de thèse

Co-directrice de thèse

Invités Co-encadrants

Ecole doctorale : *GEET*

Unité de recherche : *CESBIO-UMR 5126*

Directeur(s) de Thèse : *Jean-Philippe GASTELLU-ETCHEGORRY, Aurore BRUT*

Rapporteurs : *Jean-Pierre LAGOUARDE, Alain WEILL*

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude et ma reconnaissance envers l'équipe du GRITE qui m'a accueillie et entourée pendant ces 4 années de thèse : Aurore Brut, Jean-Pierre Bêteille, Jean-Louis Selves et Jean-Philippe Gastellu-Etchegorry. Ca n'a pas toujours été facile, mais vous avez toujours été présents que ce soit pour écouter mes élucubrations, pour installer des scintillomètres par tout temps (pluie, vent neige ... et même quand il fait beau et chaud), pour m'accompagner aux séminaires ou tout simplement pour converser autour d'un café (ou d'un thé). Vous avez été disponibles tout le temps, et m'avez laissé libre d'orienter ma recherche tout en gardant un oeil sur moi. Vous m'avez apporté vos connaissances (bien différentes pour chacun d'entre vous), ainsi que les conseils et la rigueur scientifique nécessaire à l'achèvement de ce travail. Pour tout cela et plus encore, je tiens à vous remercier profondément.

Un grand merci est adressé à toute l'équipe du CESBIO, et principalement à Eric Ceschia, pour son soutien perpétuel et son intérêt pour mon travail, ainsi qu'à Jean-Claude Menaut qui m'a fait confiance pour réaliser cette thèse. De même je tiens à remercier Pierre Béziat, pour son aide et sa générosité dans le partage des informations en ce qui touche à l'Eddy Covariance, ce qui m'a permis de valider mes résultats lors des différentes étapes de ma thèse. Je n'oublie pas, bien sûr Pascal Keravec avec qui les missions d'installation de scintillomètre devenaient plaisantes, à 50m de haut dans un château d'eau, où sur un mat en plein hiver, avec une paire de gants pour 2..., des moments inoubliables.

Je tiens à remercier de tout mon cœur tout le personnel de l'IUT Mesures Physiques, qui m'a accueilli dans leurs locaux les bras ouverts : JPD, JPN, Francine, Henri, JPM, Isa, JFO, Jérôme, Christian, Polo, Nadia, OR (*Kiki*), BC, Valérie, Michelle, FF...et bien d'autres encore. Au bout d'une semaine, j'avais l'impression d'avoir toujours vécu dans le département et cela n'a pas changé depuis... des gens merveilleux qui m'ont toujours soutenu, et m'ont apporté des moments de détente et de fous rires qui m'ont été indispensables.

J'exprime aussi une reconnaissance sincère à tous les membres l'équipe 4M de Météo France qui ont accepté que je profite de leurs infrastructures pour réaliser mes expériences, et principalement à Grégoire Pigeon, et à Dominique Legain, qui était responsable de ma présence sur le site. J'ai ainsi découvert les joies de porter un casque et un baudrier, par 35°C, et de voir Aurore faire de même... A retenir : toujours prendre un appareil photo sur soi pour immortaliser ces instants magiques.

J'éprouve aussi une profonde gratitude envers toutes les personnes extérieures à Toulouse qui m'ont fait avancé durant ma thèse. Je pense d'abord à Mark Irvine qui a mis à ma disposition un scintillomètre pendant plus d'un an, mais aussi à l'équipe de recherche de Wageningen, et principalement Wim Kohsiek, pionnier dans la conception de scintillomètre, et Arnold Moene, spécialiste inconditionnel de la théorie de la scintillométrie, qui n'ont pas hésité à passer des journées à répondre à mes interrogations, et à me conseiller. Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à l'équipe EPHYSE, et principalement Jean-Pierre Lagouarde et Mark Irvine, de l'INRA de Bordeaux qui n'ont pas hésité à mettre à ma disposition un scintillomètre afin que je puisse mener à bien mes expériences. Un grand merci est adressé aux membres du jury : Hervé Aubert, Jean-Pierre Lagouarde, Alain Weill, Jean-Martial Cohard, qui ont accepté de prendre le temps de lire mon manuscrit avec attention, et minutie, et de faire le déplacement jusqu'à Toulouse pour assister à ma soutenance.

Enfin, je souhaite remercier tous mes amis qui m'ont accompagnés durant ces 4 années (et plus pour la plupart), les néo-toulousains : Batak (*le souffreteux*), Gad (*cousin*), Rocco (*LMK*), Ketchouille (*la fripouille*), Giakomo, Charlinho, Alex, Chloé, Chloé (*Comtesse*), Laure, Stef, Trapos (*Kelly*), Marianne, Francis (*Framboisier*), Jérôme (*Jamy*), Oliv' (*Tonton*), Cyril (*Tata*), Alice Elo,... les extérieurs : le Mex, Neigeouile, Gilou (*Hiroshama*), Mélo, Tibo...et tous les autres. Je n'oublie pas bien sur, Gonz (*le beau gosse*) et Co, sans qui je n'aurais pas rencontré celle qui partage actuellement ma vie, et qui m'a soutenu dans les moments les plus difficiles...à Aude.

Pour finir, je remercie ceux sans qui tout ça n'aurait pu arriver, ceux qui me soutiennent et me supportent depuis le début, malgré mes sautes d'humeur, et ma facilité à oublier de répondre au téléphone...à mes parents.

Résumé

L'atmosphère et la surface terrestre interagissent en permanence par le biais des échanges d'énergie et de matière. Ces flux jouent un rôle important dans l'étude de l'hydrologie des surfaces ou de l'écologie terrestre, ou bien encore l'étude des phénomènes météorologiques et climatiques. En effet, ils représentent les conditions aux limites des différents compartiments du système Terre et la quantification de ces échanges à différentes échelles spatiales est indispensable pour les modèles de prévision. Les mesures de flux d'énergie sont très répandues pour des mesures très localisées, *in situ* et au sol. Cependant, peu d'instruments de mesures permettent d'obtenir des flux intégrés sur des distances de l'ordre de la centaine de mètres à quelques kilomètres, c'est-à-dire des distances correspondant à la représentativité des pixels des images satellitaires. On compte parmi eux les scintillomètres, instrument de mesure optique, permettant de calculer les flux intégrés de chaleur sensible à partir des mesures de paramètres caractérisant l'intensité turbulente de l'atmosphère tels que le paramètre de structure de l'indice de réfraction de l'air C_{n^2} . La présence de vapeur d'eau dans l'atmosphère peut cependant perturber le signal de ces instruments. L'objectif de ce travail est le développement et la mise en oeuvre d'un scintillomètre optique permettant de mettre en évidence la contribution de l'absorption par la vapeur d'eau sur les scintillations. Les études menées à partir du développement instrumental ne s'orienteront qu'autour de la bande d'absorption à 940nm, longueur d'onde d'émission de certains scintillomètres LAS (Large Aperture Scintillometer).

Au début de ma thèse, un prototype de scintillomètre, type LAS, a été conçu de façon à maîtriser complètement la technologie : partie optique électronique et le traitement du signal reçu. Celui-ci a ensuite été installé au-dessus d'un site de cultures dans les environs de Toulouse, au cours des années 2007 et 2008. Les résultats obtenus avec ce prototype ont permis d'optimiser le choix de la méthode de calcul H à partir du C_{n^2} , en fonction du rapport de Bowen (rapport du flux de chaleur sensible sur le flux de chaleur latente).

Les variations de l'intensité lumineuse de l'onde, menant au C_{n^2} , sont principalement dues à des effets de réfraction et de dispersion, mais sont aussi sensibles à l'absorption de la vapeur d'eau. Afin de quantifier l'influence de l'absorption sur le signal C_{n^2} , j'ai utilisé 2 approches : une première approche par filtrage numérique ('Gabor Transform'), et une seconde, par méthode chromatique. Cette dernière a nécessité de modifier considérablement le système optique du prototype LAS. Les résultats obtenus expérimentalement montrent que la contribution de l'absorption à la mesure du C_{n^2} est en moyenne assez faible, mais qu'elle peut prendre de forte valeur, principalement lors de faibles flux H . La quantification de l'absorption par méthode chromatique est pour l'instant limitée au développement technique de l'instrument.

Lexique:

| | |
|----------------------|--|
| C_{n^2} | paramètre de structure de l'indice de réfraction (de l'air) ($m^{-2/3}$) |
| C_{nR^2}, C_{nI^2} | partie réelle, imaginaire du paramètre de structure de l'indice de réfraction ($m^{-2/3}$) |
| C_q^2 | paramètre de structure d'humidité (de l'air) ((unité de q) $^2.m^{-2/3}$) |
| C_T^2 | paramètre de structure de température (de l'air) ($K^2.m^{-2/3}$) |
| C_{Tq} | paramètre de structure de la covariance entre température et humidité (de l'air) |
| CLS | Couche limite de surface |
| c_p | Capacité calorifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$) |
| d | hauteur de déplacement (m) |
| df | résolution en fréquence (Hz) |
| D | diamètre du miroir (m) |
| D_{n^2} | fonction de structure de l'indice de réfraction |
| DSP | densité spectrale de puissance |
| EC | Eddy Covariance (système de mesure de flux) |
| f_{CBF} | fréquence de coupure basse (Hz) |
| f_{FA} | fréquence de transition par filtrage adaptatif (Hz) |
| f_T | fréquence de transition (Hz) |
| G | flux de conduction dans le sol ($W.m^{-2}$) |
| h_{veg} | hauteur de végétation (m) |
| H | flux de chaleur sensible ($W.m^{-2}$) |
| HR | Humidité relative (%) |
| k | nombre d'onde (m) |
| K | nombre d'onde 3D (m) |
| K_H, K_w | coefficients d'échange turbulent de température, d'humidité |
| K_{CO2} | coefficients d'échange turbulent du carbone atmosphérique |
| k_v | constante de von Karman |
| L | longueur du transect (trajet optique) (m) |
| LAS | scintillomètre grande ouverture (Large Aperture Scintillometer) |
| L_0, l_0 | échelle externe et interne des turbulences (m) |
| L_{MO} | longueur d'Obukhov (m) |
| L_v | chaleur latente de vaporisation de l'eau ($kJ.kg^{-1}$) |
| $L_v E$ | flux de chaleur latente ($W.m^{-2}$) |
| P | pression (de l'air) |

| | |
|---|--|
| PB | Filtre passe bande |
| q | humidité spécifique de l'air (kg/kg ou g/m ³) |
| q* | échelle caractéristique d'humidité (de l'air) selon Monin-Obukhov |
| R _N | rayonnement net (W.m ⁻²) |
| R _{Tq} | coefficient de corrélation entre température et humidité |
| R _{Tc} , R _{qc} | coefficient de corrélation température/carbone, et humidité/carbone |
| R _{TT} , R _{qq} | coefficient d'autocorrélation de la température, de l'humidité |
| S/N | rapport signal sur bruit |
| T | température absolue (de l'air) (K) |
| T _v | température virtuelle (de l'air) (K) |
| T* | échelle caractéristique de température (de l'air) selon Monin-Obukhov |
| u, v | vitesse du vent horizontale (m.s ⁻¹) |
| u* | vitesse de friction (m.s ⁻¹) |
| w | vitesse du vent verticale (m.s ⁻¹) |
| z | altitude (m) |
| z ₀ | longueur de rugosité (m) |
| α | coefficient d'absorption (de l'air) (cm ⁻¹) |
| ρ _c | masse volumique du scalaire c (kg.m ⁻³) |
| ε | taux d'obstruction des miroirs |
| ε _d | taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulentes |
| ε _l | incertitude sur le flux H |
| ε _s | phénomènes peu énergétiques (W/m ²): photosynthèse, stockage dans la biomasse. |
| β | rapport de Bowen = H/ L _v E |
| τ | flux de quantité de mouvement (W.m ⁻²) |
| θ | température potentielle de l'air (K) |
| ζ | indice de stabilité de l'atmosphère |
| ν | viscosité cinématique (m ² .s ⁻¹) |
| Φ _{n²} (K) | spectre tridimensionnel des turbulences |
| Φ _{Airy} | fonction d'Airy |
| ω | pulsation de l'onde = 2πf (rad/s) |

Introduction générale1

Chapitre 1 : Etude théorique de la scintillométrie et de son environnement.....5

1.1 Couche Limite Atmosphérique (CLA) et turbulence..... 5

- 1.1.1 La couche limite atmosphérique 6
- 1.1.2 Les échanges dans la couche limite atmosphérique (CLA) 7
- 1.1.3 Le transfert turbulent 9
- 1.1.4 Paramétrisation de la couche limite de surface 12

1.2 Propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu d'indice de réfraction variable..... 14

- 1.2.1 Notions statistiques : paramètre de structure 16
- 1.2.2 Spectre turbulent 3D 19
- 1.2.3 Equation de propagation : solution générale 21
- 1.2.4 Propagation d'un faisceau fin : source ponctuelle 23
- 1.2.5 Propagation d'un faisceau large : grande ouverture 25

1.3 Méthodes de calcul de flux..... 27

- 1.3.1 Méthode par Eddy Covariance (EC) 28
- 1.3.2 Instrumentation du système Eddy Covariance 29
- 1.3.3 Scintillométrie pour le calcul de flux intégré : cas général 30

1.4 Conclusion..... 36

Chapitre 2 : Conception et réalisation d'un scintillomètre optique39

2.1. Instrumentation 40

- 2.1.1 Développement et évolution des scintillomètres : Etat de l'art 40
- 2.1.2 Structure globale 43
- 2.1.3 L'émetteur 44
- 2.1.4 Le récepteur 46
- 2.1.5 Traitement des données, calcul du C_n^2 49
- 2.1.6 Discussion sur la conception du scintillomètre 51

2.2. Validation du prototype lors de la campagne Sud Ouest 2007-2008..... 57

- 2.2.1 Site d'étude : Domaine de Lamothe (Lamasquère, 31) 57
- 2.2.2 Protocole de validation 59
- 2.2.3 Robustesse du scintillomètre 63

2.3 Conclusion..... 65

Chapitre 3 : Incertitudes des mesures d'un scintillomètre en fonction de la méthode de calcul et du rapport de Bowen67

3.1 Expérience..... 69

- 3.1.1 Site et expérimentation 69
- 3.1.2 Vérification de la validité des données du scintillomètre 70
- 3.1.3 Evolution du rapport de Bowen au cours de l'année 2007 74
- 3.1.4 Comparaison entre les deux méthodes de calcul de flux 75
- 3.1.5 Calcul d'incertitudes 80

3.2 Résultats 81

- 3.2.1 Flux de chaleur sensible calculé à partir de la méthode classique (WinLAS) 81
- 3.2.2 Flux de chaleur sensible calculé à partir de la méthode 'β-closure' (BCM) 84

| | |
|---|-----------|
| 3.3 Discussion sur l'influence du facteur de corrélation entre température et humidité | 87 |
| 3.3.1 Influence de la corrélation entre température et humidité (R_{Tq}) sur le C_{T^2} | 87 |
| 3.3.2 Evolution du R_{Tq} pour les 3 périodes précédentes (P1, P2, P3) | 89 |
| 3.3.3 Influence du terme correctif en R_{Tq} sur la période P1 (Avril) | 91 |
| 3.4 Conclusion | 92 |

Chapitre 4 : Analyse spectrale du logarithme de l'intensité lumineuse en scintillométrie. Optimisation de la bande passante et influence de l'absorption.....95

| | |
|--|------------|
| 4.1 Analyse spectrale en scintillométrie | 98 |
| 4.1.1 Allure du spectre des scintillations | 98 |
| 4.1.2 Spectre théorique | 99 |
| 4.1.3 Analyse spectrale et lissage | 102 |
| 4.2 Définition de la transformée de Gabor | 103 |
| 4.3 Validation du filtre | 104 |
| 4.3.1 Application à un signal simple sinusoïdal | 104 |
| 4.3.2 Application à un signal composé de plusieurs sinusoïdes | 106 |
| 4.3.3 Application au signal du scintillomètre | 106 |
| 4.4 Influence du filtrage sur la mesure du C_{n^2}: contribution de la zone d'absorption | 108 |
| 4.4.1 Optimisation du filtrage : indépendance par rapport à la vitesse du vent | 108 |
| 4.4.2 Filtrage adaptatif par transformée de Gabor | 111 |
| 4.4.4 Détection de la limite de la zone d'absorption | 114 |
| 4.6 Conclusion | 116 |

Chapitre 5 : Influence de la vapeur d'eau sur le signal d'un scintillomètre optique119

| | |
|--|------------|
| 5.1 Théorie | 119 |
| 5.1.1 Partie imaginaire du paramètre de structure de l'indice de réfraction | 120 |
| 5.1.2 Représentation spectrale de la partie imaginaire du paramètre de structure de l'indice de réfraction | 122 |
| 5.2 Modifications du scintillomètre | 124 |
| 5.2.1 Choix des longueurs d'onde | 124 |
| 5.2.2 Modifications apportés au récepteur | 130 |
| 5.3 Expérience et résultats | 131 |
| 5.3.1 Calibration de l'instrument : Tests en laboratoire | 131 |
| 5.3.2 Expérience sur site de mesure | 133 |
| 5.3.3 Sensibilité du C_{n^2} à la zone d'absorption à 940nm | 135 |
| 5.4 Influence de la longueur d'onde sur la densité spectrale de puissance du signal du scintillomètre | 138 |
| 5.5 Discussion | 142 |
| 5.6 Conclusions et perspectives | 144 |

Conclusion147

Annexe 1 : Mesure des flux de CO2 par scintillométrie. Etude de faisabilité.....151

| | |
|--|------------|
| Annexe 2 : Schématiques du circuit de l'émetteur et du récepteur | 161 |
| References | 165 |

Introduction générale

Le 21ème siècle pourrait être le siècle de la conscience écologique tant les démarches au niveau mondial, et l'engouement personnel sont présents. Qui ne s'est pas demandé comment polluer moins ? Ou bien, quel serait le carburant, ou la source d'énergie de demain? Nos ressources actuelles peuvent s'épuiser, et une projection sur le futur est nécessaire pour ne pas être pris au dépourvu. De plus, les conséquences du réchauffement planétaire alimentent les débats sur les énergies alternatives, ou sur la réduction des émissions des gaz à effets de serre. L'environnement devient alors un sujet de société de premier plan, que ce soit en France ou dans le reste du monde. Dans le cadre de l'analyse des changements climatiques, la télédétection apparaît comme l'outil approprié pour suivre à l'échelle globale les conséquences de cette évolution. Apparue dans le J.O du 11 Décembre 1980, le terme de télédétection correspond à *l'ensemble des connaissances et techniques utilisées pour déterminer des caractéristiques physiques et biologiques d'objets par des mesures effectuées à distance*. L'intérêt de cette science est de pouvoir observer la Terre, l'océan ou la végétation qui la couvre à différentes échelles et de pouvoir ainsi détecter les changements sur la biosphère en fonction des forçages climatiques ou autres. On assiste actuellement à l'essor des systèmes de mesure spatialisés, permettant une visualisation plus globale, avec une bonne résolution temporelle, mais dont l'utilisation est limitée par la validation des données. Ce sont les instruments de terrain qui permettront la validation des données spatiales et permettront de mieux comprendre les relations entre les forçages climatiques ou météorologiques et l'évolution de la biosphère, ainsi que les rétroactions de cette dernière sur le climat. Par exemple, les échanges d'énergie (quantité de mouvement, chaleur) et de masse (eau, carbone, gaz à effet de serre) sont des paramètres-clés des interactions entre climat et végétation. Cependant, la plupart de ces instruments de terrain sont des capteurs ponctuels : anémomètre, hygromètre, thermomètre... qui ne peuvent effectuer des mesures représentatives que de leur environnement proche. L'utilisation d'ondes électromagnétiques ou acoustiques permet alors d'étendre l'échelle de mesure à plusieurs centaines de mètres et même quelques kilomètres. Ainsi, on notera l'évolution des LIDAR (Light Detection and Ranging) permettant de mesurer les concentrations gazeuses, ou les particules en suspension sur quelques kilomètres, ou encore, les RADAR ou SODAR (Radio ou sound detection and ranging), qui mesurent la vitesse du vent et permettent d'établir des profils verticaux, et enfin, l'émergence depuis les années 70 des scintillomètres, qui mesurent les flux de chaleur sensible sur des distances allant de 250m à 10km.

L'apparition de la scintillométrie date du milieu du 20^{ème} siècle, lorsque les astrophysiciens se sont rendus compte que l'observation stellaire était perturbée par le scintillement des étoiles. Effectivement, la propagation de la lumière à travers l'atmosphère est altérée par l'indice de réfraction de l'air, qui varie en fonction de la température et de l'humidité. Le point d'arrivée du rayon n'est donc pas fixe, et varie légèrement. Une étoile n'apparaît donc pas comme un point net, mais comme tache de taille variable. Les scintillomètres furent d'abord développés afin de réaliser des profils verticaux de réfraction de l'air servant à décrire les perturbations susceptibles d'affecter la pénétrations des ondes dans l'atmosphère, afin de corriger les mesures des astrophysiciens. Ils ont aussi été utilisés sur des transects horizontaux par les micrométéorologues, dans le but de calculer les flux de chaleur sensible intégrés sur de longues distances.

La scintillométrie est une science pluridisciplinaire : usant de la théorie de la turbulence atmosphérique et de l'optique, de l'électronique et du traitement du signal, son aspect pratique sert à la télédétection de terrain par le calcul de flux de chaleur. Un scintillomètre est un instrument de mesure optique, constitué d'un émetteur et d'un récepteur, séparés d'une distance L , qui délimite le trajet optique d'observation, plus communément appelé transect. L'émetteur génère une onde électromagnétique, dont la longueur d'onde est principalement située dans le visible et proche infrarouge ou dans les micro-ondes. L'onde qui se propage à travers l'atmosphère est altérée par les variations de l'indice de réfraction, générées par les changements de température et d'humidité de l'air. Le récepteur collecte ce rayonnement, et le transforme en signal électrique qui est traité afin d'obtenir le paramètre de structure de l'indice de réfraction, C_n^2 . Ce paramètre peut être relié par la suite aux paramètres de structure de température (C_T^2) et d'humidité (C_q^2), utilisés pour le calcul de flux de chaleur sensible ou latent. Les mesures de flux de chaleur sensible effectuées par des scintillomètres optiques ont déjà montré leur fiabilité dans de nombreuses campagnes de mesure. Cependant, certaines conditions atmosphériques telles qu'une forte humidité de l'air peuvent perturber les résultats de l'instrument. Effectivement, la présence de vapeur d'eau en suspension dans l'atmosphère se traduit par :

- l'apparition de phénomènes d'absorption (Kagawa, 1993 et 1996, Nieveen et al., 1998) engendrant une surestimation du C_n^2 mesuré ;
- l'augmentation de la dépendance du C_n^2 vis à vis des variations d'humidité ;

on arrive alors en limite de validité de certaines hypothèses (Moene, 2003). Il s'agit par conséquent de maîtriser son impact sur la mesure du C_n^2 et sur celle des flux de chaleur

sensible, afin de mieux contrôler les échanges sol/végétation/atmosphère, et si possible d'utiliser cette information pour mesurer d'autres flux.

L'objectif premier de cette thèse est de déterminer et de quantifier les modifications du C_n^2 , engendrées par la présence de vapeur d'eau dans l'atmosphère (autour de la bande 940nm), et ensuite d'en quantifier l'impact sur H. Ces phénomènes d'absorption seront utilisés par la suite afin d'étudier la possibilité de calculer les flux de chaleur latente. L'approche expérimentale retenue dans ce travail de thèse se découpe en 2 parties. Dans un premier temps, il a fallu apprendre à maîtriser la technique de la scintillométrie, et cela a consisté à prendre en main les différentes étapes de la réalisation d'un prototype de scintillomètre optique, ainsi que la validation et l'utilisation de ce dernier. Cette première étape effectuée, nous avons pu par la suite analyser les phénomènes d'absorption en scintillométrie par deux approches distinctes :

- traitement numérique du signal : filtrage numérique permettant d'évaluer la contribution de la zone d'absorption sur le C_n^2 mesuré par un scintillomètre
- propagation bi-chromatique : utilisation d'un système à deux longueurs d'onde plus ou moins absorbée afin d'étudier la possibilité de mesurer les flux de chaleur latente avec un scintillomètre optique ;

Le Chapitre 1 permet de mettre en place le contexte d'étude des flux de surface par l'introduction des phénomènes turbulents dans la couche de surface ainsi que les théories qui y sont associées. La méthode de calcul de flux par corrélation turbulente (Eddy Covariance) sera décrite plus particulièrement, car son utilisation est habituellement considérée comme mesure de référence. Ensuite, par l'étude théorique de la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu d'indice de réfraction variable, le principe de la scintillométrie sera décrit de façon détaillée, ainsi que son utilisation pour calculer les flux de chaleur sensible.

Le deuxième chapitre traite de la conception et de la réalisation d'un scintillomètre optique de 20cm de diamètre. L'utilisation de télescopes de Newton comme structure primaire apporte une certaine souplesse de travail : structure mécanique standard, optique en partie calibrée, et déportée, permettant l'installation de module optique sans atténuer la propagation du signal. Ceci permet de réaliser des traitements originaux sur le signal du scintillomètre tels que changer les longueurs d'onde d'émission, séparer le faisceau, installer des filtres optiques.

Dans ce troisième chapitre, il s'agit d'une première utilisation du prototype sur un site de culture. Le suivi de cette culture au cours de l'année 2007 a permis de collecter des

données du scintillomètre pour différentes conditions météorologiques, et d'étudier son comportement vis à vis de l'intensité du rapport entre le flux de chaleur sensible et latente. Cette étude a été menée afin de comparer la sensibilité de 2 méthodes de calcul de flux : celle proposée dans le logiciel WinLAS (Kipp&Zonen), et une autre par fermeture du bilan d'énergie.

Les chapitres 4 et 5 apportent de nouvelles connaissances sur l'influence de l'absorption et de la vapeur d'eau sur le signal optique des scintillomètres, et permettent de quantifier son impact.

Dans le Chapitre 4, un travail d'optimisation de la bande passante du spectre des scintillations a été réalisé. L'absorption (principalement due à la vapeur d'eau) le long du trajet optique modifie le spectre du signal du scintillomètre en augmentant l'intensité des basses fréquences, ce qui se traduit par la suite par une surestimation du C_{n^2} mesuré par l'instrument. La détection et l'atténuation de ces fréquences permet d'optimiser les résultats du scintillomètre en ne tenant compte que des phénomènes de réfraction. Finalement, une étude sur l'incertitude due au filtre actuellement en place sur les scintillomètres LAS (Wageningen, WUR) a été réalisée sur une courte période.

Le dernier chapitre a pour but d'observer les modifications du spectre de puissance du signal du scintillomètre en fonction de la concentration en H₂O. En effectuant la mesure du C_{n^2} à 2 longueurs d'onde plus ou moins absorbante il est théoriquement possible de calculer les flux de chaleur latente à l'aide d'un scintillomètre optique. Le prototype décrit au chapitre 2 donc été modifié afin d'effectuer des mesures de C_{n^2} à 2 longueurs d'onde distinctes et les premiers résultats sont présentés dans ce dernier chapitre.

Chapitre 1 : Etude théorique de la scintillométrie et de son environnement

Nous avons vu dans l'introduction, qu'il était important de pouvoir quantifier précisément les échanges d'énergie et de matière (eau, carbone, azote, ozone, etc ...) entre la surface et l'atmosphère lorsqu'on étudie des domaines aussi différents que l'impact du climat sur la végétation, la disponibilité des ressources en eau, ou la pollution urbaine. Tous ces échanges (ou flux) ont lieu dans la couche limite de surface (CLS), qui correspond à peu près aux premières dizaines de mètres de l'atmosphère. Cette basse couche de l'atmosphère est le siège de nombreux mécanismes turbulents qui dépendent fortement des interactions avec la surface.

Ce premier chapitre permet de présenter quelques éléments théoriques relatifs aux échanges d'énergie et de matière entre la surface et l'atmosphère, et ainsi qu'à leur mesure. En plus de la notion de flux qui sera précisément définie, différentes techniques de mesure de flux seront décrites. En particulier, les deux techniques majeures considérées ici sont la méthode d'Eddy Covariance, et la scintillométrie.

Une première partie permet de décrire de façon générale les propriétés de la couche limite atmosphérique et de la couche de surface, puis de façon plus précise, de présenter les mécanismes d'échanges turbulents dans la couche de surface. Dans un second temps, l'étude théorique de la propagation d'une onde électromagnétique à travers un milieu turbulent permettra d'introduire les bases de la scintillométrie : le paramètre de structure, la taille du faisceau ... Enfin, les méthodes de calcul de flux par Eddy Covariance et par scintillométrie seront détaillées.

1.1 Couche Limite Atmosphérique (CLA) et turbulence

L'atmosphère terrestre est constituée de plusieurs couches, qui diffèrent par leur constitution et leurs propriétés physiques. Ces dernières ont été délimitées par le profil de température (Lang 1995, Sun Earth and Sky) existant entre le sol et l'espace. Chaque couche atmosphérique présente des intérêts scientifiques majeurs dans des domaines spécifiques: météorologie, champs de protection terrestre (couche d'ozone, champ magnétique)... Parmi ces différentes couches, la troposphère qui s'élève jusqu'à une dizaine de kilomètres d'altitude (entre 8 et 15km), contient la couche limite atmosphérique (CLA). Cette dernière est une zone très étudiée car c'est la couche de l'atmosphère dans laquelle vivent les hommes. Elle subit donc l'influence des activités anthropiques : agriculture, industrie, gestion de l'urbanisme... Par exemple, la consommation énergétique d'une ville contribue à modifier

localement le climat, ce qui peut générer un îlot de chaleur urbain. L'étude de la CLA est importante pour comprendre les transferts d'énergie et de masse dans la biosphère ou l'océan et par la suite le climat et son évolution, les phénomènes de pollution...

1.1.1 La couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique est définie comme la partie de l'atmosphère directement soumise à l'influence de la surface terrestre. Son épaisseur est variable spatialement et temporellement, et peut s'élever jusqu'à 1 ou 2 km. Au-dessus de cette couche, l'influence de la surface est négligeable et l'écoulement de l'air est en équilibre quasi-geostrophique (équilibre entre les forces de pression et celle de Coriolis), c'est l'atmosphère libre. D'une façon générale, la CLA est le siège d'un écoulement turbulent à la fois dynamique, produit par le cisaillement du vent au contact des obstacles de la surface, et thermique, engendré par les gradients de température. La CLA peut être décrite comme la superposition de deux couches de grande envergure (Sutton, 1953 ; de Moor, 1982): la couche d'Ekman et la couche de surface (CLS), qui dominent une sous couche de plus faible épaisseur : la sous couche rugueuse (Fig.1.1).

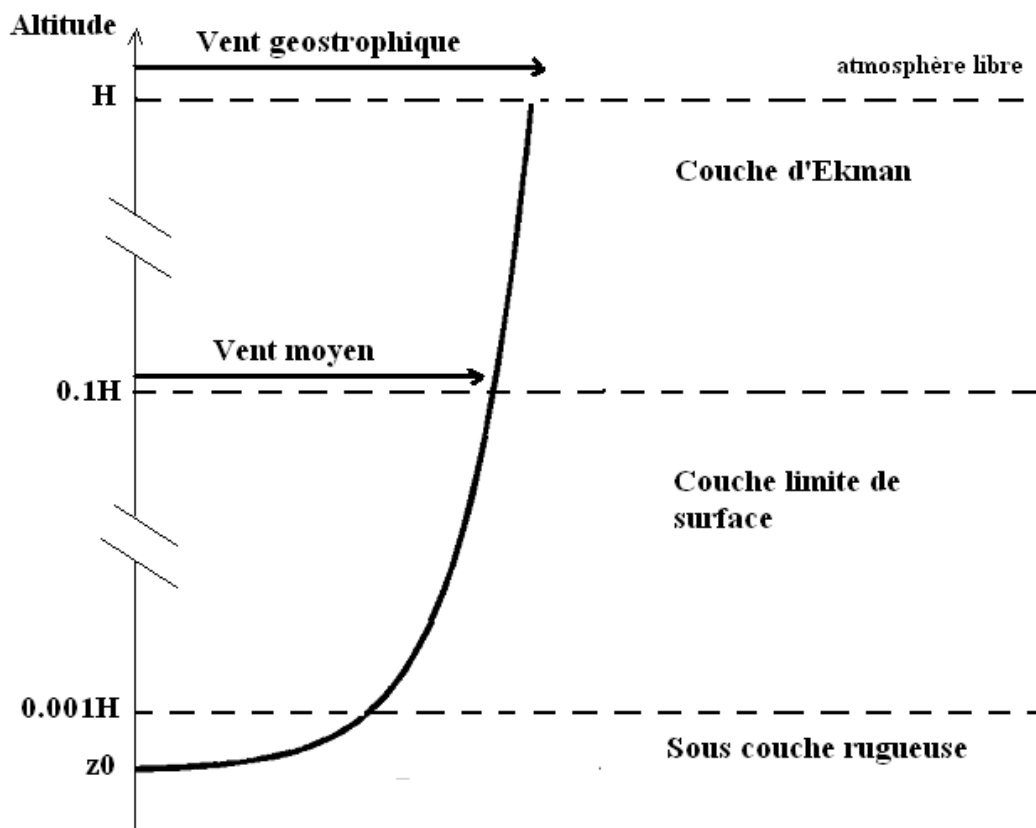


Figure 1.1 : Couche limite atmosphérique (CLA) de hauteur H et profil de vent.

Sous couche rugueuse

La sous couche rugueuse est en contact direct avec le sol et son épaisseur évolue en fonction du type de rugosité, allant de l'échelle submillimétrique (au dessus de la mer) à quelques dizaines de mètres (en ville). A proximité immédiate du sol, l'écoulement de l'air dépend des éléments rugueux et de la viscosité, ce qui lui procure un caractère fortement turbulent, non homogène et non stationnaire. Dans la plupart des modèles de surface, elle est représentée par un paramètre global, la longueur de rugosité z_0 (roughness length), définie par la hauteur à laquelle la vitesse du vent s'annule. La longueur de rugosité est habituellement approchée en tant que fraction de la hauteur moyenne des éléments rugueux (h_{veg}), avec par exemple $z_0 = 0.1h_{veg}$.

Couche limite de surface

La couche de surface (CLS) s'élève au-dessus de la sous couche rugueuse jusqu'à environ 10% de la hauteur de la CLA (pour une CLA mélangée). Elle est le siège d'échanges turbulents de quantité de mouvement (τ), de chaleur ou d'espèces (vapeur d'eau, gaz...), qui dépendent en partie des propriétés de la couche inférieure. Cette couche est aussi appelée couche à 'flux constants' (Shaw, 1990), car la variation de ces derniers sur des surfaces homogènes n'excède pas les 10%. De façon générale, elle est caractérisée par une turbulence homogène, et une évolution de la vitesse du vent proportionnelle au logarithmique de l'altitude. De plus, la direction du vent ne varie pas avec la hauteur. Plusieurs théories ont été développées afin de caractériser les turbulences atmosphériques : la plus utilisée est sans doute la théorie de similitude de Monin et Obukhov (MOST), décrite au chapitre 1.1.4.

Couche d'Eckman

Au dessus de la CLS, la sous-couche d'Eckman est le lieu de transition entre vent moyen et vent géostrophique. A cette altitude les effets de rugosité de la surface du sol n'ont qu'un effet négligeable sur les caractéristiques du vent.

1.1.2 Les échanges dans la couche limite atmosphérique (CLA)

Les phénomènes physiques (dynamiques ou thermiques) de la CLA sont variés et participent entre autres au cycle de transformations du carbone et de l'eau sur Terre. Ils sont principalement pilotés par l'énergie reçue du soleil et contribuent aux échanges gazeux avec la surface (Fig. 1.2).

D'un point de vue quantitatif, en moyenne 30% de l'énergie solaire incidente est réfléchi par l'ensemble Terre/Atmosphère et repart directement vers l'espace. Une partie non négligeable ($\approx 19\%$) est absorbée par les molécules en suspension dans l'air (H_2O , CO_2 , O_3), et donc près de la moitié est absorbée par la Terre. On peut distinguer par la suite deux types de rayonnement : les courtes longueurs d'onde (UV, Visible, PIR, provenant de l'émission du soleil), et les plus longues (IRT : infrarouge thermique provenant de l'émission de la Terre et de l'atmosphère). Une grande partie de l'énergie absorbée par la Terre est émise vers l'atmosphère sous forme d'IRT ($\approx 21\%$, dont une partie correspond aux échanges entre l'atmosphère et la Terre par 'effet de serre'). Le reste de l'énergie absorbée est appelé rayonnement net, R_N :

$$R_N = R_S(1 - \alpha) + R_A - R_T \quad (1.1)$$

où, R_S , l'éclairement de la Terre provenant du soleil (courtes longueurs d'onde), R_A , l'éclairement de la Terre du à l'atmosphère (IRT), R_T , l'exittance de la Terre (IRT), et α , l'albédo de la Terre (courtes longueur d'onde). On peut ainsi définir le rayonnement net comme la quantité d'énergie radiative disponible et pouvant être changée en d'autres sortes d'énergie (flux) par les propriétés physiques et biologiques de la surface.

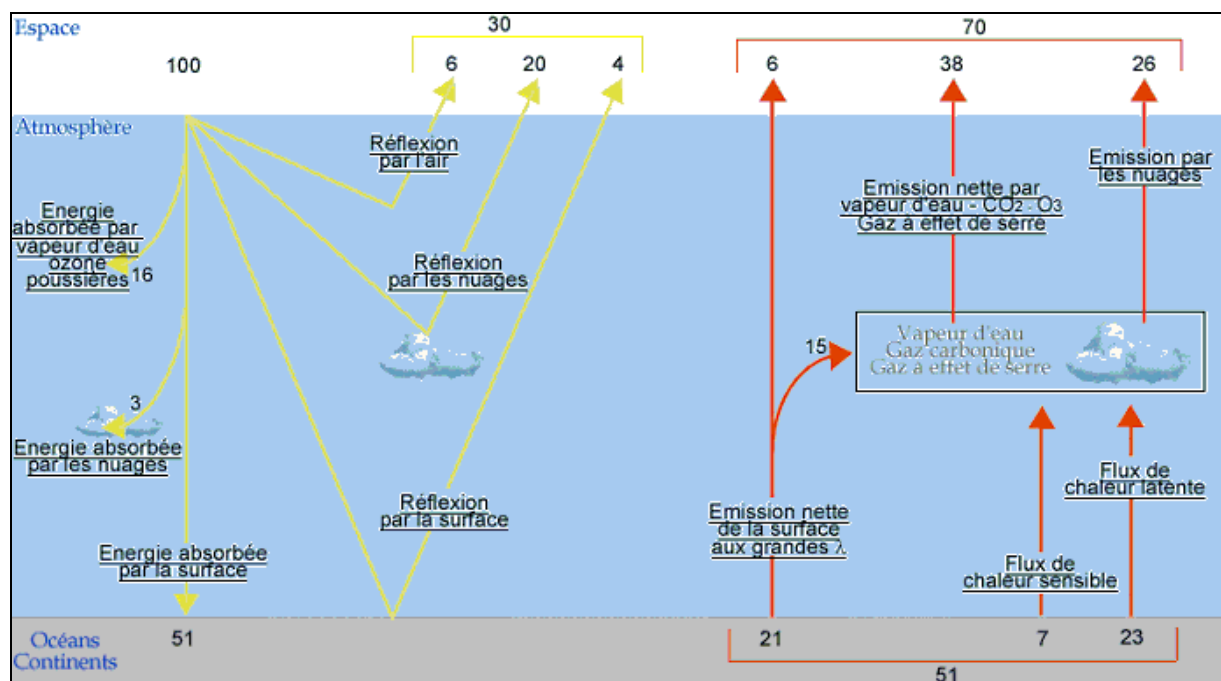


Figure 1.2 : Echanges énergétiques entre la surface et l'atmosphère. A gauche l'énergie solaire incidente utilisée par l'ensemble Terre/atmosphère ; à droite, l'énergie émise par la Terre en direction de l'atmosphère et de l'espace (Vincent Daniel, ENS-Lyon, 2003)

Selon le premier principe de la thermodynamique, il ne peut y avoir accumulation d'énergie en un point : 'la somme des énergies reçues est égale à la somme des énergie dépensées'. Ainsi il existe un équilibre énergétique entre le bilan radiatif à la surface de la Terre, R_N , et la répartition de celui-ci en flux, 'le bilan énergétique' s'écrit:

$$R_N - G - \varepsilon_s = L_v E + H \quad (1.2)$$

H = flux de chaleur sensible (W/m^2)

$L_v E$ = flux de chaleur latente (W/m^2)

G = flux de conduction dans le sol (W/m^2)

ε_s = phénomènes peu énergétiques (W/m^2): photosynthèse, stockage dans la biomasse

Le flux de chaleur sensible, H , est défini comme le flux de chaleur transféré entre la surface de la Terre et l'atmosphère compte tenu de la conduction thermique dans la sous-couche rugueuse. Le flux de chaleur latente, $L_v E$, correspond à l'évapotranspiration des plantes et à l'évaporation de l'eau en surface. La conduction thermique, G , est la circulation de la chaleur dans les premiers centimètres de la croûte terrestre. L'ensemble des phénomènes peu énergétiques a un faible impact sur le bilan d'énergie, du moins dans le cas de couverts naturels bas où la densité de biomasse de bois est faible. Il est donc en général négligé par rapport aux autres flux notamment dans les cas de cultures ou de prairies.

1.1.3 Le transfert turbulent

La turbulence dans la couche limite est principalement responsable des transferts entre la surface et l'atmosphère. Ces flux ont différentes origines : les flux de chaleur (H et $L_v E$), proviennent de la transformation de l'énergie radiative disponible à la surface (R_N), alors que les flux de carbone (F_c) proviennent des dégagement et absorption de CO_2 par les plantes ou les activités anthropiques.

Transfert turbulent dans la CLA

L'atmosphère est caractérisée par une superposition de mouvements d'échelles spatiales et temporelles différentes. Les grands mouvements atmosphériques (dépression, anticyclone...) qui ont des échelles de plusieurs milliers de kilomètres, ou les phénomènes de méso-échelle (orages...) dont la taille caractéristique évolue entre le kilomètre et quelques centaines de kilomètres, correspondent à des processus assez lents, pouvant être décrit de manière déterministe, ce qui permet de suivre leur évolution. Cependant, ces propriétés ne sont pas représentatives des phénomènes turbulents de micro-échelle dont l'évolution est

aléatoire, lesquelles ne peuvent donc être caractérisées que de manière statistique. Ainsi selon la décomposition de Reynolds, toute variable atmosphérique $x(t)$ se décompose sur un intervalle de temps, en $x = \bar{x} + x'$, avec \bar{x} la valeur moyenne de x sur cet intervalle de temps, correspondant aux variations de grande échelle et x' , la fluctuation turbulente ($\overline{x'} = 0$). En appliquant cette décomposition à des variables décrivant l'écoulement turbulent dans l'atmosphère :

- Composante verticale de la vitesse du vent, w : $w = \bar{w} + w'$;
- Température de l'air, θ : $\theta = \bar{\theta} + \theta'$;
- Concentration d'un scalaire X, c : $c = \bar{c} + c'$;

Les entraînements turbulents de la couche limite impliquent que les composantes de la vitesse du vent (u, v, w) en un point de l'espace varient aléatoirement dans le temps. Ces fluctuations aléatoires de la vitesse du vent entraînent des transferts turbulents de masse, de chaleur et de quantité de mouvement entre le sol et l'atmosphère, dont l'efficacité de mélange est bien supérieure à la diffusion moléculaire (importante seulement dans les premiers centimètres au dessus du sol).

On établit le bilan d'un constituant c dans la couche limite à partir de l'équation de conservation de c . En général, l'équation de conservation traduit que la vitesse de changement de la concentration en un point fixe de l'espace (I) est la somme de l'advection moyenne horizontale et vertical moyens (II), de la divergence moyenne horizontale et verticale du flux turbulent (III), de la diffusion moléculaire (D) et de l'ensemble des sources et puits (S) (Businger, 1986, Baldocchi et al., 1988) :

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{c}}{\partial t}}_{\text{I}} = - \underbrace{\left(u \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right)}_{\text{II}} - \underbrace{\left(\frac{\partial \overline{u'c'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'c'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'c'}}{\partial z} \right)}_{\text{III}} + D + S \quad (1.3)$$

où c , la concentration du constituant X (kg/m^3). La covariance moyenne entre les composantes de la vitesse du vent et de la concentration représente les flux turbulents. Dans des conditions de transfert turbulent idéal, les hypothèses suivantes sont vérifiées : a) la surface est plane et homogène horizontalement : les termes d'advection sont nuls (II=0), b) ils n'existent pas de sources ou de puits dans l'atmosphère au-dessus de la surface (S=0), c) le rapport de mélange ne varie pas de façon significative avec le temps (I=0). L'équation 1.3 devient alors :

$$\frac{\partial \overline{w'c'}}{\partial z} = D = -K_D \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} \quad (1.4)$$

avec K_D , le coefficient de diffusion moléculaire. A proximité de la surface, le transport de matière s'effectue principalement par diffusion moléculaire alors qu'à l'altitude z , celle-ci devient négligeable vis à vis du transfert turbulent. Avec ces considérations, on obtient alors en intégrant (1.4) selon z :

$$\left(\overline{w'c'}\right)_z = -K_D \left(\frac{\delta \bar{c}}{\partial z}\right)_{z=0} \quad (1.5)$$

Décomposition spectrale de la turbulence

La turbulence dans la CLA, générée par le cisaillement du vent (du aux interactions vent obstacles de la sous couche rugueuse), par les gradients thermiques et les fluctuations d'humidité peut être décrite comme un ensemble de tourbillons de différentes tailles associé à une énergie cinétique turbulente. Afin de pouvoir faire une étude rigoureuse des écoulements turbulents, il est important de connaître la distribution énergétique entre les tourbillons de différentes tailles.

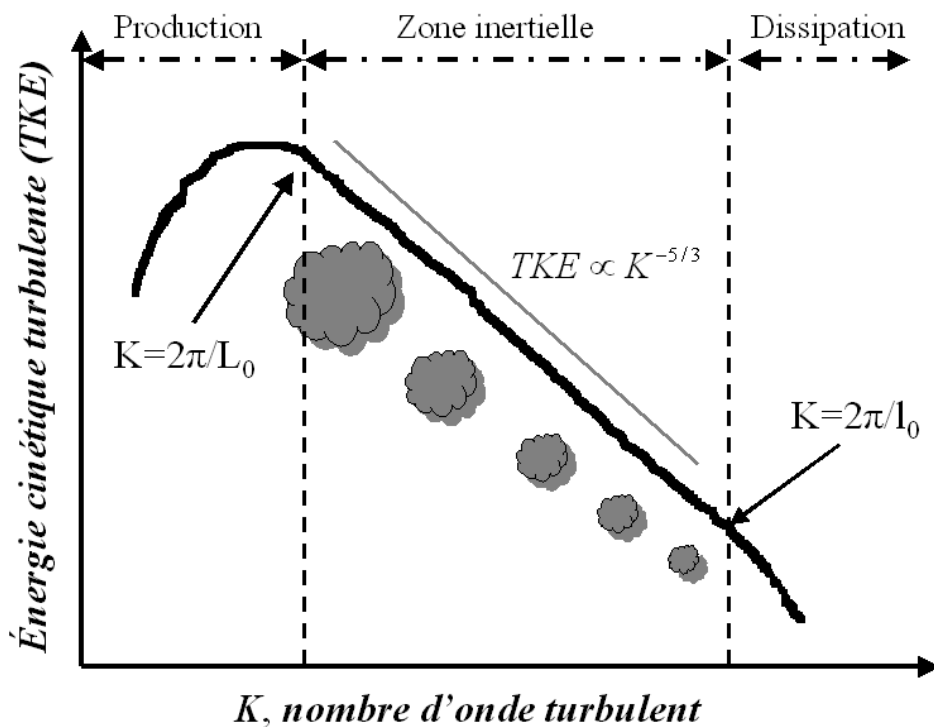


Figure 1.3 : Représentation schématique de la densité spectrale turbulente en fonction du nombre d'onde turbulent.

Kolmogorov (1941) propose une représentation de la turbulence sous la forme d'une cascade de tourbillons de plus en plus petits, et d'énergie cinétique turbulente (TKE = turbulent kinetic energy) décroissante. La création des tourbillons (tourbillons de grosse taille)

est un phénomène de basses fréquences qui présente un maximum de TKE. Cette partie du spectre, couramment appelé ‘zone de production’, est totalement anisotrope et donc difficilement représentable en terme de turbulence. Ces tourbillons de grosse taille, instables, se décomposent progressivement en de plus petits tourbillons, c’est la partie du spectre que l’on appelle ‘zone inertielle’. Dans cette zone, la turbulence peut être considérée comme homogène et stationnaire. La décomposition s’effectue jusqu’à ce que les tourbillons deviennent très petits, c’est le domaine des hautes fréquences. La diffusion moléculaire devient alors prépondérante (i.e., rôle très important de la viscosité) et l’énergie se dissipe finalement en chaleur (zone de dissipation).

La zone inertielle, où les tourbillons se décomposent en de plus petits sans ajout ni perte d’énergie s’appelle la cascade énergétique. Elle est délimitée à l’aide de 2 échelles de longueur :

- l’échelle interne, l_0 (quelques mm, frontière entre zone inertielle et dissipative), représente la taille du plus petit tourbillon observable, que l’on relie au taux de dissipation de l’énergie cinétique (ε_d), et de la viscosité cinématique (ν) :

$$l_0 = 7.4 \left(\nu^3 / \varepsilon_d \right)^{1/4} \quad (1.6)$$

- l’échelle externe, L_0 (quelques dizaines de mètres, frontière entre zone de production et inertielle), est caractéristique du domaine turbulent (i.e. des plus gros tourbillons)

Selon l’analyse dimensionnelle de Kolmogorov, dans la zone inertielle, l’énergie transférée par la cascade des tourbillons est proportionnelle à ε_d , et suit une loi en puissance en $K^{-5/3}$ (K =nombre d’onde turbulent dans la direction du flux). Ainsi, par exemple, d’après Kaimal et al. (1972) le spectre de la température θ , dans la zone inertielle, s’écrit :

$$S_\theta(K) = 0.8 \varepsilon_d^{-1/3} N_\theta K^{-5/3} \quad (1.7)$$

avec S_θ , l’énergie cinétique turbulente de θ , N_θ , le taux de dissipation de la moitié de la variance de θ . Ce terme peut être calculé à partir du spectre de θ si ε_d est connu.

1.1.4 Paramétrisation de la couche limite de surface

La couche limite de surface est considérée comme une couche à flux constant, contrôlée par des processus turbulents supposés ‘homogènes’. Ces propriétés conservatives ont permis à Monin et Obukhov (1954), de réaliser une paramétrisation de la CLS, à l’aide de la théorie de similitude et d’un nombre limité de paramètres indépendants et de fonctions empiriques, déterminés expérimentalement.

Echelles caractéristiques

La théorie de similitude, repose sur l'analyse dimensionnelle, et permet à l'aide d'un nombre minimum de paramètres sans dimension et indépendants entre eux de prédire le comportement d'un phénomène indépendamment de l'échelle d'observation. Son application dans la couche limite atmosphérique par Monin-Obukhov, en 1954, donna naissance à la MOST (Théorie de similitude de Monin-Obukhov), qui reste une des théories les plus utilisées dans l'étude de la couche limite de surface. Elle a pour fondement l'énoncé selon lequel les résultats de deux expériences sont identiques si leurs 'conditions' sont identiques, n'impliquant pas que tous les paramètres soient égaux. Ainsi, les différences entre deux résultats d'expériences pour lesquelles il y a similitude, ne sont dues qu'à des différences d'échelle. Les échelles caractéristiques de la couche de surface définies par Monin et Obukhov sont :

- la vitesse de frottements : $u_*^2 = -\overline{(w'u')}$; (1.8)

- la longueur d'Obukhov : $L_o = \frac{-u_*^3}{k \frac{g}{T} \overline{(w'T')}} ;$ (1.9)

- l'échelle caractéristique de température : $T_* = \frac{-\overline{(w'T')}}{u_*} ;$ (1.10)

A l'aide de ces échelles caractéristiques, on peut décrire de façon simplifiée l'état de l'atmosphère. Ainsi la stabilité de l'atmosphère est caractérisée par un indice de stabilité égal au rapport de la hauteur de mesure sur la longueur d'Obukhov : $\zeta = z/L_o$. Le signe de cet indice définit l'état de stabilité de la couche de surface : négatif dans les cas instables (généralement le jour), nul dans les cas neutres, et positif dans les cas stables (généralement la nuit). En terme de flux H , par exemple, cela se traduit par des flux positifs dans les cas instables (flux orientés de la surface vers l'atmosphère), et négatifs dans les cas stables (flux orientés vers le sol). Par la suite il est possible de définir une échelle caractéristique pour toute quantité scalaire conservatrice, s (Panofsky and Dutton, 1984) :

$$s_* = \frac{-\overline{(w's')}}{u_*} \quad (1.11)$$

Fonctions universelles

Ces échelles caractéristiques permettent dans un premier temps de décrire l'état de l'atmosphère, mais aussi de décrire les profils des variables atmosphériques telles que le vent ou la température, à l'aide de fonctions empiriques déterminées expérimentalement.

$$\frac{kz}{u_*} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = \phi_u \left(\frac{z}{L_{MO}} \right) \quad (1.12a)$$

$$\frac{kz}{T_*} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) = \phi_T \left(\frac{z}{L_{MO}} \right) \quad (1.12b)$$

avec $\Phi_u(z/L_{MO})$ et $\Phi_T(z/L_{MO})$, des fonctions universelles dépendants uniquement de la stabilité de l'atmosphère. Les équations 1.12a et b, s'appliquent aussi bien à des notions de gradients qu'à d'autres fonctions : variance, paramètre de structure ... Etant définie de manière expérimentale, la paramétrisation de ces fonctions varie suivant les auteurs, et une liste non-exhaustive de ces fonctions est disponible dans la littérature : Hogstrom (1996) ; Hill (1997) ; Hartogensis et al. (2005). Finalement, les fonctions universelles sont considérées comme étant égales $\Phi_u(z/L_{MO}) = \Phi_T(z/L_{MO})$ (Hill et al., 1989), pour une même notion statistique observée (gradient, variance, corrélation, paramètre de structure...).

1.2 Propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu d'indice de réfraction variable

La théorie de la scintillométrie repose en partie sur la théorie de la propagation d'onde en milieu turbulent. Cette section propose alors de relier la propagation d'onde électromagnétique à l'aspect turbulent de la CLA, décrit précédemment, afin d'en ressortir les équations et outils fondamentaux de la scintillométrie.

Lorsqu'une onde se propage à travers l'atmosphère, elle subit diverses sortes de modifications suivant la composition chimique de l'atmosphère et des particules qui sont en suspension : diffusion, absorption... En parallèle, on distingue les phénomènes de réfraction produits par les variations de température, de pression et d'humidité qui modifient la trajectoire de propagation de l'onde électromagnétique. L'indice de réfraction de l'air est habituellement considéré comme étant constant $n=1$. Cependant, il subit de légères variations provoquées par les variations de température, d'humidité et de pression, et transportées par les turbulences de la couche limite atmosphérique.

Les tourbillons modifient la trajectoire de l'onde électromagnétique de différentes manières suivant le rapport entre leur taille et la taille du faisceau (Joseph Caniou, 1999).

Ainsi les gros tourbillons tendent à agir comme des dioptries qui dévient le rayon latéralement. Ceux de taille moyenne se comportent comme des lentilles convergentes ou divergentes (en fonction de la valeur de n), alors que les plus petits ont un rôle diffractant. La taille du faisceau est donc très importante pour savoir quels sont les tourbillons qui vont avoir le plus d'influence sur la propagation. On distinguera deux types de propagation, dépendant de la taille du rayon lumineux : les sources ponctuelles (scintillomètre LASER) et les sources à faisceau large (scintillomètre grande ouverture). Afin de visualiser les variations de propagation, on utilise un système composé d'un émetteur et d'un récepteur espacé d'une distance L , allant de quelques dizaines de mètre à plusieurs kilomètres, suivant la source utilisée. La Fig.1.4a) et b) illustrent ce principe de manière schématique en représentant les turbulences à l'aide de tourbillons plus ou moins gros et dont la contribution aux variations du signal lumineux dépend de la taille du faisceau.

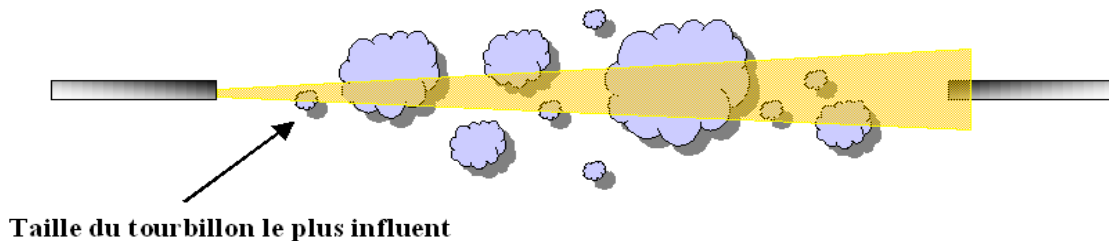


Figure 1.4 a) Propagation d'une onde (source ponctuelle) à travers l'atmosphère, avec la modélisation des turbulences à l'aide de tourbillons plus ou moins gros.

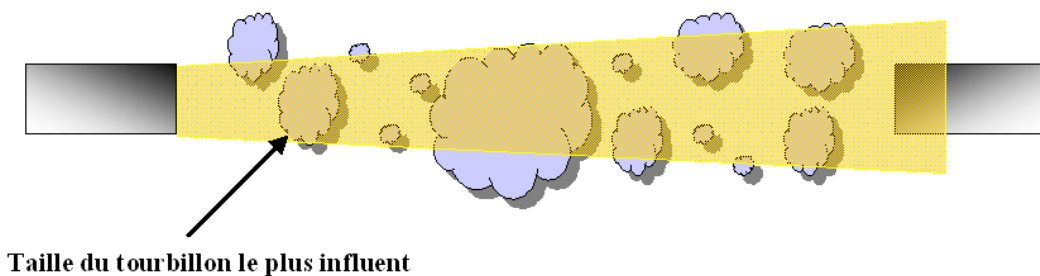


Figure 1.4 b) Propagation d'une onde (large ouverture) à travers l'atmosphère, avec la modélisation des turbulences à l'aide de tourbillons plus ou moins gros.

Les variations du signal lumineux observées par un scintillomètre sont rattachées au paramètre de structure de l'indice de réfraction, qui correspond à l'évolution moyenne de la différence de l'indice de réfraction entre deux points de l'espace. Cette notion de paramètre de structure ainsi que la relation existante avec les variations du signal lumineux seront décrits en détail dans les prochains paragraphes.

1.2.1 Notions statistiques : paramètre de structure

Etant donné l'aspect aléatoire de la distribution spatio-temporelle d'une variable atmosphérique, la description de l'évolution de celle-ci entre deux points est soumise à l'utilisation de fonctions statistiques : covariance spatiale, fonction de cohérence ou fonction de structure. La propagation d'ondes électromagnétiques s'effectue principalement sur de longues distances, ce qui induit une spatialisation des variables, qui seront considérées comme des champs aléatoires dont la position est définie par le vecteur \mathbf{r} , avec $\mathbf{r}=(x,y,z,t)$. Afin de simplifier la description de ces notions, on proposera d'abord une approche ponctuelle (seules les variations temporelles interviennent), puis celle-ci sera spatialisée, pour intégrer ces notions sur de longues distances. Les hypothèses d'homogénéité spatiale, et de stationnarité temporelle interviennent simultanément dans la description de variables aléatoires sur de longues distances. Séparer l'aspect temporel de l'aspect spatial permet alors de mieux tenir compte de la validité de ces hypothèses, et des simplifications qu'elles apportent.

Approche ponctuelle : de la fonction de covariance à la fonction de structure ponctuelle.

La covariance d'une variable aléatoire s est définie comme la variation simultanée des variables mesurées à deux instants distincts t_1 et t_2 , séparés par un intervalle de temps τ . Cette notion permet de définir l'évolution de la variable s entre les instants t_1 et t_2 .

$$B_{ss}(t_1, t_2) = \overline{(s(t_1) - \overline{s(t_1)}) (s(t_2) - \overline{s(t_2)})} = \overline{s'(t_1) s'(t_2)} \quad (1.13)$$

où s' correspond aux variations de s , selon la décomposition de Reynolds. Dans le cas d'une turbulence stationnaire temporellement, B_{s^2} ne dépend pas des instants t_1 et t_2 mais de l'intervalle de temps entre les deux mesures :

$$B_{s^2}(\tau) = B_{s^2}(t_1, t_2) = \overline{s'(t_1) s'(t_1 + \tau)} \quad (1.14)$$

La stationnarité temporelle du milieu permet de s'affranchir de l'instant de mesure et de ne tenir compte que l'intervalle entre deux mesures.

Cependant, la notion de stationnarité, bien que vérifiée ponctuellement, n'est plus valable lorsque l'intervalle de temps entre les deux mesures est trop grand. Le schéma de la Fig. 1.5, permet de mettre en évidence le caractère non stationnaire de l'évolution de la température de l'air sur un intervalle de temps trop long. Le terme T' , du à la décomposition de Reynolds, sur un intervalle Δt assez long est composé d'une tendance générale, et de fluctuations rapides (turbulences).

On adopte donc une notion permettant de s'affranchir de la tendance générale de la température, et l'on considère que ' $s(t_1)-s(t_2)$ est stationnaire'. On introduit alors la fonction de structure du scalaire s , entre t_1 et t_2 , qui est la moyenne d'ensemble de la différence des variations d'un signal entre ces deux points (Tatarskii, 1961), et qui ne dépend pas de l'instant de mesure :

$$D_{s^2}(\tau) = D_{s^2}(t_1, t_2) = \overline{(s(t_1) - s(t_1 + \tau))^2} \cong \overline{(s'(t_1) - s'(t_1 + \tau))^2} \quad (1.15)$$

Dans les conditions particulières de flux stationnaire, on peut relier la fonction de covariance à la fonction de structure à tout instant :

$$D_{s^2}(\tau) = 2(B_{s^2}(0) - B_{s^2}(\tau)) \quad (1.16)$$

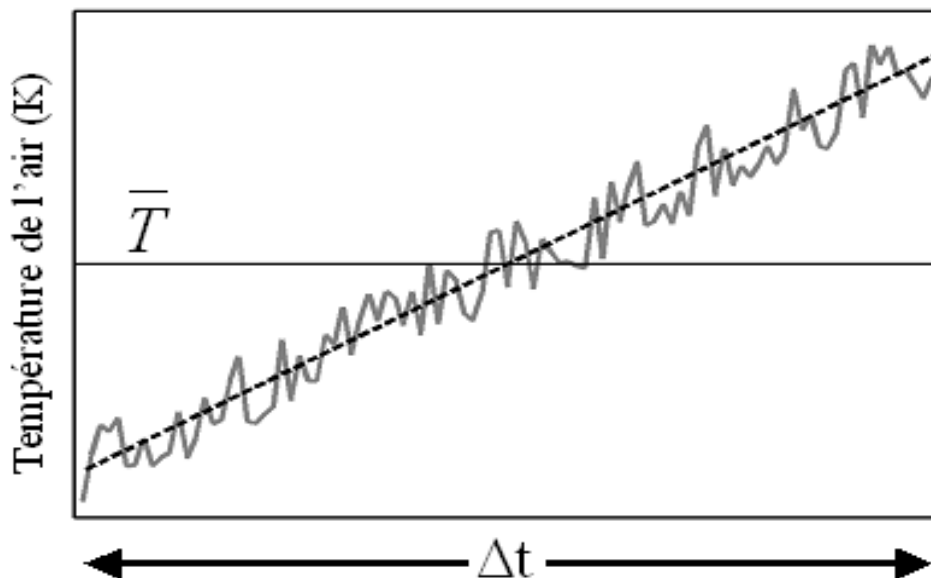


Figure 1.5 : Schéma de l'évolution de la température sur une période Δt . \bar{T} correspond à la température moyenne sur Δt . La ligne en pointillés représente la tendance générale de l'évolution de la température sur ce même intervalle.

Approche spatialisée : de la fonction de covariance spatiale au paramètre de structure.

Lors de l'utilisation de la scintillométrie, où la distance entre deux points d'observation peut être grande, l'utilisation de notions statistiques est alors limitée par les contraintes d'homogénéité et d'isotropie, qui s'ajoutent à celles de stationnarité précédemment citées.

Lors de l'étude de variables spatialisées à un temps t , on ne cherche plus à étudier l'évolution au cours du temps, mais préférentiellement l'évolution spatiale de celle-ci, i.e les valeurs de ce champ en différents points de l'espace. De même que précédemment, on définit la fonction de covariance spatialisée du champ s , entre les deux points \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 :

$$B_{ss}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \overline{(s(\mathbf{r}_1) - \overline{s(\mathbf{r}_1)})(s(\mathbf{r}_2) - \overline{s(\mathbf{r}_2)})} = \overline{s'(\mathbf{r}_1)s'(\mathbf{r}_2)} \quad (1.17)$$

L'homogénéité du milieu permet de réduire la dépendance de B_{s^2} à l'unique vecteur $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$.

$$B_{s^2}(\mathbf{r}) = B_{s^2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \overline{s'(\mathbf{r}_1)s'(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r})} \quad (1.18)$$

Comme précédemment, l'homogénéité est une notion vérifiée localement mais qui n'est plus vraie sur de longues distances. Sur un voisinage proche de \mathbf{r}_1 , le champ u est homogène (valeur moyenne constante), alors que si l'on considère le champ u entre \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 , celui-ci évolue et n'est donc plus homogène (pour tout point du champ, la valeur du champ moyen n'est pas constante).

On adopte donc une notion moins stricte où l'on ne considère plus l'homogénéité du champ s entre deux points (\mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2), mais plutôt l'homogénéité de la différence du champ s entre ces deux points : 'le champ $s(\mathbf{r}_1) - s(\mathbf{r}_2)$ est homogène' (Strobehn, 1968). On introduit alors la fonction de structure du scalaire s , entre \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 , qui ne dépend pas de la position dans l'espace mais de $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$:

$$D_{s^2}(\mathbf{r}) = D_{s^2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \overline{(s(\mathbf{r}_1) - s(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}))^2} \cong \overline{(s'(\mathbf{r}_1) - s'(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}))^2} \quad (1.19)$$

Dans des conditions particulière de flux homogène et isotrope, on peut relier les deux notions statistiques par :

$$D_{s^2}(r) = 2(B_{s^2}(0) - B_{s^2}(r)) \quad (1.20)$$

ou $B_{s^2}(0)$ correspond au moment statistique à n'importe quel endroit dans le fluide (Moene, 2005a) et $B_{s^2}(r)$ à celui entre deux points séparés d'une distance r .

Finalement la notion statistique de fonction de structure permet d'utiliser une fonction statistique indépendante de la position dans l'espace, et de l'instant de mesure. Elle ne dépend que de la distance séparant les deux points.

Paramètre de structure

Le paramètre de structure est une solution à la fonction de structure indépendante de la distance r . Kolmogorov (1941) décrit le comportement de la fonction de structure du vent en fonction du rapport entre r et les échelles précédemment introduites. Cette étude est ensuite étendue pour tout scalaire s par Obukhov (1949) et Corrsin (1951), en assumant une turbulence localement isotrope, qui se vérifie dans la zone inertielle du spectre turbulent (voir 1.1.3). Ainsi pour r compris entre l_0 et L_0 (en zone inertielle), on peut relier la fonction de structure au paramètre de structure du scalaire s . L'expérience suggère une loi en $r^{2/3}$:

$$D_{s^2}(r) = C_{s^2} r^{2/3} \quad (1.21)$$

Par exemple, si l'on considère que s est l'indice de réfraction, n , pour tout point x de l'espace on définit le paramètre de structure de l'indice de réfraction, C_{n^2} :

$$C_{n^2} = \frac{D_{n^2}}{r^{2/3}} = \frac{[n(x) - n(x+r)]^2}{r^{2/3}} \quad \text{avec } l_0 \ll r \ll L_0 \quad (1.22)$$

Ce dernier peut aussi être exprimé à partir du spectre turbulent de n , en considérant que son comportement est semblable à celui du spectre turbulent de T (et de q) (Kaimal and Finnigan, 1994):

$$\begin{aligned} S_n(K) &= 0.8 \varepsilon_d^{-1/3} N_n K^{-5/3} \approx 0.25 C_{n^2} K^{-5/3} \\ \Rightarrow C_{n^2} &= 3.2 N_n \varepsilon_d^{-1/3} \end{aligned} \quad (1.23)$$

avec N_n , le taux de dissipation de la demi-variance de l'indice de réfraction n . Ceci permet de mettre en évidence le fait que le paramètre de structure est indépendant de la distance d'observation (en supposant l'homogénéité vérifiée), ce qui favorise donc son utilisation lors de l'étude de la propagation d'onde électromagnétique.

Par la suite, deux autres paramètres de structure qui découlent de la décomposition de l'indice de réfraction en relation avec la température et l'humidité, seront introduits en tant que paramètre de structure de température, C_{T^2} et celui d'humidité C_{q^2} .

1.2.2 Spectre turbulent 3D

Dans le but de relier le paramètre de structure de l'indice de réfraction à la mesure des variations de signal lumineux se propageant à travers l'atmosphère, on introduit la notion de spectre tridimensionnel de l'indice de réfraction, qui dépend de C_{n^2} .

Notion de spectre turbulent tridimensionnel

Les turbulences atmosphériques sont définies dans l'espace tout entier, ainsi les notions spectrales décrites précédemment dans le cadre d'observation à une dimension, doivent être étendues à un système tridimensionnel, dans le cas de propagation optique. Un nombre d'onde turbulent \mathbf{K} , de module K (le terme en gras définit l'aspect vectoriel de \mathbf{K}), est alors introduit. Afin de calculer le spectre de puissance tridimensionnel d'un scalaire s , $\Phi_{s^2}(\mathbf{K})$, on utilise la théorie de Wiener-Khintchine. Celle-ci établit que le spectre turbulent en 3D est égal à la transformée de Fourier en trois dimensions de la fonction de covariance de s :

$$\Phi_{s^2}(\mathbf{K}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint B_{s^2}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (1.24)$$

Cette intégrale peut être simplifiée à l'aide des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie du champ s , et ainsi, B_{s^2} ne dépend plus que de l'amplitude du vecteur \mathbf{r} , noté r .

En utilisant les coordonnées sphériques pour \mathbf{r} , on se ramène à une intégrale sur une sphère de rayon r , qui permet de simplifier l'équation (1.24):

$$\Phi_{s^2}(K) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sin(Kr)}{Kr} B_{s^2}(r) r^2 dr \quad (1.25)$$

et la relation inverse :

$$B_{s^2}(r) = \frac{4\pi}{r} \int_0^\infty \sin(Kr) \Phi_{s^2}(K) K dK \quad (1.26)$$

Spectre de Kolmogorov pour l'indice de réfraction

La turbulence atmosphérique peut être analysée à l'aide de différents scalaires tels que la température, la vitesse du vent, ou encore l'indice de réfraction. Lorsqu'on s'intéresse à la propagation d'une onde électromagnétique dans l'atmosphère, le paramètre pertinent est l'indice de réfraction car il intervient de façon directe dans l'équation de propagation.

L'utilisation de la fonction de covariance d'un scalaire dans le calcul de son spectre de puissance est soumise à de fortes contraintes, présentées dans le paragraphe 1.2.1, qui explique l'utilisation de la fonction de structure. Afin d'introduire la fonction de structure dans le spectre de puissance de n , on introduit (1.26) dans (1.20), et l'on obtient :

$$D_{n^2}(r) = 8\pi \int_0^\infty \left[1 - \frac{\sin(Kr)}{Kr} \right] \Phi_{n^2}(K) K^2 dK \quad (1.27)$$

Finalement, le spectre de puissance en 3D de l'indice de réfraction s'exprime sous la forme intégrale :

$$\Phi_{n^2}(K) = \frac{1}{(2\pi K)^2} \int_0^\infty \frac{\sin(Kr)}{Kr} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \frac{\partial D_{n^2}(r)}{\partial r} \right] dr \quad (1.28)$$

En reprenant l'expression (1.22), on peut alors calculer l'intégrale, et on obtient

$$\Phi_{n^2}(K) = 0.033 C_{n^2} K^{-11/3} \quad \text{avec} \quad 2\pi/L_0 \ll K \ll 2\pi/l_0, \quad (1.29)$$

et $\Phi_{n^2}(K)$ est nommé spectre des turbulences de Kolmogorov (1941). Cette formulation n'est valide que dans la zone inertielle du spectre de puissance des turbulences (Fig. 1.6) mais est souvent étendue à tout le spectre en supposant que l_0 est nul et que L_0 est infini. Il s'est avéré assez rapidement que la formulation du spectre de Kolmogorov (Eq. 1.29) avait tendance à surestimer le spectre expérimental dans la zone de dissipation (K élevé). Tatarskii (1961)

propose un nouveau modèle permettant d'augmenter la pente du spectre pour les fortes valeurs du nombre d'onde spatial, K :

$$\Phi_{n^2}(K) = 0.033C_n^2 K^{-11/3} \exp\left(\frac{-(Kl_0)^2}{(5.92)^2}\right) \quad (1.30)$$

L'amélioration des instruments de mesure qui a facilité l'acquisition des signaux de température et de vitesse du vent à plus hautes fréquences, ont permis à Champagne et al. (1977) et Williams and Paulson (1977), de révéler une bosse sur le spectre turbulent pour les fortes valeurs de K . Ce phénomène entre en considération lors de l'utilisation de source ponctuelle (LASER), mais son étude ne sera pas approfondie.

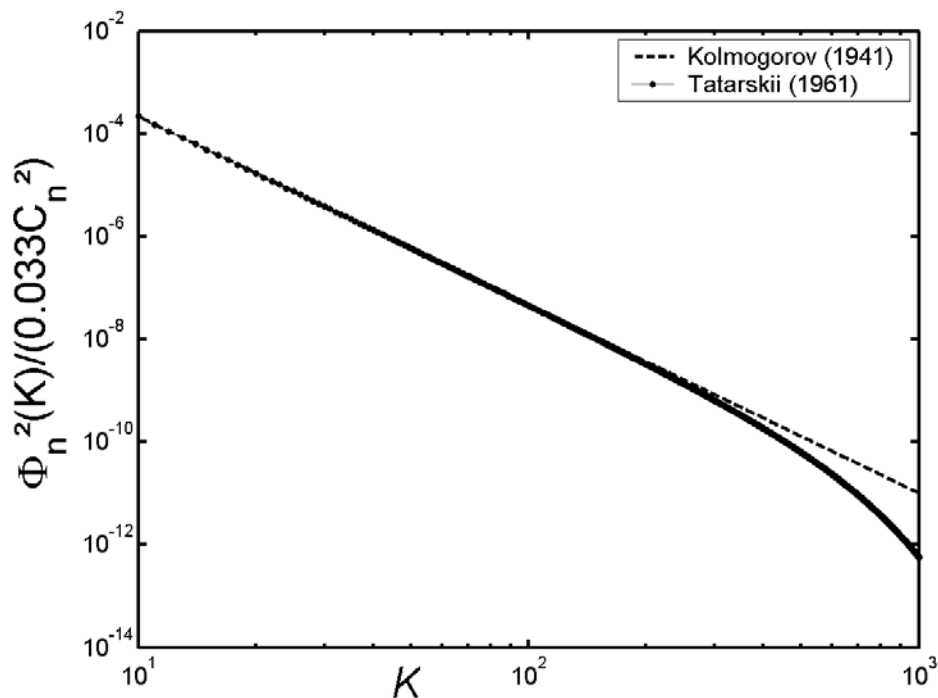


Figure 1.6 : Spectre turbulent de Kolmogorov (en tiret) et de Tatarskii (ligne avec points), pour une valeur de $l_0=0.01m$.

1.2.3 Equation de propagation : solution générale

Toute onde électromagnétique se propageant à travers un milieu a un déplacement spatio-temporel décrit par une équation de propagation. La résolution de cette équation permet alors de décrire l'état de l'onde à une position et à un instant donnés, en fonction des paramètres du milieu et des propriétés de l'onde. La solution à l'équation de propagation dans un milieu d'indice de réfraction variable décrit les variations du signal observé par un scintillomètre.

Lorsque l'on cherche une solution stationnaire à l'équation de propagation d'une onde électromagnétique se déplaçant dans un milieu isotrope, d'indice de réfraction n , cette dernière se réduit à l'équation d'Helmholtz (dans le cas d'une source monochromatique) :

$$\Delta\varphi + k^2 n^2 \varphi = 0 \quad (1.31)$$

φ est l'onde se propageant, et k , le nombre d'onde.

Afin de résoudre l'équation 1.31, on admet comme première approximation que les phénomènes de diffraction sont faibles ($l_0 \gg \lambda$) (Strohben, 1968). Effectivement, dans le cas d'un système émetteur/récepteur, si la diffraction est trop importante l'angle pris par le signal diffracté n'est plus dans le champ de vision du capteur. En admettant cette hypothèse, le signal sera plus ou moins dévié en fonction des tourbillons rencontrés, et il en résultera des variations d'amplitude et de phase au niveau du détecteur.

Cette hypothèse étant admise, on peut utiliser la théorie des faibles perturbations pour résoudre l'équation (1.31). Cette théorie permet de trouver une solution approchée à des systèmes mathématiques tels que les équations différentielles, en utilisant une décomposition polynomiale de la solution :

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 \text{ avec } \varphi_0 = A_0 \frac{e^{jk r_0}}{r_0} \quad (1.32)$$

où φ_0 , est l'onde de référence solution de l'équation de propagation, et φ_1 , représente les variations autour de φ_0 . φ est solution de (1.31) mais $\ln \varphi$ l'est aussi (cf. (1.33)). On peut donc décomposer $\ln \varphi$ à l'aide de la théorie des petites perturbations :

$$\psi = \ln \varphi = \psi_0 + \psi_1 \text{ tel que } \psi_0 = \ln \varphi_0 \text{ et } \psi_1 = \psi - \psi_0 = \chi + jS_1$$

χ est la partie réelle de ψ_1 , et correspond au log de l'amplitude de l'onde normalisée : $\ln(A/A_0)$, et S_1 la phase de ψ_1 . En émettant l'hypothèse que les variations de ψ_1 sont négligeables sur des distances de l'ordre de λ (Moene et al., 2005a), et que l'indice de réfraction de l'air s'écrit $n = 1 + n_1$, avec $n_1 \ll 1$, l'équation (1.31) s'écrit :

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi} + n^2 k^2 = \Delta \ln \varphi + (\nabla \ln \varphi)^2 + n^2 k^2 = \Delta \psi_1 + 2\nabla \psi_1 \nabla \psi_0 + 2n_1 k^2 = 0 \quad (1.33)$$

dont la solution générale s'écrit :

$$\psi_1(\mathbf{r}) = \frac{k^2}{2\pi\varphi_0(\mathbf{r})} \int_V n_1(\mathbf{r}') \varphi_0(\mathbf{r}') \frac{e^{jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV \quad (1.34)$$

où V est le volume où se produisent les inhomogénéités n_1 de l'indice de réfraction, qui expliquent la variation de $\psi_1(\mathbf{r})$.

1.2.4 Propagation d'un faisceau fin : source ponctuelle

La solution générale trouvée précédemment va être utilisée pour décrire le comportement d'une onde sphérique se propageant sous la forme d'un faisceau fin. Il s'agit du cas spécifique des scintillomètres de petite ouverture, ou scintillomètres LASER. Les notions théoriques de tels instruments, ainsi que leur limites seront décrites, afin d'introduire ensuite par comparaison le comportement des scintillomètres à large ouverture.

Une source est dite ponctuelle si la taille de celle-ci est négligeable par rapport à la taille des tourbillons observables. Cette notion dépend donc de la longueur du transect et de la hauteur d'observation. Tatarskii (1961) applique la solution de l'éq. (1.34) au cas des ondes sphériques, ($\varphi = A \cdot \exp(jkr)/r$), en séparant l'intégrale sur le volume, en une intégrale sur le chemin optique, et une intégrale double de Fourier-Stieltjes, qui fait apparaître le spectre turbulent et le nombre d'onde des turbulences. En calculant la valeur moyenne du carré de la partie réelle de $\psi_1(\overline{\chi^2})$, qui n'est autre que la variance logarithme de l'amplitude lumineuse (Meijninger, 2003), on a :

$$\overline{(\text{Re}(\psi_1))^2} = \sigma_{\ln A}^2 = 4\pi^2 k^2 \int_0^\infty dK \int_0^L dz \Phi_{n^2}(K) K \sin^2\left(\frac{K^2 z(L-z)}{2kL}\right) \quad (1.35)$$

où k , le nombre d'onde optique z , la distance de l'émetteur selon l'axe de propagation du rayon lumineux et L , la distance émetteur/récepteur. On pourra aussi exprimer (1.35) à l'aide de la fonction de pondération $W(z)$ suivante :

$$W(z) = \frac{4\pi^2 k^2}{C_{n^2}(z)} \int_0^\infty dK K \Phi_{n^2}(K) \sin^2\left(\frac{K^2 z(L-z)}{2kL}\right) \quad (1.36)$$

Cela permet en effet d'exprimer la variance du logarithme de l'amplitude lumineuse, comme l'intégration du $C_{n^2}(z)$ pondéré par $W(z)$ le long du trajet optique. Ainsi, on a :

$$\sigma_{\ln A}^2 = \int_0^L C_{n^2}(z) W(z) dz \quad (1.37)$$

La figure 1.7, montre par la forme bombée de la fonction de pondération, que les tourbillons qui altèrent le plus le signal lumineux sont ceux qui se trouvent au milieu du trajet.

Pour la suite, j'utiliserai un type de spectre équivalent à celui de Kolmogorov, exprimé en (1.29), afin de pouvoir simplifier les équations. L'équation (1.35) devient alors :

$$\sigma_{\ln A}^2 = 0.124 k^{7/6} L^{11/6} C_{n^2} \quad \text{avec } l_0 \ll F \ll L_0 \quad (1.38)$$

avec F , le diamètre de la première zone de Fresnel ($F = \sqrt{\lambda L}$). On admet en utilisant ce type de spectre, que l'influence de l_0 est négligeable sur les variations du logarithme de l'amplitude

lumineuse. Dans le cas d'une source ponctuelle, cette hypothèse peut s'avérer inexacte et engendrer des erreurs notables (Hartogensis et al. 2002, deBruin et al. 2002, Rao et al. 1999).

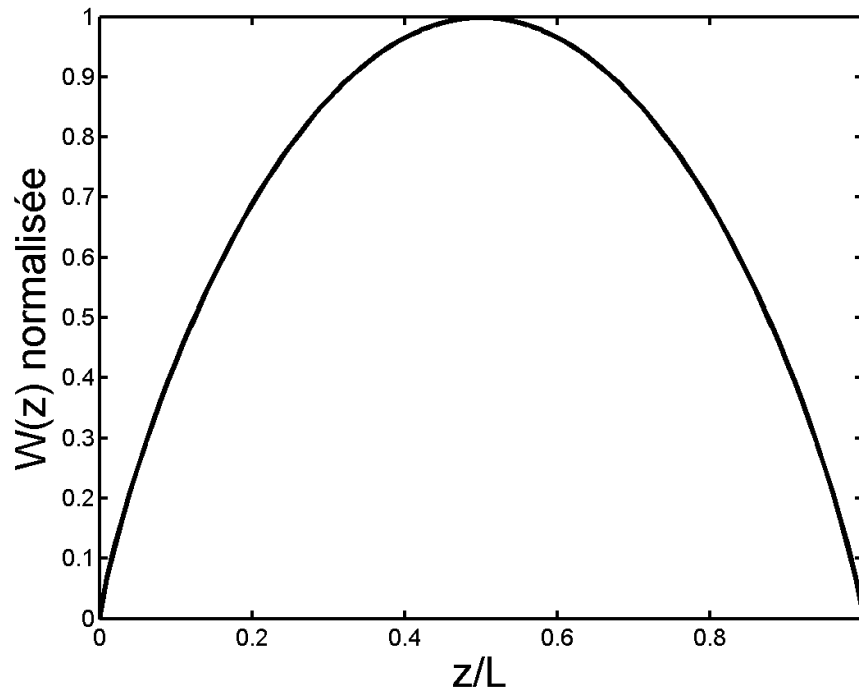


Figure 1.7 : Fonction de pondération normalisée d'un système source/détecteur ponctuels

Avantages et inconvénients :

Les sources ponctuelles présentent des limites lors de leur utilisation aussi bien sur de courtes que sur de longues distances.

- l'hypothèse de faible diffraction n'est applicable que dans les cas de faibles turbulences, i.e. $\sigma^2_{\ln A} < 0.3$. Lorsque l'effet turbulent devient trop important, la linéarité de l'Eq. 1.38 n'est plus valide, et entrent en compte des phénomènes de saturation. Ainsi, pour une valeur fixe de C_{n^2} , si les turbulences deviennent trop importantes, la longueur du trajet doit être réduite, d'où une limitation supérieure en distance.
- lorsque le transect est trop court, l'influence de l_0 ne peut plus être négligée dans l'expression de $\Phi_{n^2}(K)$, pour les fortes valeurs de K . La taille des plus petits tourbillons étant difficile à estimer, cela crée une limite inférieure en distance.

D'après l'état de l'art (Nakaya et al., 2006, Rao et al., 1999, Green et al. 1997, Frehlich, 1992), la théorie des sources ponctuelles s'applique principalement à la propagation de sources Laser à travers l'atmosphère.

Les sources ponctuelles ne sont donc pas utilisables sur de grandes distances, ce qui limite fortement leur intérêt au niveau de la mesure intégrée de flux. Ainsi, on favorise le développement d'instruments à plus grande ouverture (propagation d'un faisceau de diamètre D), permettant d'observer les phénomènes turbulents sur des distances allant de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres

1.2.5 Propagation d'un faisceau large : grande ouverture.

L'utilisation de sources à plus large ouverture permet de palier aux problèmes cités ci-dessus (Ochs et al., 1976), en les repoussant à de plus grandes distances (Kohsiek et al., 2005). Ceci rend ainsi le maniement de la scintillométrie possible sur de longues distances, allant jusqu'à une dizaine de kilomètres pour le XLAS de Kipp&Zonen (domaine d'application de 1km à 8.5km, d'après le constructeur).

Le rayon lumineux qui traverse l'atmosphère est sensible aux tourbillons dont la taille est du même ordre de grandeur que lui. Ainsi, l'influence de l_0 dont la longueur n'excède pas les quelques millimètres peut être totalement négligée lorsque la source est assez large. L'expression donnée en (1.35), est alors modifiée afin de faire intervenir un terme dépendant de la taille de l'ouverture, D (Wang et al., 1978, Renhorn I.G.E, 2006). Pour des raisons pratiques, nous considérerons que la taille de la source à l'émission, et la taille du récepteur sont égales. La variance du logarithme de l'amplitude lumineuse s'écrit alors :

$$\sigma^2_{\ln A} = 4\pi^2 k^2 \int_0^\infty dK \int_0^L dz K \Phi_{n^2}(K) \sin^2\left(\frac{K^2 z(L-z)}{2kL}\right) \times \phi_{Airy}$$

$$\phi_{Airy} = \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KDz}{2L}\right)}{\frac{KDz}{2L}} \right\}^2 \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KD(L-z)}{2L}\right)}{\frac{KD(L-z)}{2L}} \right\}^2 \quad (1.39)$$

Les fonctions de Bessel du premier ordre, J_1 , sont appelées fonctions d'Airy et correspondent à la figure de diffraction d'une ouverture circulaire de diamètre D . Elles agissent sur le signal comme un filtre passe-bas, atténuant ainsi l'effet des fortes valeurs de K et rendant le système insensible aux valeurs de l_0 (tant que $D/l_0 > 20$, Hill and Ochs, 1978). Comme précédemment, on peut exprimer l'équation (1.39) à l'aide d'une fonction de pondération :

$$W(z) = \frac{4\pi^2 k^2}{C_{n^2}} \int_0^\infty dK K \Phi_{n^2}(K) \sin^2\left(\frac{K^2 z(L-z)}{2kL}\right) \times \phi_{Airy}$$

$$\phi_{Airy} = \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KDz}{2L}\right)}{\frac{KDz}{2L}} \right\}^2 \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KD(L-z)}{2L}\right)}{\frac{KD(L-z)}{2L}} \right\}^2 \quad (1.40)$$

Cette dernière est représentée graphiquement sur la Fig. 1.8, où l'on remarque que l'influence des miroirs augmente l'importance des turbulences de la zone centrale, en diminuant fortement l'effet des tourbillons proches des extrémités. L'expression (1.40) se simplifie en :

$$\sigma_{\ln A}^2 = 0.223D^{-7/3}L^3C_n^2, \quad (1.41)$$

avec la contrainte $l_0 \ll F \ll D \ll L_0$, où F est la première zone de Fresnel, $F = \sqrt{\lambda L}$.

Ainsi, les variations d'intensité d'une onde à large faisceau ne sont dépendantes que de la taille du diamètre de l'ouverture, de la longueur du trajet et du paramètre de structure de l'indice de réfraction, et ce, quelque soit la longueur d'onde utilisée.

Remarque : Les systèmes optiques (ponctuels ou à large ouverture) ont tendance à mesurer l'intensité du rayonnement plutôt que leur amplitude. En effet, le signal reçu est mesuré par une photodiode qui convertit l'intensité lumineuse en courant électrique. Cette dernière fonctionnant avec une loi en carré, l'expression de I est proportionnelle à l'amplitude au carré, A^2 . On retrouve donc souvent dans le cas de sources à large ouverture, l'expression (1.41) en fonction du logarithme de l'intensité et non de l'amplitude, soit :

$$\sigma_{\ln I}^2 = 0.892D^{-7/3}L^3C_n^2 \quad (1.42)$$

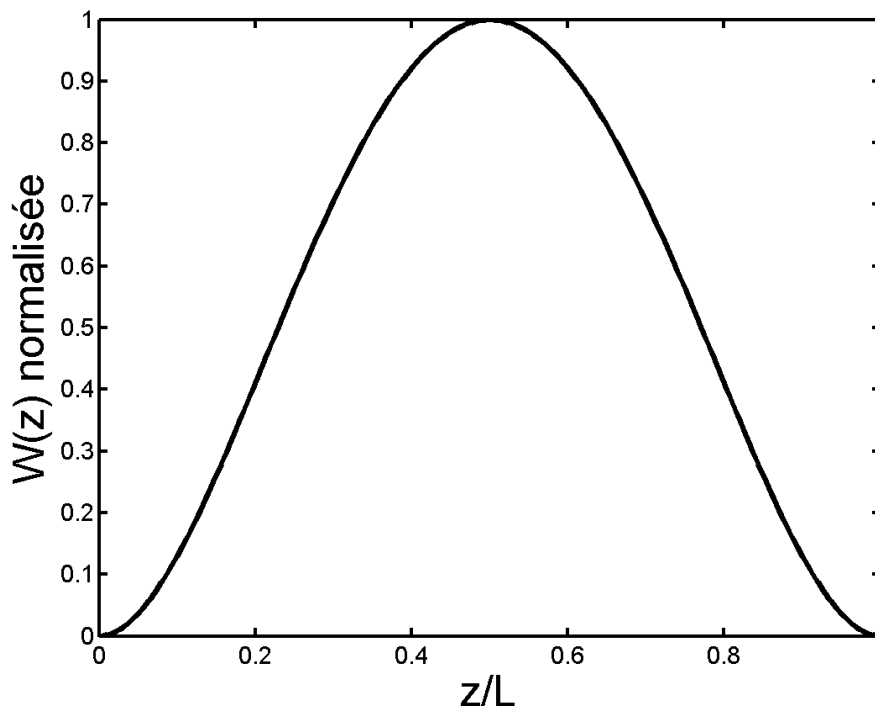


Figure 1.8 : Fonction de pondération normalisée d'un système à ouverture large.

Contraintes d'utilisation :

Parmi les contraintes des instruments à grande ouverture, on retrouve comme précédemment les phénomènes de saturation lors de fortes turbulences. La proportionnalité entre $\sigma_{\ln A}^2$ et C_{n^2} n'est valide qu'à condition que les turbulences ne soient pas trop fortes (Ochs and Hill, 1982), c'est à dire si :

$$C_{n^2} < 0.181D^{5/3} \lambda^{1/3} L^{-8/3} \quad (1.43)$$

Les phénomènes de saturation sont donc fonction du rapport entre le diamètre de l'ouverture et la longueur du trajet. Effectivement, plus la longueur du transect est grande, plus vite apparaîtront les phénomènes de saturation. Cependant, en augmentant la taille du diamètre, la distance critique de saturation peut être repoussée à des distances plus importantes. Finalement, la longueur limite du transect, en présence de turbulence modéré, est imposé par le respect de l'hypothèse de diffraction à l'ordre 1, (Meijninger, 2003):

$$F = \sqrt{\lambda L} < \frac{D}{2} \quad (1.44)$$

Ainsi, pour une longueur d'onde de 940nm, et un diamètre de 15cm, la longueur maximale du transect est de 6km.

1.3 Méthodes de calcul de flux

Lorsqu'on s'intéresse au suivi de surfaces cultivées, de prairies ou de forêts, il est important de pouvoir quantifier l'énergie disponible à la croissance de la plante. C'est pourquoi, des systèmes instrumentaux sont généralement installés sur les sites expérimentaux de manière à mesurer le bilan d'énergie et d'autres flux de masse. En ce qui concerne les flux turbulents, il existe plusieurs techniques de mesure de flux à partir de station au sol, telles que la méthode des gradients, ou plus récemment, la méthode des corrélations ou Eddy Covariance (EC, par la suite). Cette dernière est une technique de mesure directe, qui sert de référence dans la communauté scientifique.

Cette méthode fournit des mesures très localisées autour de la station (de la dizaine à quelques centaines de mètre, suivant l'état de la turbulence). Si l'on souhaite étendre les mesures de flux à des zones plus importantes, on peut alors s'appuyer sur des techniques de propagation d'ondes électromagnétiques pour caractériser la turbulence atmosphérique et par conséquent les échanges avec la surface. Ainsi la scintillométrie permet d'estimer les flux de chaleur sensible sur des distances allant de la centaine de mètre à plusieurs kilomètres.

1.3.1 Méthode par Eddy Covariance (EC)

Un flux de surface est, par définition, la quantité d'énergie qui traverse perpendiculairement une surface par unité de temps ($W.m^{-2}$). En général, on appelle surface, le système sol + couvert végétal. Ainsi, le flux de masse F d'un scalaire X dépend de la vitesse verticale du vent w ($m.s^{-1}$), et de la concentration, c (kg/m^3) :

$$F = \overline{wc} \quad (1.45)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, on peut appliquer la décomposition de Reynolds aux 2 paramètres, w et c , pour séparer les variations lentes, des variations turbulentes. On obtient alors :

$$F = \overline{(\bar{w} + w')(\bar{c} + c')} = \underbrace{\overline{w\bar{c}}}_{\text{I}} + \underbrace{\overline{w'c'}}_{\text{II}} \quad (1.46)$$

Le premier terme (I) représente la partie du flux contrôlée par la vitesse verticale moyenne du vent et le second (II), la corrélation des fluctuations turbulentes de w et de c . Le problème qui se pose alors, et en particulier pour la méthode des corrélations, est la mesure du vent moyen, \bar{w} dans (I). Dans la section 1.1.2, on a vu que pour simplifier l'équation de bilan d'un constituant dans l'atmosphère, on fait en général l'hypothèse que l'écoulement moyen est horizontalement homogène à la surface, ce qui implique que $\bar{w} \rightarrow 0$. Cette hypothèse d'écoulement horizontal homogène permet d'éliminer dans l'équation 1.3 les termes de divergence de flux horizontaux. D'autre part, on considère aussi l'hypothèse de stationnarité de l'écoulement qui permet d'ignorer les termes de stockage. Cela implique de déterminer le repère idoine et l'opérateur de moyenne qui répondent aux règles de l'opérateur de Reynolds et pour lesquels on peut remplacer le flux $F = \overline{wc}$ par la covariance turbulente uniquement, i.e. $\overline{w'c'}$.

De manière générale, le repère choisi (i.e. le repère défini par l'écoulement moyen sur la période) ne permet pas d'avoir une vitesse verticale parfaitement égale à 0. En effet, dans ce repère, l'intensité de la vitesse moyenne verticale est tellement faible ($\approx 0.1mm.s^{-1}$) qu'elle devient quasiment impossible à mesurer (Van Dijk et al., 2004). Le premier terme étant négligeable, mais non nul, il fut souvent omis par le passé. Webb et al. (1980) définirent une méthode permettant de tenir compte du terme (I), en introduisant le rapport de mélange plutôt que la concentration du constituant. Cette méthode, appelée, la correction WPL, modifie (1.46), qui devient :

$$F_c = \overline{\rho w' r_c'} \quad (1.47)$$

avec ρ , masse volumique de l'air, et $r_c = c/\rho$, le rapport de mélange scalaire.

Depuis, d'autres corrections sont appliquées pour pallier aux hypothèses de stationnarité, d'homogénéité et d'isotropie. Elles sont fortement recommandées dans le protocole des données mesurées dans le cadre de CarboEurope¹ (voir section 1.3.2).

La méthode des corrélations turbulentes (Eddy Covariance) est considérée comme la mesure de flux la plus directe, et comme la méthode de référence. Effectivement, elle se rapproche le plus de la définition du flux comme le produit d'une vitesse et d'un scalaire, et ne dépend pas des hypothèses de similitude, ou de la fermeture du bilan d'énergie. Cependant, cette méthode est soumise aux contraintes théoriques telles que l'homogénéité ou la stationnarité de la turbulence, ainsi qu'aux problèmes liés à l'instrumentation : fréquence d'échantillonnage, distance entre les capteurs...

1.3.2 Instrumentation du système Eddy Covariance

La méthode EC repose sur la mesure des fluctuations à haute fréquence de la vitesse verticale du vent et du scalaire observé (température, vapeur d'eau, concentration...). Les instruments de mesure d'une station EC, généralement utilisés sont :

- anémomètre sonique CSAT3, pour la vitesse et direction du vent (à 20Hz) ;
- analyseur de gaz LiCor LI7500, pour la densité moléculaire de CO₂ et H₂O (à 20Hz);
- sonde Vaisala HMP35A, pour la température et l'humidité relative de l'air ;

Les données mesurées par ces instruments sont ensuite collectées sur des stations de stockage (Ex : Datalogger CR5000, Campbell Scientific Inc.), qui effectuent les premiers traitements.

Comme le calcul de la covariance entre le vent et le scalaire observé est effectué sur la partie fluctuante de celui-ci, il est nécessaire de travailler avec des instruments rapides (≈ 20 Hz). Le choix de la fréquence de travail dépend alors de la taille des tourbillons à observer, et de la hauteur de rugosité et de la hauteur des instruments sur le mât de mesure. Finalement, la covariance moyenne est calculée sur une période assez longue (30min-1h) ce qui correspond à un compromis permettant d'échantillonner les plus grands tourbillons et de vérifier l'hypothèse de stationnarité de l'écoulement. Les mesures obtenues par les instruments d'une station EC doivent être corrigées pour s'affranchir des erreurs telles que les variations du taux d'humidité relative de l'air, la disposition des capteurs les uns par rapport aux autres. D'après le protocole de CarboEurope¹, les données EC sont corrigées pour :

¹ CarboEurope : campagne européenne de suivi du cycle du carbone à différentes échelles de mesure. Site Web : <http://carboeurope.org>.

- le délai entre les capteurs : la distance entre l'anémomètre et le capteur mesurant le scalaire engendre un retard pour la synchronisation des mesures à cause de la fréquence élevée de l'acquisition des mesures;
- la correction par double rotation (Aubinet et al, 2000, Kaimal and Finnigan, 1994) : permet de se ramener à un référentiel plan (afin de visualiser l'écoulement horizontal), en annulant la composante verticale moyenne du vent;
- l'humidité et la température sonique (Schotanus et al., 1983) : les anémomètres soniques ne mesurent pas directement la température de l'air mais la vitesse de propagation du son dans l'air, qui dépend de la température et de l'humidité;
- la réponse en fréquence et l'intégration du trajet optique (Moore 1986 ; Horst 1999) : des pertes d'information aux hautes fréquences sont dues à l'intégration des scalaires le long du trajet optique, et au temps de réponse des capteurs ;

Le logiciel utilisé pour le calcul des flux est le logiciel EdiRe (University of Edinburgh). Il effectue la plupart des corrections qui n'ont pas été faites lors de l'acquisition, à l'aide du datalogger.

Parmi les flux observables dans la couche limite, on définira plus précisément les flux de chaleur (H et $L_v E$), définis en 1.1.2, et le flux de quantité de mouvement, τ . Ce dernier correspond à la force de cisaillement du vent. On peut écrire :

$$H = \overline{\rho c_p w' \theta'} \quad (1.48)$$

$$L_v E = \overline{\rho L_v w' q'} \quad (1.49)$$

$$\vec{\tau} = -\overline{\rho [w' u' \vec{i} + w' v' \vec{j}]} \quad (1.50)$$

où c_p , la capacité calorifique de l'air, ρ sa masse volumique, θ , sa température potentielle, L_v , la chaleur latente de vaporisation de l'eau, q , l'humidité spécifique et (u, v, w) les composantes du vent dans le trièdre direct $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$.

1.3.3 Scintillométrie pour le calcul de flux intégré : cas général

La méthode d'Eddy Covariance décrite précédemment est une référence en matière de calcul de flux de surface, mais une référence qui ne peut être représentative sur des grandes surfaces, de la taille d'un pixel satellite. Les méthodes de propagation optique permettent alors d'accéder à des flux représentatifs de surfaces bien plus larges. L'utilisation de la scintillométrie pour le calcul de flux de chaleur sensible est décrite dans les paragraphes suivants.

La scintillométrie, par l'intermédiaire de ses instruments de mesures (les scintillomètres) repose sur les théories précédemment décrites : théorie de similitude, propagation des ondes dans un milieu d'indice de réfraction variable. La mesure des variations du signal d'un rayon traversant l'atmosphère entre un émetteur et un récepteur permet de calculer le paramètre de structure de l'indice de réfraction de l'air (C_{n^2}). Le C_{n^2} contient une information sur l'état turbulent de l'atmosphère, qui sert *a posteriori* à estimer les flux de chaleur intégrés.

Relation entre les paramètres de structure de l'indice de réfraction, de température et d'humidité

Le paramètre de structure de l'indice de réfraction, C_{n^2} , ainsi que l'indice de réfraction lui-même, sont des variables dépendant principalement de la température (T), de l'humidité spécifique (q) et de la pression (P). L'effet de la pression pouvant être négligé (Hill et al., 1978), on peut exprimer l'indice de réfraction comme seule fonction de T et q . A l'aide de la décomposition de Reynolds, les variations de l'indice de réfraction s'expriment comme :

$$\delta n = A_q \frac{\delta q}{q} + A_T \frac{\delta T}{T} \quad (1.51)$$

avec $A_T = \overline{T} \partial n / \partial T$, $A_q = \overline{q} \partial n / \partial q$. Ces derniers sont dépendants de la longueur d'onde de propagation (Andreas, 1989) et Andreas (1988) donne leurs expressions pour des longueurs d'onde allant de 360nm à 3mm. Dans la bande de 0.36 à 3 μm :

$$A_T / T = -m_1(\lambda) (P/T^2) \quad \text{en } \text{K}^{-1} \quad (1.52)$$

$$A_q / q = 4.6150 [m_2(\lambda) - m_1(\lambda)] \quad \text{en } \text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \quad (1.53)$$

avec :

$$m_1(\lambda) = \left(23.7134 + \frac{6839.397}{130 - \sigma^2} + \frac{45.473}{38.9 - \sigma^2} \right) 10^{-6} \quad (1.54)$$

$$m_2(\lambda) = (64.8731 + 0.58058\sigma^2 - 0.0071150\sigma^4 + 0.0008851\sigma^6) 10^{-6} \quad (1.55)$$

et $\sigma = 1/\lambda$ (avec λ en μm). En introduisant 1.51 dans 1.20, on obtient :

$$D_{n^2}(r) = 2 \left(\overline{(\delta n)^2} - \overline{\delta n(x) \delta n(x+r)} \right) = C_{n^2} r^{2/3} \quad (1.56)$$

En développant la parenthèse de (1.56), et en introduisant le paramètre de structure de la température et de l'humidité C_T^2 et C_q^2 , on obtient le paramètre de structure de l'indice de réfraction en fonction de celui de température et d'humidité, et du terme de covariance C_{Tq} :

$$C_{n^2} = \frac{A_T^2}{T^2} C_{T^2} + \frac{A_q^2}{q^2} C_{q^2} + 2 \frac{A_T A_q}{T q} C_{Tq} \quad (1.57)$$

Meijninger (2003), donne les valeurs typiques de A_T et A_q pour les longueurs d'onde visibles et micro-ondes. Le rapport de A_T sur A_q pour ces deux régions est d'environ 400 pour le visible et 5 pour les micro-ondes, ce qui montre la forte dépendance de n vis à vis de la température dans le visible, et une dépendance équilibrée entre q et T dans les micro-ondes.

Du paramètre de structure au flux de chaleur sensible

Dans cette thèse, je m'intéresserai exclusivement aux scintillomètres fonctionnant dans le domaine du visible-proche infrarouge, c'est à dire sensibles principalement aux variations de température. On va alors chercher à exprimer C_{n^2} en fonction du paramètre de structure de température, C_{T^2} . Afin de prendre en considération l'influence des autres termes, l'expression (1.57) peut être simplifiée en introduisant le rapport de Bowen, qui permet de relier température et humidité par le rapport du flux de chaleur sensible sur le flux de chaleur latente, $\beta = H/L_v E$:

$$C_{n^2} = \left(\frac{A_T}{T} \right)^2 C_{T^2} \left(1 + \frac{A_q}{q} \frac{\bar{T}}{A_T} \frac{c_p}{L_v \beta} \right)^2 \quad (1.58)$$

c_p , la capacité calorifique de l'air, et L_v , chaleur latente de vaporisation de l'eau. A partir de données météorologiques standard ($T=300K$, $q=10^{-2}kg/kg$ et $P=10hPa$), on retrouve l'équation (1.58) sous la forme simplifiée (Wesely, 1976) :

$$C_{n^2} = \left(\frac{-0.78 * 10^{-6} * P}{T^2} \right)^2 C_{T^2} \left(1 + \frac{0.031}{\beta} \right)^2 \quad (1.59)$$

Le premier terme est calculé pour une longueur d'onde à 940nm (utilisée pour les premiers scintillomètres optiques, et de nos jours remplacée par une longueur d'onde à 880nm) à l'inverse du terme devant β , qui est calculé à l'aide des données météorologiques.

D'après la théorie de similitude de Monin-Obukhov (MOST), C_{T^2} est lié à l'échelle caractéristique de température T^* , par une fonction universelle, définie expérimentalement, et dépendante de z et L_O . Cette relation s'exprime sous la forme :

$$\frac{C_{T^2} (z_{LAS} - d)^{\frac{2}{3}}}{T_*^2} = f_{TT} \left(\frac{z_{LAS} - d}{L_O} \right) \quad (1.60)$$

Cette fonction, f_{TT} , prend des valeurs différentes selon les auteurs, et les conditions d'étude. Les différences entre ces fonctions (Table 1.1) peuvent être très importantes, et engendrer des

erreurs sur les flux de l'ordre de 15% (cas où l'on compare les flux calculés avec la fonction d'Andreas (1988) et celle de de Bruin (1993)). Ces formulations restent des fonctions empiriques, ce qui implique que les scintillomètres n'effectuent pas une mesure directe du flux de chaleur sensible mais en estime la valeur à partir de la paramétrisation de la fonction universel f_{TT} .

| Références | Atmosphère instable ($z/L_o < 0$) | Atmosphère stable ($z/L_o > 0$) |
|-----------------------------|--|--|
| Wyngaard et al. (1971) | $4.9 \left(1 - 7 \frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right)^{\frac{2}{3}}$ | $4.9 \left(1 + 2.75 \frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right)$ |
| Wyngaard et al. (1973) | $4.9 \left(1 - 7 \frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right)^{\frac{2}{3}}$ | $4.9 \left(1 + 2.4 \left(\frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right)^{\frac{2}{3}} \right)$ |
| Andreas (1988) | $4.9 \left(1 - 6.1 \frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right)^{\frac{2}{3}}$ | $4.9 \left(1 + 2.2 \left(\frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right)^{\frac{2}{3}} \right)$ |
| De Bruin (1993) | $4.9 \left(1 - 9 \frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right)^{\frac{2}{3}}$ | 4.9 |
| Hill et al. (1992) | $8.1 \left(1 + 15 \left \frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right \right)^{\frac{2}{3}}$ | |
| Thiermann and Grassl (1992) | $3.44k^{\frac{2}{3}} \left(1 - 7 \frac{z_{LAS} - d}{L_o} + 75 \left(\frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right)^2 \right)^{\frac{1}{3}}$ | $3.44k^{\frac{2}{3}} \left(1 + 7 \frac{z_{LAS} - d}{L_o} + 20 \left(\frac{z_{LAS} - d}{L_o} \right)^2 \right)^{\frac{1}{3}}$ |

Table 1.1: Fonctions de similitude de Monin et Obukhov (f_{TT}) en fonction de la stabilité de la couche limite de surface et selon les auteurs.

Les différentes fonctions ont été représentées sur les Fig. 1.9 pour les cas instables et Fig. 1.10, pour les cas stables. Pour ce travail, j'ai utilisé la formulation de Andreas (1989) pour déterminer la relation entre C_{T^2} et T^* . Cette dernière a un comportement moyen par rapport à l'ensemble des formulations existantes, et elle est aussi utilisée dans le logiciel WinLas v2.2 (disponible sur le site Kipp&Zonen). L'expression du flux de chaleur sensible H , à partir de la connaissance de T^* et u^* est défini par la relation:

$$H = -\rho c_p T^* u^* \quad (1.61)$$

avec ρ , la densité de l'air (kg.m^{-3}), et c_p , la capacité calorifique de l'air ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

L'inconvénient est cependant de mélanger des variables intégrées spatialement (T_*) et mesurées localement (u_*). Dans le but de n'utiliser que des paramètres intégrés sur la distance optique, différentes expériences ont été menées afin d'estimer la vitesse de frottement intégrée. Lagouarde et al. (2000) testèrent la méthode dite de 'C_{T²}-profile' sur une plaine mexicaine, lors du programme SALSA. Cette méthode consiste à mesurer C_{T²} avec des LAS positionnés à deux hauteurs, et à en déduire L_O pour calculer u*. Ils conclurent que les flux obtenus par cette méthode divergeaient des résultats de simulation et qu'il existait de sérieuses limites à cette méthode. D'après ces auteurs, cette méthode conduit à des estimations du flux H non réalistes et à l'impossibilité d'effectuer les calculs de flux à la fois dans les conditions proches de la neutralité et dans les conditions très instables (Lagouarde et al., 2000). Finalement, l'utilisation d'un profil de vent (avec une mesure ponctuelle) est suffisant pour calculer H. Plus généralement, la formulation de u* est donnée par le profil de flux standard proposé par Panofsky and Dutton, (1984), soit :

$$u_* = \frac{k_v u}{\ln\left(\frac{z_u - d}{z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{z_u - d}{L_o}\right) + \psi_m\left(\frac{z_0}{L_o}\right)} \quad (1.62)$$

où, z_u, est la hauteur de mesure de u et ψ_m est une fonction de stabilité universelle, définie dans le cas instable par (Businger et al., 1967 ; Paulson, 1970):

$$\psi_m\left(\frac{z}{L_o}\right) = 2 \ln\left[\frac{1+x}{2}\right] + \ln\left[\frac{1+x^2}{2}\right] - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2} \quad (1.63)$$

avec

$$x = \left(1 - \frac{16z}{L_o}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (1.64)$$

et dans le cas stable par :

$$\psi_m\left(\frac{z}{L_o}\right) = -5 \frac{z}{L_o} \quad (1.65)$$

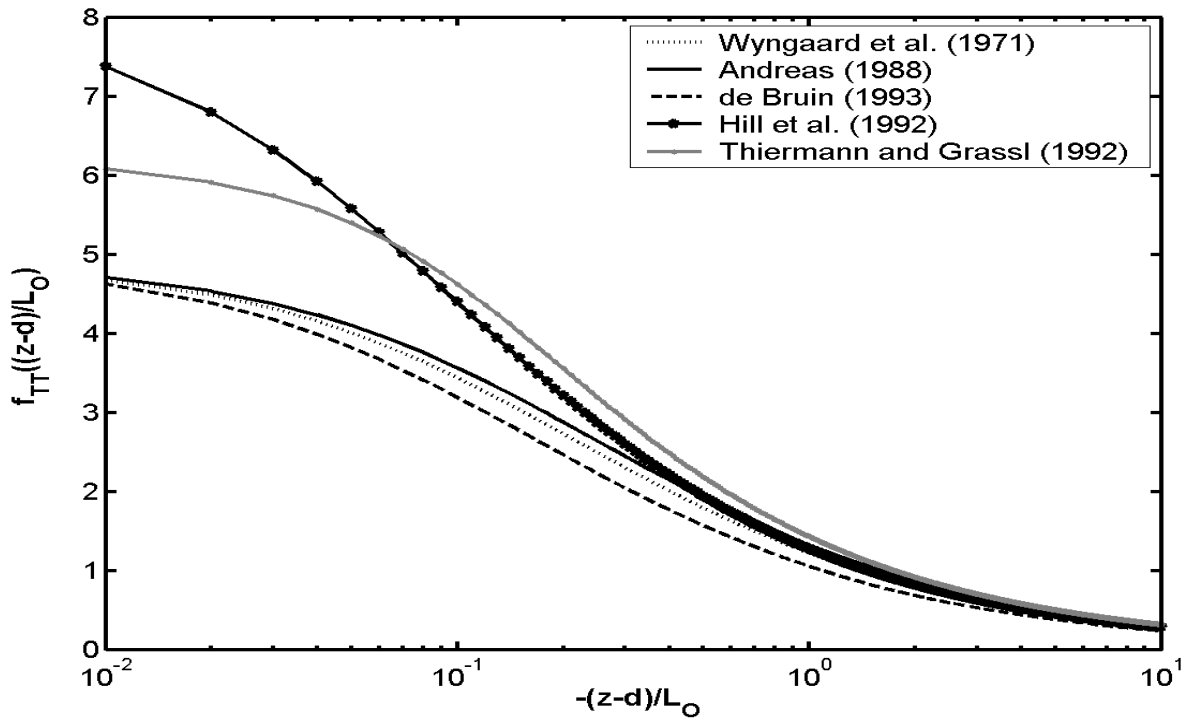


Figure 1.9 : Comparaison entre les différentes fonctions de Monin et Obukhov dans le cas instable ($z/L_O < 0$).

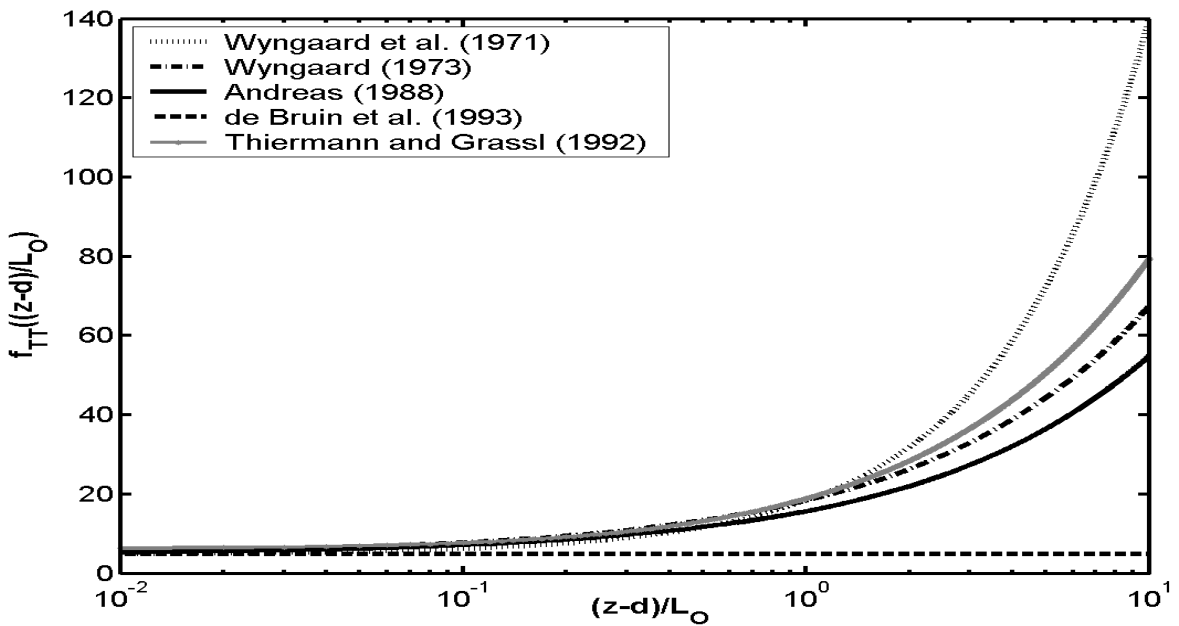


Figure 1.10 : Comparaison entre les différentes fonctions de Monin et Obukhov dans le cas stable ($z/L_O > 0$).

L'estimation de u_* à l'aide du profil de vent est justifiée dans le cas de calcul de flux sur des surfaces homogènes. Cependant, l'utilisation de variables ponctuelles pour effectuer des mesures spatialisées, dans le cas de surfaces hétérogènes, peut être une contrainte dont il faut tenir compte (Lagouarde et al., 2002, Ezzahar et al., 2007). Dans cet ouvrage, les surfaces

d'expérimentation seront homogènes, l'utilisation de scintillomètre sur des surfaces hétérogènes ne sera donc pas développée.

1.4 Conclusion

Cette première partie me permet d'introduire le contexte théorique et expérimental dans lequel s'est déroulée ma recherche. L'étude du suivi des végétations (culture, prairie, forêt) nécessite une connaissance approfondie des échanges entre le sol, le couvert végétal et l'atmosphère. Celle-ci requiert la mesure des flux d'énergie ou de matière, se dégageant de la surface : flux de chaleur, de carbone ... La couche limite atmosphérique (CLA), est la couche de l'atmosphère en contact direct avec la surface, et donc la végétation. De sa proximité avec le sol, l'écoulement de l'air a un comportement turbulent du en particulier au cisaillement du vent, ou aux gradient de température. C'est cette turbulence qui va permettre un échange efficace d'énergie et de matière entre la surface terrestre et l'atmosphère. Les mesures de flux s'effectuent principalement dans la partie basse de la CLA, appelée CLS, couche limite de surface, car celle-ci est à proximité du le sol et que la turbulence y est homogène. Dans ces conditions, l'utilisation de la théorie de similitude de Monin et Obukhov est favorisée, ce qui permet de modéliser l'état de l'atmosphère ainsi que les transferts de matière et d'énergie à partir d'un nombre limité de paramètres indépendants.

La méthode de mesure de flux la plus répandue actuellement est la méthode des corrélation turbulentes, appelée Eddy Covariance (EC). Celle-ci permet d'avoir une mesure directe d'un flux, par exemple le flux de chaleur sensible H à partir de mesures à haute fréquence des variations de la vitesse du vent vertical et de celles de la température T . Bien qu'elle soit une mesure de référence, cette méthode est limitée par sa représentativité, qui est restreinte à l'environnement proche des capteurs.

Afin de mesurer des flux sur de grandes distances (entre 100m et 10km), il est nécessaire d'utiliser des méthodes de propagation d'ondes, de préférence électromagnétiques. Effectivement, lorsqu'une onde se propage à travers l'atmosphère, elle est altérée par les variations de l'indice de réfraction de l'air, provenant des variations sur T et q , et transportées par les turbulences atmosphériques. En observant les variations d'une onde traversant l'atmosphère entre un émetteur et un récepteur (séparé par une distance L), on accède alors à une information sur l'état de la turbulence, par l'intermédiaire du paramètre de structure de l'indice de réfraction, C_{n^2} . Cette méthode permettant d'accéder à l'état de la turbulence (au C_{n^2}) à partir des variations de l'amplitude du signal lumineux, s'appelle la scintillométrie.

Finalement, les valeurs du C_{n^2} associées à des mesures météorologiques (vent, température, pression) permettent de calculer le flux de chaleur sensible intégré sur la distance L , en faisant intervenir la théorie de similitude de Monin et Obukhov.

Un scintillomètre est donc un instrument composé d'un émetteur et d'un récepteur, permettant la propagation d'une onde électromagnétique et l'observation des variations de cette onde au cours du temps au niveau du récepteur. Il existe deux paramètres primordiaux permettant de classer les scintillomètres en différentes catégories : la longueur d'onde d'émission et la taille du faisceau. Le premier paramètre modifie la dépendance du C_{n^2} vis à vis de la température et de l'humidité. Ainsi, dans les courtes longueurs d'onde, C_{n^2} sera généré principalement par les fluctuations de température, alors que pour les micro-ondes, les fluctuations d'humidité seront tout aussi importantes. L'augmentation de la taille du faisceau va, quant à elle, permettre des mesures sur de plus grandes distances, rendant l'importance de l'échelle interne des turbulences (l_0) négligeable et réduisant les phénomènes de saturation. Au vu des caractéristiques des différents instruments, je vais m'intéresser plus particulièrement aux scintillomètres à large ouverture (taille de faisceau entre 15 et 30 cm), dont la longueur d'onde de propagation se situe dans le visible proche infrarouge (940nm).

Chapitre 2 : Conception et réalisation d'un scintillomètre optique

Cette première partie expérimentale a pour objectif de décrire les étapes de conception et la réalisation d'un scintillomètre optique. Le but était de contribuer à la maîtrise de la technologie utilisée en scintillométrie, avant de le faire évoluer. Le cahier des charges de ce scintillomètre a été étudié pour explorer 2 axes principaux : optimisation par traitement numérique du signal, et la propagation bi-chromatique. Les critères les plus importants sont donc :

- l'obtention et enregistrement du signal à la sortie du photodétecteur, sans traitements préalables, afin de pouvoir appliquer des traitements numériques (filtres) dans l'objectif de séparer différents phénomènes physiques ;
- la possibilité de modifier l'électronique et d'intervenir sur les éléments optiques (ajout de filtres, de séparateur) de manière très simple ;
- trouver une base mécanique et optique standardisée, en prévision de la réalisation de plusieurs prototypes, et pour limiter l'ampleur des tâches de fabrication,;

Après une description complète et détaillée sur la conception d'un tel instrument, le prototype sera validé par comparaison avec un scintillomètre LAS (Wageningen, WUR), dans les mêmes conditions de mesure.



Photo n°1 : Prototype de scintillomètre installé sur une tour de parpaings (hauteur 3m) et LAS (modèle Wageningen) sur un mât (hauteur 6m), sur le site de Lamasquère (31)

2.1. Instrumentation

Les scintillomètres sont composés d'un émetteur et d'un récepteur, situés à plusieurs centaines de mètre l'un de l'autre. L'émetteur envoie un faisceau lumineux (onde électromagnétique) dimensionné par un système optique constitué de miroirs, lentilles ou antennes. Le récepteur enregistre les variations d'intensité de cette onde, et les traduit en paramètre de structure de l'indice de réfraction. Un scintillomètre est caractérisé par :

- le diamètre du faisceau : pour les systèmes optiques, la taille du faisceau permet de définir les distances d'utilisation, ainsi que la taille des tourbillons les plus influents ;
- la longueur d'onde d'émission : celle-ci permet d'augmenter la sensibilité du C_{n^2} à la température (dans le cas de longueurs d'onde dans le visible/proche infrarouge) ou à l'humidité (cas des longueurs d'onde dans les micro-ondes).

Après une étude détaillée des scintillomètres existant ou ayant existé, qui nous permettra d'expliquer les choix effectués par la suite, les différentes étapes de la conception d'un scintillomètre optique seront présentées.

2.1.1 Développement et évolution des scintillomètres : Etat de l'art.

Cette rubrique présente l'état de l'art sur le développement et la production des différents types de scintillomètres, ou autres technologies utilisant le principe de scintillométrie. Elle permet d'avoir une vision globale des instruments et techniques utilisées, afin de choisir la plus adéquate au développement instrumental d'un prototype.

LAS et XLAS

Ce sont les modèles développés à l'origine par l'Université de Wageningen (Meteorology and Air Quality Group), et commercialisés depuis par la compagnie Kipp&Zonen. Ces modèles diffèrent principalement par le diamètre du faisceau, et donc par les distances d'utilisation :

- LAS (large aperture scintillometer: diamètre du faisceau $D=15\text{cm}$) couvrant des transects de 250 m à 4.5km
- XLAS (extra-large aperture scintillometer: $D=30\text{cm}$), couvrant des transects de 1km à 8.5km

La propagation d'un large faisceau est réalisée, sur les premiers modèles de LAS, à l'aide d'un miroir sphérique (ou ellipsoïdale), et dont le point focal est situé sur le trajet optique,

créant un léger effet d'obstruction. Depuis 2005 environ, les lentilles de Fresnel de focale 30cm (LAS) et 60cm (XLAS), ont remplacé les miroirs. Les sources sont constituées d'une diode dont le spectre d'émission, pour les modèles récents, est centré à 880nm (anciennement à 940nm). Ce sont actuellement les plus utilisés dans les campagnes de mesures de flux (de Bruin et al., 1995, Meijninger et al., 2004), et leurs résultats ont déjà été éprouvés (McAneney et al. 1995, Lagouarde et al., 2000, Kohsiek et al., 2005). Récemment, Kleissl et al. (2008) ont comparé 6 scintillomètres de type LAS dans des conditions expérimentales équivalentes. Les résultats montrent qu'il existe entre les différents instruments une différence moyenne de 10%, pouvant aller jusqu'à 20% de H . Plusieurs hypothèses sont proposées par les auteurs pour expliquer ces différences :

- sensibilité de l'instrument à la calibration de l'électronique, et au réglage du potentiomètre (réglage de la distance du transect) ;
- différences entre les diamètres 'effectifs' des différents instruments dues au mauvais positionnement de la LED ou du photorécepteur;

Cependant, Moene et al. (2005b) constate que les erreurs de calibration et de réglage, sont en moyenne, inférieures à 3% (Moene, 2005b). La différence entre les diamètres effectifs (constatée aussi par Kipp&Zonen), ainsi que la mauvaise focalisation de la LED ou du photorécepteur, sont des sources d'erreurs plus importantes (allant jusqu'à 30%) selon Kleissl et al. (2008). Ainsi l'écart entre les mesures des différents scintillomètres semblent être à imputer à des problèmes d'alignement de l'optique pour chaque instrument (éclairage non homogène de la part de la LED, mauvaise focalisation de la LED ou du photorécepteur), ce qui génère des diamètres effectifs différents

SLS, BLS

Il s'agit d'une variante des scintillomètres classiques développée par la compagnie allemande Scintec. Les deux modèles présentés diffèrent encore par la taille de leur faisceau :

- SLS, Surface Layer Scintillometer (d'abord nommé DBSAS) couvrant des transects entre 50 et 250m. L'émission est réalisée à l'aide d'une source LASER à 670nm. Ces instruments permettent d'effectuer des mesures complémentaires à celles du C_n^2 : échelle interne, vitesse du vent transverse... (Hartogensis et al., 2002, de Bruin et al., 2002)
- BLS, Boundary Layer Scintillometer, sont des scintillomètres à doubles faisceaux, à l'émission et un seul récepteur. Ils permettent de couvrir des transects entre 500m et 5km, et opèrent à la longueur d'onde de 880nm. La taille des faisceaux est

approximativement de 15cm. La propagation de deux faisceaux parallèles permet de calculer la vitesse du vent transverse à l'aide d'une mesure de covariance des deux signaux reçus au niveau du détecteur. Cet instrument présente l'originalité d'utiliser au niveau de l'émission un réseau circulaire de LED, favorisant l'alignement des instruments

Ils sont, de nos jours, de plus en plus utilisés (Hartogensis, 2006 ; Conrad et al., 2007 ; Guyot et al., 2009). De plus, Kleissl et al. (2009) ont fait une étude comparative sur plusieurs BLS pour estimer la dérive entre les différents instruments. En comparant les flux H de 4 BLS, les auteurs ont observé un écart de 3% sur la pente de régression a été observé, dans des conditions expérimentales équivalentes. Ces flux, comparés à ceux d'un LAS, montrent une surestimation de H de la part du LAS de plus de 20%.

LOA-004 (LOA-005 depuis 2009)

Il s'agit du modèle américain des scintillomètre à double faisceaux, produit par l'entreprise Sosef. A la différence du BLS ou du DBSAS, le rayon se propageant est unique et n'est séparé en 2 qu'au niveau du récepteur. La structure générale est semblable aux LAS de Wageningen, avec une source d'émission à 940nm. L'instrument fonctionne sur des distances comprises entre 300m et 3km Peu d'ouvrages ont déjà présenté leurs caractéristiques, mais une thèse sur leur utilisation a été publiée (Font Jimenez, 2006).

Les instruments présentés précédemment ont tous la particularité de fonctionner dans les longueurs d'onde du visible/proche infrarouge, et sont donc plus sensibles aux variations de température. En augmentant la longueur d'onde d'émission jusqu'au micro-onde, le C_{n^2} est sensible de manière équivalente aux variations d'humidité et de température.

MWS

Micro Wave Scintillometer, est un scintillomètre dont la longueur d'onde d'utilisation est située dans les micro-ondes, à 94Ghz (3.19mm) ou 27GHz (1.1cm). L'instrument a été développé par l'Horticultural Research Institute of New Zealand, en collaboration avec l'université d'Eindhoven au Pays-Bas, mais son développement industriel n'est pas encore réalisé. Cet instrument étant plus sensible aux variations d'humidité, l'association LAS-MWS, permet d'obtenir à la fois les flux H et L_vE (Meijninger et al., 2002b). Il présente cependant encore quelques inconvénients :

- effet des réflexion sur le sol ;

- dérive de la fréquence d'émission :
- forte influence de l'absorption sur le signal propagé :

Parmi les scintillomètres optiques, les scintillomètres à large ouverture présentent des avantages par rapport aux sources ponctuelles tels que la possibilité de caractériser les phénomènes turbulents sur de plus grandes distances (250 à 5km) compatible avec la télédétection, ou encore, l'indépendance du C_n^2 vis à vis de l_0 (échelle interne des turbulences). D'un point de vue comportemental, un scintillomètre est sensible aux tourbillons de la taille de celle de l'ouverture (D). Lorsque $D \gg l_0$, cela réduit l'influence des petits tourbillons sur le signal et permet de modéliser la cascade turbulente à l'aide du spectre de Kolmogorov (Eq. 1.29), et de simplifier l'équation de sortie du scintillomètre (Eq. 1.41). Les systèmes avec de très grandes ouvertures ne sont quant à eux utilisables que sur de longues distances ($>1\text{km}$) incompatibles avec nos terrains d'expérience ($\approx 600\text{m}$).

De plus, on notera que la plupart des documentations techniques disponibles concernent les modèles de LAS (Wageningen, WUR) (Ochs, G.R and Wilson, J.J., 1993, McAneney et al., 1995, Moene et al., 2005b), ce qui ne peut que faciliter le développement instrumental, afin de faire évoluer le plus rapidement possible le prototype. C'est pour ces raisons que la réalisation d'un prototype de scintillomètre large ouverture a été décidée.

2.1.2 Structure globale

Le prototype étant réalisé de manière à effectuer des modifications sur les différentes parties optiques ou électroniques, il était nécessaire d'avoir une structure stable et facilement accessible. Le choix a donc été fait d'utiliser des télescopes de Newton, qui sont montés à l'intérieur d'une structure métallique très stable, permettant l'alignement de l'émetteur et du récepteur en horizontal et en vertical. La partie électronique et optique du prototype seront fixées au porte-oculaire (Fig. 2.1) en ayant pris soin de placer les composants optoélectroniques dans le plan focal du télescope. L'ensemble est protégé par un capot amovible.

Les télescopes de Newton sont, par définition, composés de deux miroirs : un miroir sphérique (ou ellipsoïdal), de grande distance focale, concentrant la lumière de l'objet observé ; et un miroir plan, permettant de réduire la taille du télescope en interceptant le rayon précédent avant le point focal, et en le ramenant au niveau de l'oculaire (Figure 2.1). Pour le télescope que j'ai utilisé comme structure du scintillomètre, le diamètre du miroir primaire est

$D=20\text{cm}$ et la longueur focale $f=80\text{cm}$, l'insertion du miroir secondaire permet alors de réduire la longueur du tube du télescope de 20 à 30cm.

Le choix d'utiliser comme structure primaire des télescopes de Newton a été fait suivant plusieurs critères (dont les moyens matériels et financiers de l'équipe):

- possibilité de tester différents diamètres d'ouverture ;
- une structure solide, avec une partie optique en partie calibrée ;
- un plan focal déporté, permettant d'intervenir sans obstruction du signal ;

Ces instruments présentent aussi certains inconvénients :

- obstruction due au miroir secondaire, et de l'araignée de maintien (Fig. 2.1) ;
- une grande distance focale augmentant la difficulté de l'alignement ;

Ces deux points seront discutés par la suite, avec une étude théorique généralisée sur l'influence de l'obstruction en scintillométrie (2.1.5), et sur les erreurs engendrées par le mauvais alignement des télescopes (2.2.3).

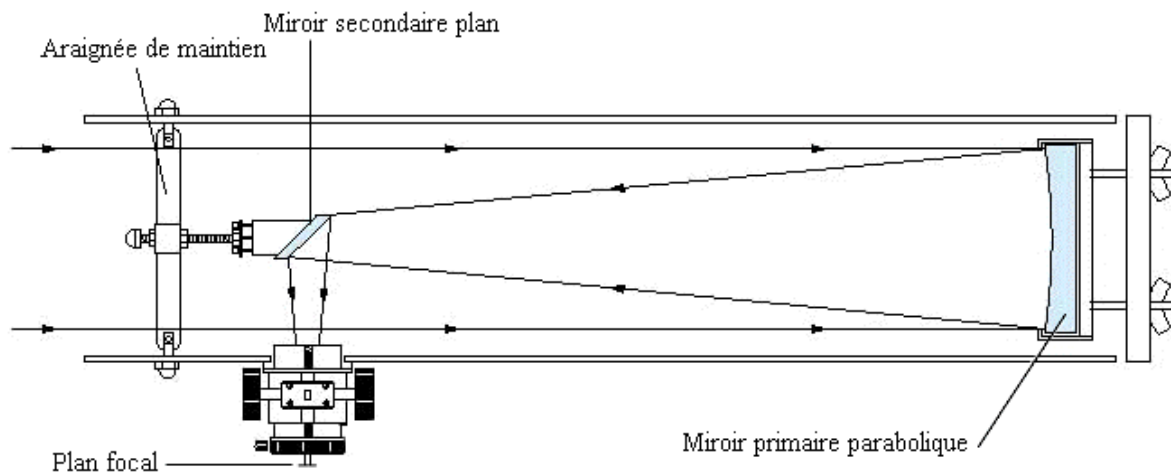


Figure 2.1 : Schéma d'un télescope de Newton avec obstruction par le miroir secondaire et araignée de maintien

2.1.3 L'émetteur

La fonction de l'émetteur, est d'envoyer un signal lumineux dont le faisceau a un diamètre D , pouvant se propager sur des distances allant d'une centaine de mètres jusqu'à quelques kilomètres. Le choix de la source d'émission doit satisfaire plusieurs conditions, tenant compte de la géométrie du système optique et du milieu de propagation :

- une surface d'émission faible, pour que le rayonnement émis soit entièrement focalisé sur la cellule réceptrice ;

- un angle d'émission assez grand pour éclairer entièrement le miroir plan, et par la suite le miroir sphérique de façon homogène ;
- une longueur d'onde pouvant se propager sur de longues distances ;
- une forte puissance ;

Ces conditions étaient satisfaites précédemment par l'utilisation d'une LED TIES 16A (Texas Optoelectronics Inc, McAneney et al., 1995), qui n'est actuellement plus produite industriellement. La source de rayonnement qui est utilisée actuellement, est une LED SFH4231 (Osram). Elle répond bien aux conditions énoncées : le diamètre est $\varnothing \approx 1$ mm (pour un diamètre de cellule photoréceptrice approchant les 2.5 mm) ; l'angle d'émission maximal correspondant à 95% du rayonnement est $\theta \approx 20^\circ$ (angle suffisant à l'éclairage homogène du miroir plan) ; $\lambda = 940$ nm (en partie perturbée par H₂O, voir Chapitre 5) avec une puissance d'émission pouvant atteindre les 2.2 W. Cette source de rayonnement chauffant très rapidement, elle est régulée thermiquement à l'aide d'un radiateur.

En amont, une réalisation électronique est nécessaire afin de fournir le courant d'alimentation nécessaire à la diode électroluminescente (LED), source du signal lumineux. Le module électronique (Annexe 2) présente deux fonctions principales qui sont :

- fournir la puissance nécessaire à la LED (limitée à 1 A) ;
- moduler le signal optique, par des signaux carrés, pour effectuer une mesure différentielle entre le bruit ambiant (niveau bas du signal), et les scintillations (niveau haut du signal)

Il s'agit d'un circuit à très faible consommation, pouvant rester alimenté sur batterie pendant de longues périodes. Les pertes sont donc limitées, et la puissance dissipée est principalement due à l'alimentation de la LED. La fréquence de modulation est choisie afin de répondre aux contraintes :

- du spectre turbulent dont la fréquence maximale est 400 Hz. Il est nécessaire d'utiliser une fréquence de modulation qui soit grande par rapport à 400 Hz (au moins dix fois plus) pour ne pas perdre d'information ;
- de la bande passante de la cellule réceptrice, qui coupe à 70 kHz. Afin de restituer le signal carré le plus parfait possible, il est nécessaire de conserver un maximum d'harmoniques. Ainsi, si f est la fréquence fondamentale, les harmoniques 3 (à $3f$) et 5 (à $5f$) sont nécessaires à l'obtention d'une forme carrée, mais l'augmentation du nombre d'harmoniques réduit les oscillations parasites. La fréquence de modulation ne doit donc pas être trop élevée.

On en conclut que la fréquence de la porteuse doit être située entre 4kHz (10*400Hz) et 14kHz (les harmoniques 3 et 5 sont conservées). Une fréquence à 7kHz (taux cyclique de 50%) a été choisie car elle est au milieu de la bande passante de la cellule réceptrice, et est en accord avec le scintillomètre LAS de Wageningen (McAneney et al., 1995).

2.1.4 Le récepteur

Les fonctions du récepteur ainsi que les contraintes qui y sont associées sont décrites ci-dessous :

- Détecter l'intégralité du signal lumineux, et le traiter ;
- Limiter le bruit électronique ;
- Optimiser la dynamique d'acquisition, afin de minimiser le bruit d'échantillonnage;
- Optimiser la taille des données, pour améliorer l'autonomie du système;
- Faciliter l'acquisition des données sur de longues périodes ;
- Optimiser la consommation en énergie du système.

On peut résumer les principales fonctions du récepteur des scintillomètres classiques (type LAS) en 3 parties. On représentera, entre parenthèses, les sorties BNC (Bayonet Neill-Concelman) du LAS (Wageningen, WUR) associées à la fonction :

- Récupération du signal lumineux ('Detect') ;
- Démodulation du signal ('Demod') ;
- Traitement électronique du signal pour obtenir une valeur du C_{n^2} (' C_{n^2} ') ;

Le signal subit aussi différents types de traitement analogiques (filtrage, amplification, intégration...) qui optimisent la réalisation des fonctions. La partie originale du prototype réalisé consiste à faire l'acquisition du signal démodulé sans traitement préalable, à l'aide d'un ordinateur à très faible consommation. Les données ainsi obtenues contiennent l'information sur la propagation du signal dans son intégralité.

Module électronique du récepteur

La partie électronique (Annexe 2) est donc allégée par rapport aux autres scintillomètres étant donné que le traitement du signal se fera de manière numérique. Elle se limite à la détection du signal à l'aide du photorécepteur, puis à la démodulation de ce dernier (cf. Fig. 2.2).

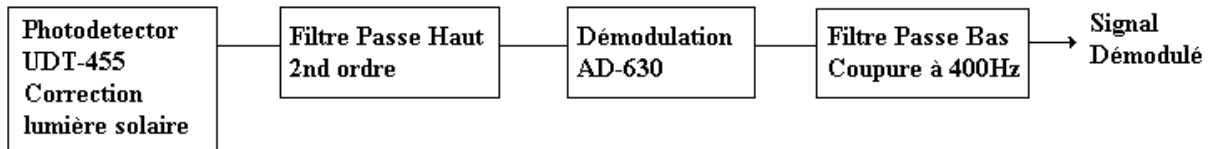


Figure 2.2: Schéma de fonctionnement de la partie électronique du récepteur (1) partant signal optique récupéré jusqu'au signal démodulé.

Le photorécepteur choisi est un UDT-455 (UDT Sensors, Inc) de la gamme Photops. Il s'agit d'une photodiode hybride avec amplificateur intégré, dont la gamme de fonctionnement est située entre 350-1100nm. La cellule réceptrice est assez large, puisque son diamètre est de 2.54mm (aire active 5.1mm²), et présente un signal rapport sur bruit très faible (puissance du bruit $1.4e^{-14}$ W/Hz). La fréquence de coupure (entre 30 et 60kHz) de la combinaison photodiode/amplificateur est choisie de façon à pouvoir laisser passer toutes les harmoniques de la porteuse (signal carré), ce qui limite par la même occasion la taille de la cellule réceptrice (capacité de jonction plus grande, impliquant une fréquence de coupure plus faible). Un filtre visible (Edmund Optics) est disposé devant le récepteur afin de limiter les radiations arrivant sur la photodiode à celle provenant de la LED, i.e autour de 940nm (Fig. 2.3). On évite ainsi toute saturation possible de la cellule réceptrice due au rayonnement solaire.

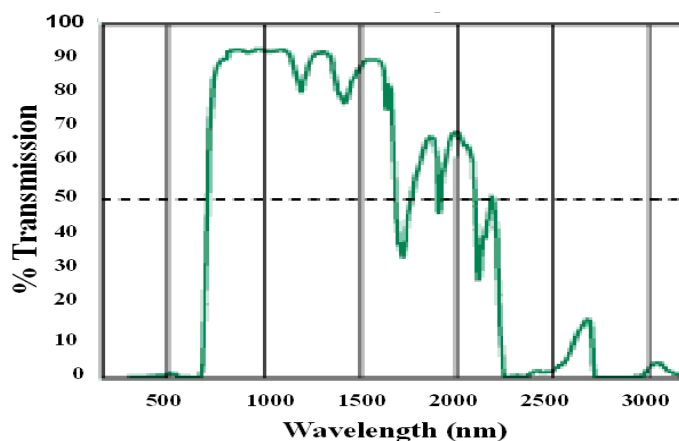


Figure 2.3 : Gabarit du filtre optique limitant l'influence des longueurs d'onde du visible.

Le signal récupéré à la sortie de la photodiode est filtré pour les basses fréquences à l'aide d'un intégrateur, associé à une boucle de retour. On élimine ainsi la composante continue du signal. Afin d'améliorer la finesse du filtrage, j'ai ajouté un filtre passe haut du second ordre à 2kHz, améliorant la suppression de la composante continue et basse fréquence. La sortie du filtre est directement reliée à l'entrée du démodulateur (AD630), calibré sur la

fréquence de la porteuse à 7kHz. Puis, le signal démodulé est filtré pour les hautes fréquences résiduelles à l'aide d'un filtre passe-bas de fréquence de coupure 400Hz. Le signal ainsi récupéré, et équivalent à la sortie 'Demod' du LAS, peut alors être enregistré afin d'être traité.

L'acquisition du signal a été optimisée à l'aide d'une boucle de retour permettant de centrer le signal autour de $0 \pm 0.01V$. Cette valeur correspond au milieu de la dynamique d'entrée de la carte d'acquisition. Cette boucle de retour est contrôlée à partir de l'interface utilisateur, et se règle lors de la mise en fonctionnement de l'instrument. Par la même occasion, un module d'amplification réglable ($G = 1, 2, 4, 8$) a été rajouté, lequel permet avec la carte d'acquisition ($G = 0.5, 1, 10, 100$) de choisir entre différents gains. Pour les premières valeurs de gain, le rapport signal sur bruit n'est que très faiblement affecté, ce qui n'est pas le cas pour les grands gains. Ce réglage s'effectue en parallèle du réglage de la boucle. L'association de ces 2 modules, permet une optimisation notable de la dynamique d'acquisition (cf. Fig. 2.4).

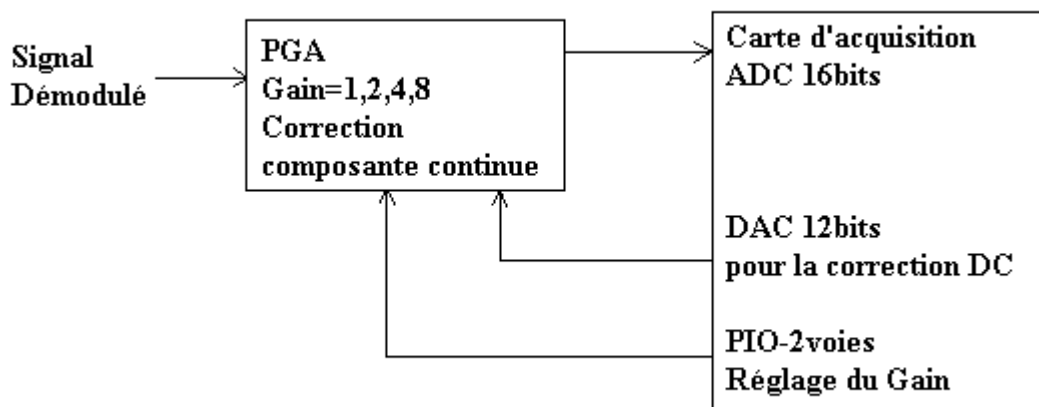


Figure 2.4 : Schéma du fonctionnement de la partie électronique du récepteur (2), partant du signal démodulé jusqu'au signal optimisé pour l'acquisition.

Acquisition du signal

Le signal ainsi optimisé, est numérisé sur une carte d'acquisition PCI-6014 (National Instrument, Inc.). L'interface utilisateur d'acquisition a été réalisée sous LabWindows Cvi et la fréquence d'échantillonnage réglée de façon à ne perdre aucune information. La gamme des fréquences, propres aux phénomènes turbulents observés en scintillographie, se situe entre 0.03Hz et 400Hz (cf. Nieveen et al., 1998). La vitesse du vent peut avoir un impact sur la densité spectrale de puissance des scintillations : typiquement, un vent fort va décaler les fréquences utiles vers les hautes fréquences, alors qu'un vent faible les décalera vers les

basses fréquences ; cependant la gamme des fréquences utiles reste toujours inférieure à 400Hz. La première campagne de mesure effectuée en 2006 à Ste Foix d'Aigrefeuilles (20km à l'est de Toulouse), a été réalisée à une fréquence d'échantillonnage de 5kHz, afin d'éviter des problèmes possibles de repliements ('aliasing'). Les résultats obtenus lors de cette période d'essai m'ont amené à diminuer la fréquence d'échantillonnage jusqu'à 1kHz, notamment dans le cadre de la campagne 2007/2008 à Lamasquère (40km à l'ouest de Toulouse). L'autre avantage a été de réduire considérablement la taille des fichiers enregistrés (164Mo à 1kHz).

Les fichiers sont ensuite transférés de l'ordinateur de terrain à un ordinateur portable, afin de laisser le système fonctionner en continu. Cette opération a été réalisée avec le logiciel libre UltraVNC (Virtual Network Controller, www.ultravnc.fr/), qui permet un accès facile via une connexion LAN (Local Area Network) à l'ordinateur sur le terrain. Le principal avantage de ce logiciel est la possibilité d'utiliser une interface déportée et donc d'avoir toutes les fonctions classiques d'un ordinateur portable. Ainsi toutes les manipulations sur l'ordinateur de terrain s'effectuent à partir de l'ordinateur portable, en utilisant l'ordinateur de terrain comme une station d'acquisition et de stockage très souple, performante et de grande capacité de stockage.

2.1.5 Traitement des données, calcul du C_{n^2}

Les données obtenues à la sortie de notre système correspondent au signal 'Demod' d'un scintillomètre classique et seront par la suite appelées 'données brutes'. L'avantage d'une telle acquisition réside dans la possibilité de traiter les données *a posteriori* et donc d'appliquer des traitements spécifiques à l'utilisation des données. La fonction première d'un scintillomètre étant le calcul du paramètre de structure de l'indice de réfraction intégré sur la longueur d'observation, la validation de notre prototype s'effectuera par la comparaison du C_{n^2} avec celui obtenu avec le LAS (Wageningen, WUR).

Le calcul du paramètre de structure de l'indice de réfraction se fait à partir du signal brut, à l'aide d'un programme élaboré sous LabWindows Cvi. Ce programme fait appel à la formule décrite par l'équation 1.44. La taille des fichiers étant importante, on travaille par blocs successifs sur lesquels on effectue :

- le passage à la valeur absolue des données, et l'élimination des valeurs nulles (nécessaire en vue du passage au log);
- le calcul du logarithme;
- le calcul de la variance sur un pas de temps défini par l'utilisateur (T_Int), ainsi que de la moyenne de ces variances (M_var);

- la multiplication par les constantes de terrain (L, D) ;

Dans le même temps, ce programme calcule une moyenne du signal démodulé permettant une visualisation du bon fonctionnement de l'instrument. La figure 2.5 est un exemple de résultats obtenus avec le prototype. Les valeurs du C_n^2 sont moyennées sur 5 minutes comme celles du signal démodulé. Entre 0h et 6h, le signal démodulé est fortement atténué. Ceci est principalement dû à la présence de buée sur les miroirs ou les vitres, et ces données seront rejetées au moment du calcul du flux de chaleur sensible. Les valeurs ainsi obtenues du paramètre de structure de l'indice de réfraction tiennent compte des mouvements turbulents pour des fréquences inférieures à 500Hz, d'après le théorème de Nyquist ($f_{max}=f_{ech}/2$). On verra au Chapitre 4 l'application de filtres permettant de sélectionner avec précision les fréquences associées au phénomène de scintillation.

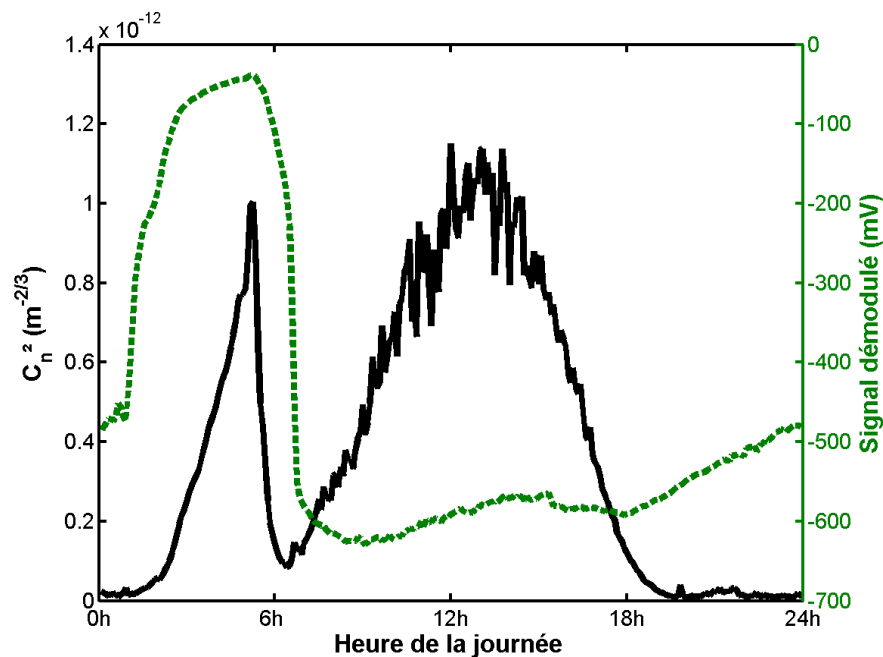


Figure 2.5 : Exemple de résultat de sortie du prototype. La courbe pleine noire (associée à l'axe de gauche) correspond au C_n^2 . La courbe en tiret (associée à l'axe de droite), correspond au signal démodulé.

Choix des constantes d'intégration

Afin de prendre en considération toutes les tailles de tourbillons, le temps d'intégration de la variance (T_{int}) imposé par les composants électroniques du LAS est de $T_{int}=2.5s$ (Koshiek, communication personnelle). Il s'agit d'un compromis entre phénomènes lents et rapides, correspondant au temps qu'il faut à un tourbillon pour traverser le diamètre du rayon. On élimine ainsi les phénomènes lents pour ne tenir compte que des plus petits tourbillons (de l'ordre de grandeur de D). Le signal de sortie ' C_n^2 ' du LAS

(correspondant au produit de la variance précédente par les constantes L et D) est habituellement échantillonné à 1Hz sur les centrales d'acquisition (Manuel LAS Kipp&Zonen). Le signal ainsi récupéré est intégré selon une constante de temps plus longue que l'on nommera 'temps d'intégration atmosphérique', correspondant au rapport de la longueur du transect sur la vitesse du vent transverse. Habituellement, cette constante de temps est choisie entre 5 et 30 minutes. Une étude comparative des différentes échelles de temps a été réalisée et les résultats sont présentés sur la figure 2.6. Celle-ci montre de façon claire que l'intégration sur de trop courtes durées est soumise à de fortes variations (à cause des phénomènes turbulents rapides), et qu'à partir d'un temps d'intégration de 5 minutes, la majeure partie des tourbillons est prise en compte.

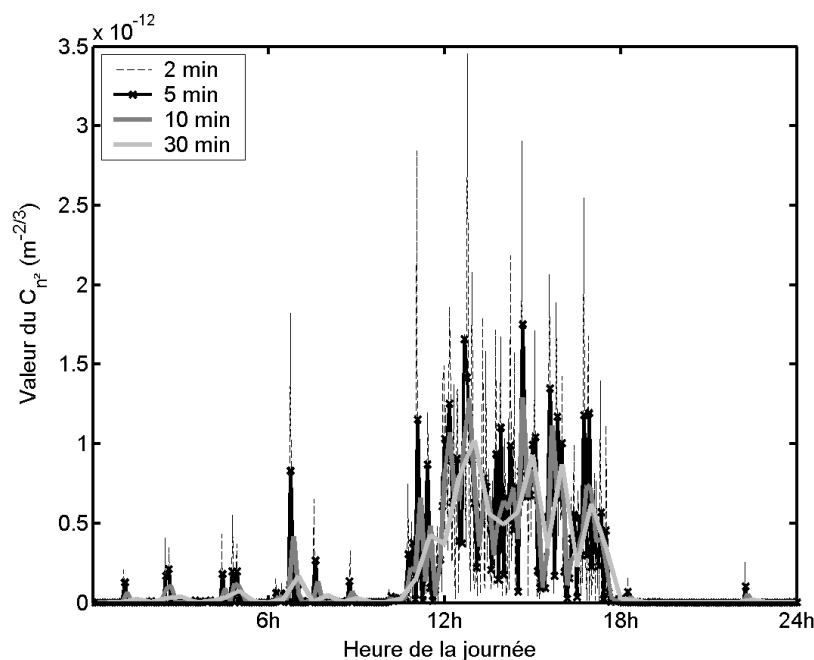


Figure 2.6 : Comparaison des différents temps d'intégration atmosphérique, de la minute à la demi-heure du 17 Mai 2008 (forte turbulence).

2.1.6 Discussion sur la conception du scintillomètre

Le scintillomètre tel qu'il a été présenté dans ce chapitre fonctionne correctement, les résultats obtenus sur les C_n^2 mesurés avec le prototype seront présentés. Cependant il est utile de savoir si le choix du télescope de Newton comme base du scintillomètre est correct. En effet, le miroir secondaire obstrue une partie du signal qui est émis et une partie de celui qui est détecté. La discussion portera autour de la validité d'utilisation du télescope de Newton vis à vis de l'obstruction créée par le miroir secondaire.

Limitations dues à l'obstruction par le miroir secondaire

Les télescopes utilisés sont caractérisés par une araignée à 4 branches et un miroir secondaire, dont le diamètre $D_{\text{secondaire}}=7.3\text{cm}$. Ainsi, l'obstruction caractéristique qui est défini par le rapport $\varepsilon=D_{\text{secondaire}}/D$ est de $\varepsilon=36.3\%$ dans mon cas. Cette valeur est assez importante car elle est en général de 20% pour les télescopes de Newton habituels. Les modifications apportées par un système obstrué par rapport à un système qui ne l'est pas sont :

- diminution du diamètre effectif ;
- augmentation de la diffraction et modification de la tâche d'Airy ;

Diminution du diamètre effectif :

Pour des utilisations du télescope en astronomie, l'obstruction par le miroir secondaire réduit la quantité d'énergie qui arrive sur le plan focal. On estime alors que le diamètre effectif du télescope de Newton est équivalent au diamètre d'un télescope sans obstruction, D_{eff} défini par : $D_{\text{eff}} = D - D_{\text{secondaire}} = 12.7\text{cm}$ en terme de définition d'image ;

et par la relation : $D_{\text{eff}}^2 = D^2 - D_{\text{secondaire}}^2 \Rightarrow D_{\text{eff}} = 18.7\text{cm}$ en terme d'intensité lumineuse détectée. Les pertes en puissance dues à l'araignée de maintien, avoisinant les 1%, peuvent être négligées. La puissance enregistrée au niveau du détecteur est donc légèrement affaiblie par rapport à un système non obstrué (environ 15% de pertes).

Modification de la tache d'Airy :

On appelle tache d'Airy la figure de diffraction, résultant de la propagation d'une onde lumineuse à travers une ouverture circulaire. Celle ci correspond à une tache centrale (dépendant de la taille de la source) entourée d'anneaux concentriques d'intensité de plus en plus faible intensité (cf. Fig. 2.7). L'alternance de franges éclairées et de franges sombres est due à la présence d'interférences constructives (franges éclairées) ou destructives (franges sombres). La modification de la tache d'Airy peut s'exprimer par des anneaux dont l'intensité ne varie pas suivant les lois de la diffraction, et dont la forme n'est pas parfaitement circulaire.

L'influence de la modification de la tâche d'Airy (Figure 2.7), a quant à elle, des répercussions sur la théorie des scintillomètres large ouverture décrite dans le chapitre précédent. Dans le paragraphe qui suit, les modifications seront étudiées afin de valider l'utilisation de télescope de Newton :

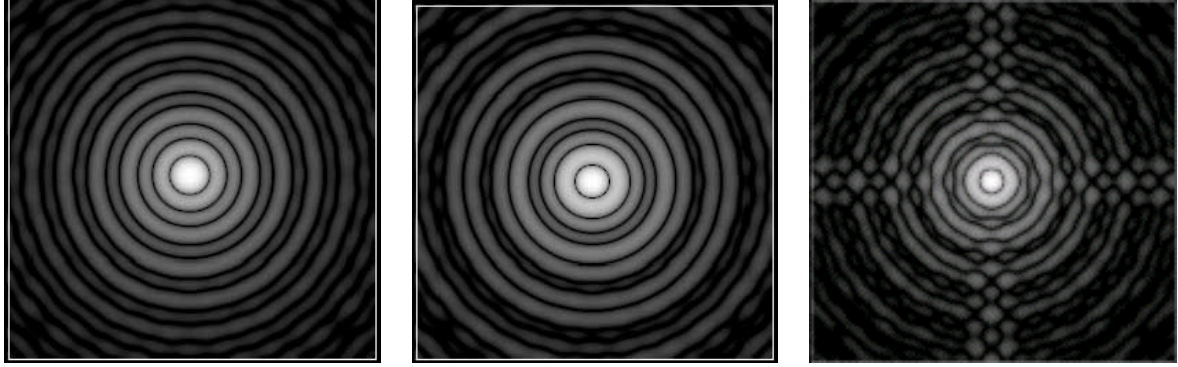


Figure 2.7 : Modification de la tâche d’Airy lors de l’observation d’une étoile : à gauche, obstruction de 10% (scintillomètre LAS) ; au centre, de 40% (limite acceptée des instruments d’observations) ; à droite, obstruction de 40% et araignée à 4 branches.

La figure de diffraction du système ‘ouverture du télescope et du cercle d’obstruction (du au miroir secondaire) dont le rapport est ε ’, est donnée par la relation (Rivolta, 1986) :

$$I(x) = \frac{1}{(1 - \varepsilon^2)^2} \left[\frac{2J_1(x)}{x} - \frac{2\varepsilon J_1(\varepsilon x)}{x} \right]^2 \quad \text{avec,} \quad \begin{array}{l} x = \frac{KDz}{2L} \quad \text{émetteur} \\ x = \frac{KD(L-z)}{2L} \quad \text{récepteur} \end{array}$$

avec K , le nombre d’onde turbulent tridimensionnel, D , le diamètre du miroir primaire, et L , la longueur du transect. On retrouve bien la fonction d’Airy d’une ouverture circulaire simple lorsque $\varepsilon=0$ qui intervient dans la formule 1.36, définie au chapitre précédent. Ainsi, en prenant en considération les effets d’obstruction, l’expression des variations du logarithme de l’amplitude lumineuse (1.36) devient (1.36_corrigée):

$$\sigma^2_{\ln A}(\varepsilon) = 4\pi^2 k^2 \int_0^\infty dK \int_0^L dz K \Phi_{n^2}(K) \sin^2 \left(\frac{K^2 z(L-z)}{2kL} \right) \phi_{Airy\varepsilon 1} \phi_{Airy\varepsilon 2}$$

$$\text{avec } \phi_{Airy\varepsilon 1} = \frac{1}{(1 - \varepsilon^2)^2} \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KDz}{2L}\right)}{\frac{KDz}{2L}} - \frac{2\varepsilon J_1\left(\varepsilon \frac{KDz}{2L}\right)}{\frac{KDz}{2L}} \right\}^2$$

$$\text{et } \phi_{Airy\varepsilon 2} = \frac{1}{(1 - \varepsilon^2)^2} \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KD(L-z)}{2L}\right)}{\frac{KD(L-z)}{2L}} - \frac{2\varepsilon J_1\left(\varepsilon \frac{KD(L-z)}{2L}\right)}{\frac{KD(L-z)}{2L}} \right\}^2.$$

Les calculs d’intégrales effectués par Wang et al. (1978), repris en détails par Moene et al. (2005a), ont été appliqués à cette nouvelle formulation. En partant des mêmes hypothèses

permettant de simplifier l'intégrale, on obtient l'équation 2.1, qui définit les variations du logarithme de l'amplitude du signal lumineux pour une obstruction caractéristique de $\varepsilon=36\%$:

$$\sigma_{\ln A}^2(\varepsilon = 0.36) = 0.206D^{-7/3}L^3C_{n^2} \quad (2.1)$$

Cette relation diffère d'un facteur 0.929 par rapport à la formulation :

$$\sigma_{\ln A}^2(\varepsilon = 0) = 0.223D^{-7/3}L^3C_{n^2}.$$

Discussion et validation

Parmi les hypothèses proposées par Wang et al. (1978) pour le calcul de l'intégrale 1.36 corrigée, l'approximation de la fonction d'Airy au simple lobe principal est discutable. En effet, la fonction d'Airy, $F_{\text{Airy}}=(2J_1(x)/x)^2$, prend la valeur 1 pour $x=0$, diminue jusqu'à 0 pour $x \approx 3.8$, et oscille légèrement au dessus de 0 ensuite (le maximum suivant valant 0.017) (cf. Fig. 2.8). Si on néglige la contribution de la partie $x > 3.8$ à la tache d'Airy (i.e en considérant que l'influence des lobes secondaires est nulle) l'erreur commise est de l'ordre de 2.3% dans le cas idéal. Dans le cas du LAS où l'on peut définir une obstruction caractéristique de $\varepsilon=0.1$, l'influence de l'obstruction peut aisément être négligée, car proche du système sans obstruction. En pratique, on remarque cependant que l'obstruction de $\varepsilon=0.36$ provoque des lobes secondaires qui sont presque 3 fois plus importants que ceux d'un LAS (cf. Tableau 2.1).

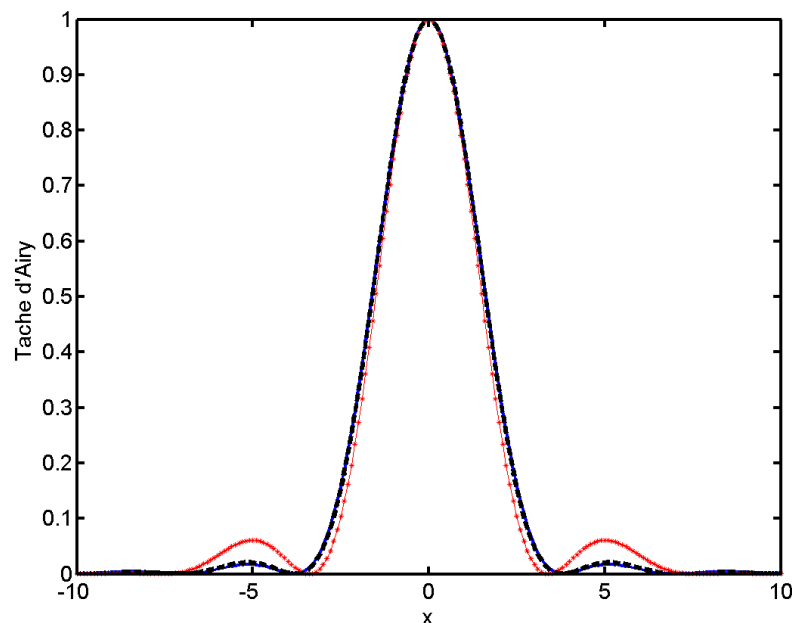


Figure 2.8 : Fonction d'Airy, $F_{\text{Airy}}=(2J_1(x)/x)^2$, dans le cas d'une ouverture circulaire avec obstruction, en bleu $\varepsilon=0$; en noir $\varepsilon=0.1$ et en gris $\varepsilon=0.36$.

Afin de vérifier si l'hypothèse précédente (approximation de la fonction d'Airy au lobe principal) s'applique aux systèmes avec obstruction, et par conséquent de justifier l'utilisation de l'équation 2.1, j'ai effectué les calculs à partir des intégrales brutes, afin de m'affranchir des différentes approximations. Etant donné que le calcul numérique donne le résultat du calcul de l'intégrale, j'ai effectué ce calcul pour différents cas, en faisant varier le paramètre $\alpha = D/\sqrt{\lambda L}$, correspondant au diamètre normalisé. Sachant que le résultat de l'intégrale (1.36) a déjà été vérifié, en calculant le rapport entre le résultat numérique de 1.36 et 1.36_corrigée, il est possible de comparer le comportement des 2 intégrales. Ainsi, si le rapport entre les résultats de 1.36 et 1.36_corrigée est constant, ceci permet de valider le calcul de l'équation 1.36_corrigée, en affirmant que les deux intégrales sont égales à un facteur près.

| Obstruction | $\varepsilon=0$ | $\varepsilon=0.1$ | $\varepsilon=0.36$ |
|---|-----------------------------------|-------------------------------------|--------------------------------------|
| 1^{er} zéro | x=3.8 | x=3.8 | x=3.4 |
| Valeur du 1^{er} lobe secondaire | x=5.1 $F_{\text{Airy}}=0.017$ | x=5.1 $F_{\text{Airy}}=0.02$ | x=4.9 $F_{\text{Airy}}=0.06$ |
| Rapport des Aires (secondaires/totales) | $\rho_{\text{Airy}}=2.3\%$ | $\rho_{\text{Airy}}=2.7\%$ | $\rho_{\text{Airy}}=7.8\%$ |

Tableau 2.1 : Importance des lobes secondaires en fonction de l'obstruction caractéristique

Les intégrales 1.36 et 1.36 corrigée, ont été résolues numériquement à l'aide de Matlab, en fonction du paramètre $\alpha = D/\sqrt{\lambda L}$. Les résultats obtenus montrent que pour α assez grand (i.e $\alpha > 4$), le rapport des deux intégrales numériques est constant et vaut 1.076, ce qui permet de valider l'expression 2.1, ainsi que l'utilisation des approximations de Wang et al. (1978). Les résultats sont représentés graphiquement sur la Fig. 2.9, et l'on remarque que dans le cas sans obstruction, la convergence vers une valeur indépendante de α apparaît plus rapidement, i.e $\alpha > 2$.

L'utilisation de télescopes de Newton ne semble donc pas apporter de contraintes majeures dans notre cas (prototype expérimental dont $\varepsilon=0.36$ et $D=20\text{cm}$) tant que l'utilisation de ce dernier s'effectue loin de la zone de saturation. Cette dernière a cependant le désavantage d'intervenir plus rapidement que lors de l'utilisation de système sans obstruction. La contrainte $\alpha > 4$, engendre que pour le diamètre et la longueur d'onde utilisée (940nm), la distance maximale d'utilisation est limitée à 2500m.

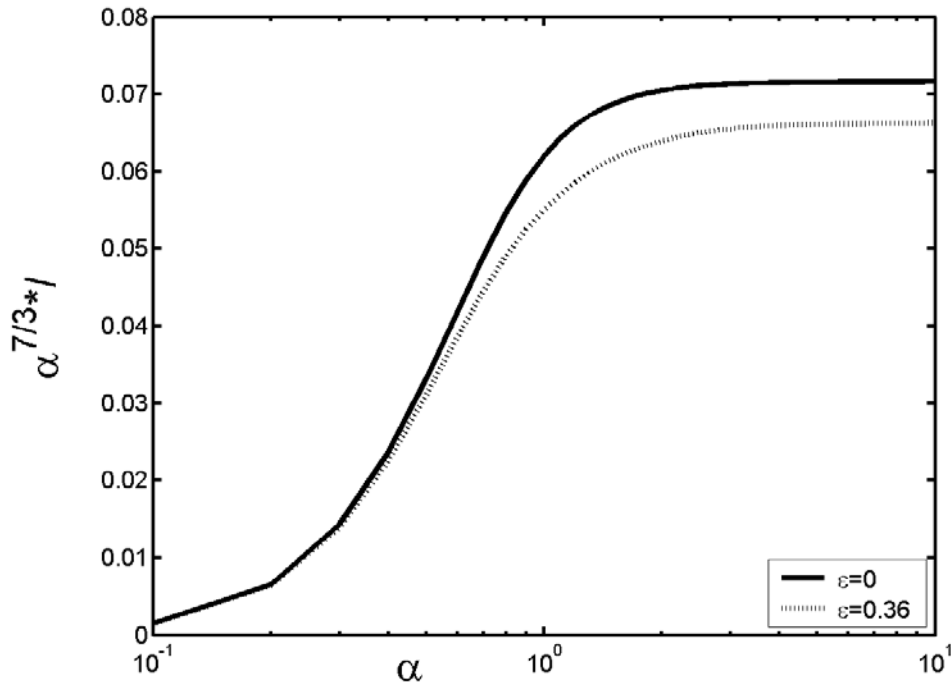


Figure 2.9 : Comparaison des résultats du calcul numérique de l'intégrales double I , de 1.36_corrignée :

$$I = \int_0^{\infty} dK \int_0^L dz K \Phi_n(K) \sin^2\left(\frac{K^2 z(L-z)}{2KL}\right) \phi_{\text{Airy}\epsilon 1} \phi_{\text{Airy}\epsilon 2} \quad \text{multipliée par } \alpha^{7/3} \text{ en fonction de } \alpha = D/\sqrt{\lambda L} \text{ et de l'obstruction } (\epsilon).$$

Généralisation sur les systèmes obstrués

On peut alors essayer de définir une loi permettant de retrouver la variance du log de l'intensité lumineuse en fonction du taux d'obstruction. Le rapport entre le $\sigma_{\ln A}^2$ avec obstruction et sans obstruction a été calculé pour différentes valeurs de ϵ (0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.35). La valeur de α a été choisie de façon à ce que $\sigma_{\ln A}^2$ soit indépendant de α quelle que soit la valeur de ϵ ($\alpha=15$). L'allure de la courbe formée par ces différentes valeurs suggère une régression par une fonction exponentielle (Fig. 2.10):

$$\frac{\sigma_{\ln A}^2(\epsilon)}{\sigma_{\ln A}^2(\epsilon=0)} = 1.001e^{-0.383\epsilon^{1.524}} \quad \text{avec } R^2=0.999 \text{ et } RMSE=9.4e^{-4}$$

Cette approche plus générale des systèmes optiques permet de quantifier la correction à effectuer sur la variance du log de l'amplitude afin de tenir compte des effets d'obstruction. Ainsi, dans le cas d'un LAS ($\epsilon < 0.1$), la correction est de l'ordre de 0.999 ; pour les télescopes de Newton standard ($\epsilon \approx 0.2$) la correction est de 0.968 et pour les Cassegrain standard ($\epsilon \approx 0.3$) de 0.941.

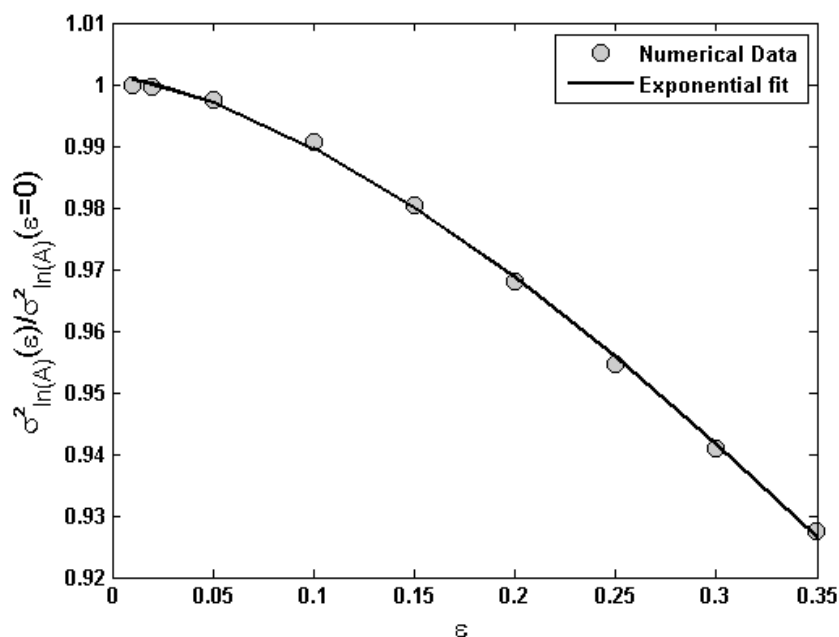


Figure 2.10 : Rapport des variances du log de l'amplitude entre un système avec obstruction et un système sans obstruction, calculé numériquement à partir de (1.36 corrigée) : en noir l'approximation exponentielle.

2.2. Validation du prototype lors de la campagne Sud Ouest 2007-2008

Afin de valider la réalisation du sintillomètre développé au sein du laboratoire, une étude comparative fut réalisée avec des scintillomètres fournis par l'équipe IRD du CESBIO, (modèle XLAS et modèle LAS) et l'INRA de Bordeaux (LAS). Je présenterai tout d'abord le site d'étude, pour ensuite, expliquer le protocole de validation établi lors des différentes étapes de la réalisation.

2.2.1 Site d'étude : Domaine de Lamothe (Lamasquère, 31)

Le site de mesure se situe à 20km de Toulouse, dans la commune de Lamasquère, au 'Domaine de Lamothe' (Fig. 2.11). Il s'agit d'un terrain d'étude appartenant à l'Ecole d'Agriculture de Purpan. Ce site de mesure fait partie des sites expérimentaux des campagnes CARBOEUROPE et Sud-Ouest, et est équipé d'une station de flux par corrélation turbulente (E.C = Eddy Covariance) en fonctionnement constant depuis l'année 2005 (Béziat et al., 2008). Il s'agit d'un champ à cultures rotatives (2005: maïs, 2006: blé, 2007: blé, 2008 : maïs), entouré de forêts de feuillus (chênes, platanes...), d'un ruisseau à l'est le séparant des bâtiments et à une distance raisonnable des grands axes routiers. Son homogénéité et son

relief plat (Hartogensis et al., 2003) en font un terrain sans contrainte pour l'application de la scintillométrie.

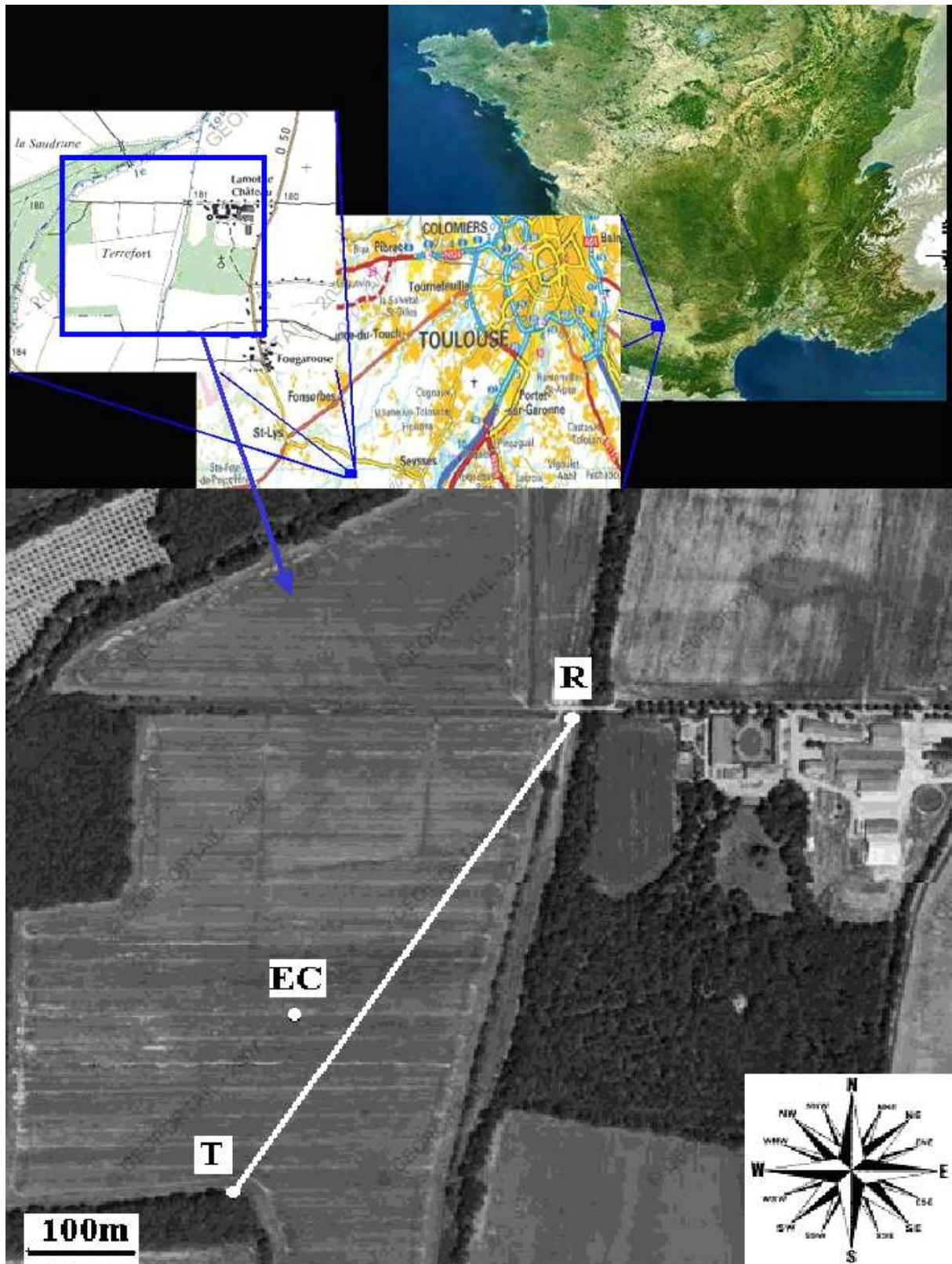


Figure 2.11 : Site d'étude Lamothe, sur le terrain Terrefort. L'émetteur du scintillomètre (T), le récepteur (R) ainsi que la station d'Eddy Correlation (EC) sont représentés sur le zoom.

Le prototype a été installé au sommet d'une tour de parpaing de 3m de haut, haubané aux 4 extrémités (Photo n°1), évitant ainsi les vibrations habituelles des tours métalliques dues au vent. La longueur du trajet optique fut optimisée de manière à ne travailler, ni sur de trop longues distances (quelques kilomètres), car la difficulté de l'alignement augmente avec la distance, ni sur des distances trop courtes (<400m). Le transect choisi est de L=565m, avec une orientation SO-NE (Emetteur: 01°14'34"E, 43°29'55"N; Récepteur: 01°14'16"E, 43°29'39"N).

2.2.2 Protocole de validation

La validation s'est effectuée en 2 temps, afin de progresser par étapes et de vérifier le bon fonctionnement module par module. La partie informatique ainsi que l'optimisation de l'électronique furent validées une première fois au cours de l'année 2006 (Béteille et al., 2006), puis de façon plus complète en 2008. Ces résultats sont présentés dans le paragraphe Expérience 1 ; tandis que la validation de l'intégralité du prototype a été réalisé entre 2007 et 2008, et les résultats figurent dans le paragraphe Expérience 2.

Expérience 1 : Module électronique et acquisition

Cette première étape de validation consiste à ne tester que la carte électronique et les programmes d'acquisition et de traitement. Pour cela le signal à la sortie du détecteur d'un scintillomètre LAS (Wageningen, WUR) est connecté à la carte électronique du prototype.

| z_{LAS} | h_{veg} | L | Type culture |
|-----------|-------------|------|--------------|
| 6m | 1.06m-1.25m | 565m | Maïs |

Table 2.2 : Tableau récapitulatif des caractéristiques de l'expérience 1 : validation du module électronique et de l'acquisition en les connectant à la sortie du détecteur du LAS.

La validation du module électronique a été réalisée à l'aide d'un LAS (Wageningen, WUR) sur 2 périodes, la première fois en 2006 sur 2 jours, et une seconde fois en 2008 sur une plus longue période. Ce dernier était installé sur un mat à une hauteur de 6m entre le 16 Juillet 2008 et le 21 Juillet 2008. Le transect couvert par le scintillomètre est de L=565m. Les signaux de sortie C_n^2 et 'Demod' du LAS ont été enregistrés sur une station d'acquisition Campbell CR510, à la fréquence d'1Hz, puis moyennés sur une période de 30 minutes. A partir de la sortie 'Detect' du LAS (correspondant à la sortie du photorécepteur), le signal est envoyé sur notre module électronique (à l'entrée du démodulateur en ayant pris soin de court-

circuiter la partie en amont), puis enregistré sur l'ordinateur de terrain à la fréquence d'échantillonnage de 1kHz. Le signal ainsi numérisé est traité afin de calculer le $C_{n^2_proto}$. Les paramètres expérimentaux sont récapitulés dans la Table 2.2, et l'expérience, elle-même, est schématisée sur la Fig. 2.12.

Récepteur du LAS (Wageningen WUR)

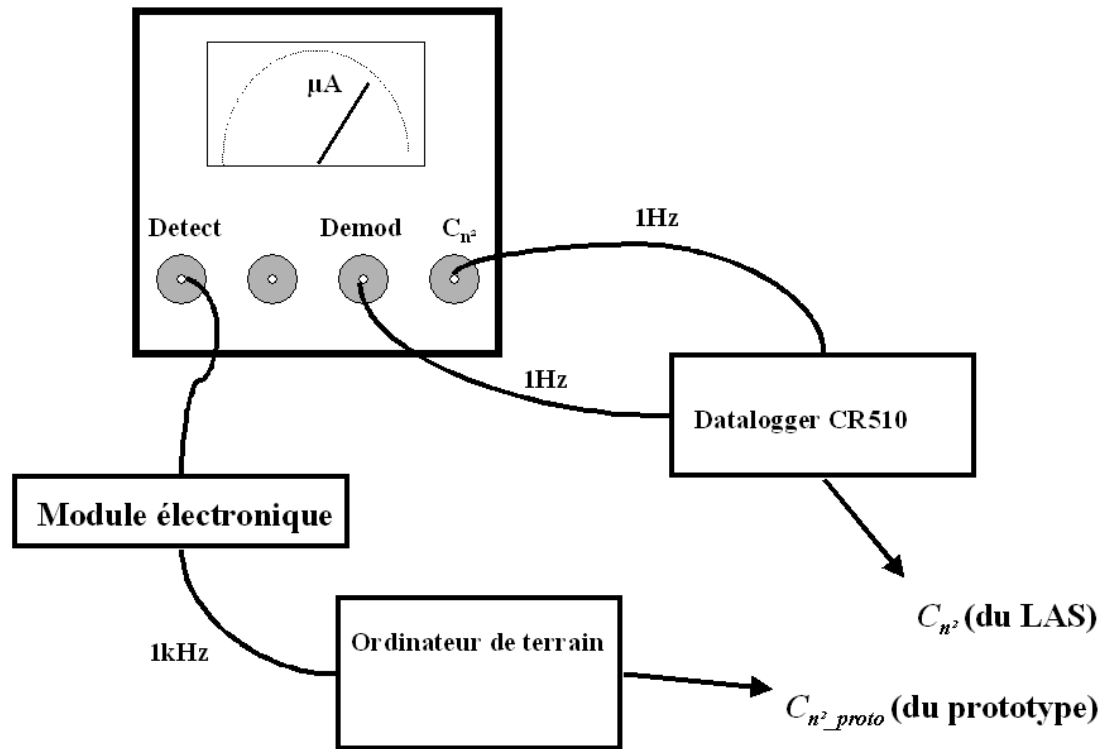


Figure 2.12 : Schéma descriptif de l'expérience 1.

Les résultats présentés sont obtenus entre le 16 et le 21 Juillet 2008 en comparant la sortie C_{n^2} du LAS avec le $C_{n^2_proto}$. Ils montrent une très bonne corrélation ($R^2=99\%$, Fig. 2.13). Il existe cependant un facteur de régression linéaire qui est légèrement supérieur à 1, et qui peut être du à :

- la sensibilité du réglage de la distance sur le potentiomètre du LAS ($\approx 2\%$ sur cette distance, Moene et al., 2005b),
- aux différentes erreurs de calibration, (1 ou 2%), 3) à l'absence de filtrage des basses fréquences (traité au Chapitre 4). Le traitement numérique du signal permet par exemple de fixer plus précisément la longueur du transect, en introduisant la valeur de celle-ci plutôt qu'en réglant un potentiomètre.

Ces résultats permettent cependant de valider le système instrumental jusqu'à la récupération du signal lumineux.

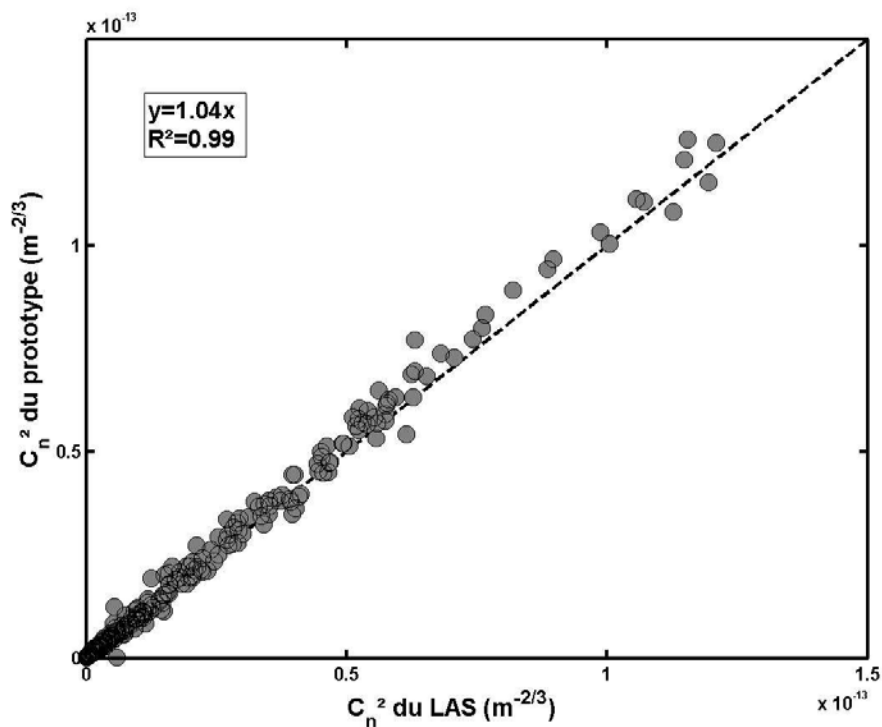


Figure 2.13 : Comparaison des C_n^2 à la sortie du LAS de Wageningen, et avec le traitement électronique du prototype connecté à la sortie du détecteur du LAS ($C_n^2_{proto}$), entre le 16 et le 21 Juillet 2008.

Expérience 2 : Système optique

Les premiers tests de validation de la partie optique ont été réalisés en 2007, entre Avril et Septembre, sur le terrain de Lamasquère. Le prototype est donc installé à une hauteur de 3m, sur un transect de 565m. Les résultats ont tout d'abord été comparés avec la station de flux (E.C) située au milieu du champs, puis avec un LAS (Wageningen, WUR) placé à une hauteur de 6m. La comparaison a montré une bonne corrélation des C_n^2 et des flux mesurés par les 2 instruments, mais avec un facteur de calibration entre les flux. Les paramètres expérimentaux sont récapitulés dans la Table 2.3, et l'expérience, schématisée sur la Fig. 2.14.

| z_{LAS} | $z_{prototype}$ | h_{veg} | L | Type culture |
|-----------|-----------------|------------|------|--------------|
| 3m | 3m | 0.17-0.41m | 565m | maïs |

Table 2.3 : Tableau récapitulatif des caractéristiques de l'expérience 2 : validation de la totalité du système, en comparant le prototype à un LAS le long du même transect.

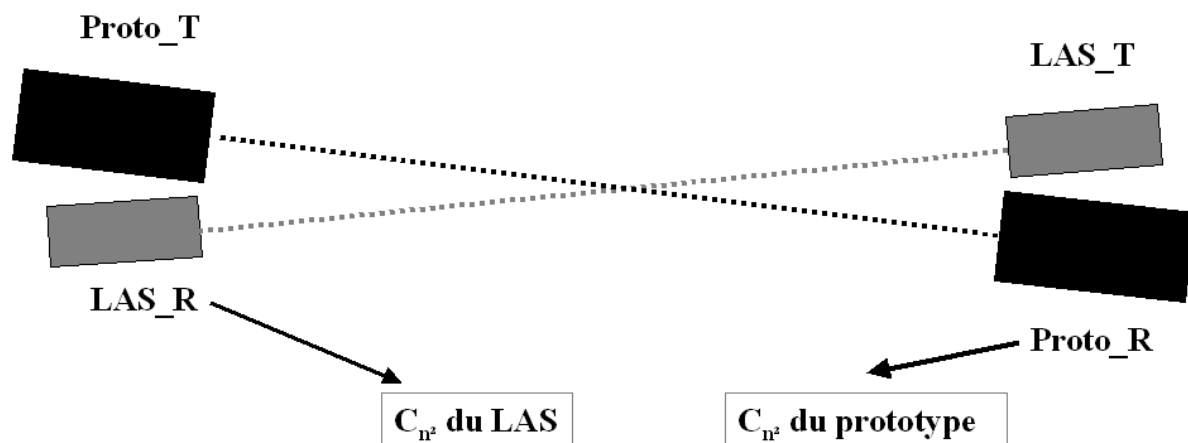


Figure 2.14 : Schéma descriptif de l'expérience 2, vue du dessus. Proto_T et R, correspondent à l'émetteur et au récepteur du prototype, et LAS_T, _R, l'émetteur et le récepteur du LAS. Les hauteurs d'installation sont de 3m, et le transect couvert est de 565m.

Comparaison des C_n^2

En Juin 2008, une deuxième série de tests a été mise en oeuvre pour comparer le prototype et le LAS (Wageningen, WUR). Les 2 scintillomètres ont cette fois-ci été installés à une hauteur $z_{LAS}=z_{prototype}=3m$, sur un transect de même longueur (565m), au dessus d'un champ de maïs dont les pousses n'excédaient pas les 15cm de haut. Le prototype avait comme support une tour de parpaing, et le LAS était fixé sur un mât, les deux supports étant ancrés solidement au sol. Les valeurs du paramètre de structure de l'indice de réfraction furent analysées sur une période d'intégration de 30 minutes, entre le 19 et le 26 Juin 2008 (cf. Fig. 2.15). Les résultats de la comparaison des C_n^2 du LAS et du prototype montrent une très faible déviation ($R^2=98.6\%$). Le principal problème réside dans l'alignement des télescopes qui induit un facteur de décalage important entre les deux valeurs de C_n^2 . On constate en général une surestimation des mesures du prototype d'un facteur de 2.8 pour cette campagne de mesure. L'utilisation du prototype requiert donc une calibration préalable de l'instrument par une intercomparaison avec un LAS classique ou une station de flux avant chaque campagne de mesure.

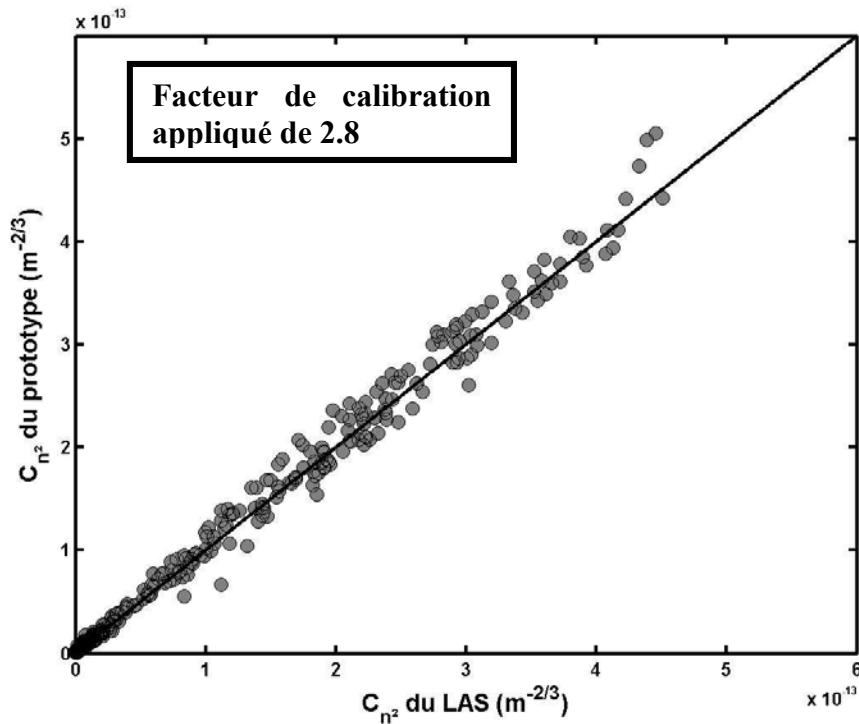


Figure 2.15 : Corrélation entre les C_{n^2} moyennés sur 30 minutes du LAS et du prototype, entre le 19 et le 26 Juin 2008. Calibration réalisée à l'aide d'un facteur 2.8.

2.2.3 Robustesse du scintillomètre

Le facteur de surestimation du C_{n^2} n'est pas constant lors des différentes installations du prototype. Ce problème inhérent au prototype est dû à la mauvaise focalisation du faisceau engendrée en particulier par un mauvais alignement du scintillomètre. D'un point de vue théorique, un mauvais alignement du scintillomètre décale le point focal dans le plan focal et peut avoir pour conséquence que ce dernier ne soit pas inclus totalement sur la cellule photoréceptrice (Fig. 2.16).

Un mauvais alignement engendre une erreur sur le diamètre effectif « vu » par le récepteur. Effectivement, le diamètre d du point focal (légèrement supérieur à celui de la LED) est représentatif du diamètre D du miroir, après focalisation. Si le cercle de diamètre d n'est pas entièrement récupéré sur la cellule photoréceptrice, les variations observées ne sont pas celle du diamètre D , mais d'un diamètre inférieur à D . Dans des conditions turbulentes équivalentes, i.e pour un même C_{n^2} , la diminution du diamètre est traduite par une augmentation de la variance du logarithme de l'amplitude du signal. Au niveau de l'utilisateur, celui-ci mesure un C_{n^2} plus grand que celui qu'il devrait obtenir. Le diamètre D effectivement détecté par le récepteur est appelé diamètre effectif (D_{eff}), avec $D_{eff} < D$.

$$C_{n^2}(D_{eff}) = 1.12\sigma_{\ln I}^2 D_{eff}^{7/3} L^{-3} < C_{n^2}(D) = 1.12\sigma_{\ln I}^2 D^{7/3} L^{-3}$$

En considérant le rapport 2.8 trouvé précédemment, on peut en déduire que le diamètre effectivement « vu » par le prototype est de 13cm. Cette différence due au montage et au positionnement du scintillomètre n'est pas spécifique au prototype et peut être observée avec d'autres scintillomètres (Moene et al. 2005b, Kleissl et al., 2008). Cependant, elle peut devenir importante lorsque la longueur focale augmente, étant donné que les défauts d'alignements sont amplifiés par la valeur de ce paramètre. Pour une même taille de cellule réceptrice, un système dont la focale est de 30cm (LAS), a une sensibilité à l'alignement deux fois moins grande qu'un système dont la focale est de 60cm (XLAS). Le prototype ayant une distance focale de 80cm, il devient très difficile d'effectuer un bon alignement de l'émetteur et du récepteur.

Afin de vérifier ce problème d'alignement, ce même système a été volontairement désaligné latéralement ($\approx 1^\circ$). Comme cela était prévisible, le coefficient de proportionnalité augmente jusqu'à 3.4, et la corrélation $R^2=0.96$. Une autre méthode permettant de calculer le diamètre effectif (Kleissl et al., 2008) est de positionner des anneaux obstructif devant l'émetteur et le récepteur afin de diminuer les diamètres, et de tracer la relation liant la racine carré de la puissance du signal au diamètre diminué.

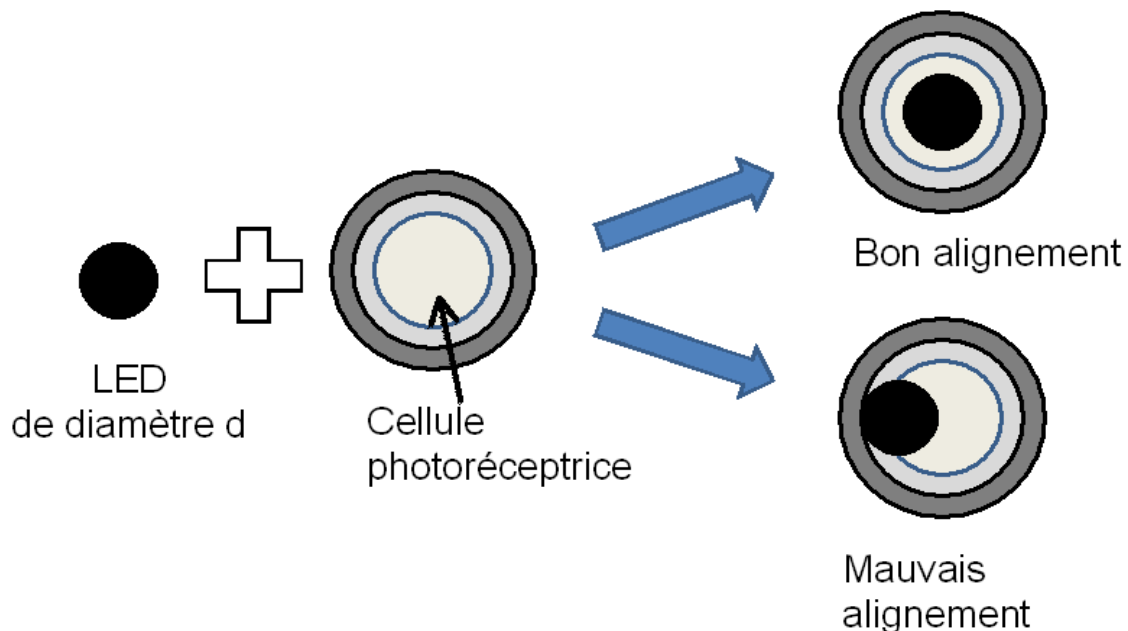


Figure 2.16 : Schéma descriptif présentant la focalisation du faisceau sur la cellule réceptrice lors d'un alignement parfait, et lors d'un problème d'alignement.

Ces remarques clarifient les contraintes dues à l'utilisation de télescopes de Newton, et soulignent la précision nécessaire au positionnement des composants optoélectroniques dans le plan focal . Ceci engendre un diamètre effectif vu par le récepteur plus petit que le diamètre réel du miroir et donc une augmentation du C_n^2 . Ces phénomènes ont été observés lors de campagne de comparaison entre scintillomètres de type LAS Kipp&Zonen, les différences peuvent atteindre 30% dans le cas d'optiques mal focalisées (Kleissl et al., 2008). De plus, il peut y avoir une inégalité des diamètres effectifs entre l'émetteur et le récepteur, ce qui modifie la fonction de pondération du scintillomètre. La surface d'étude étant homogène, les effets de cette modification sont négligeables.

2.3 Conclusion

Cette partie a permis de décrire les différentes étapes de la réalisation d'un scintillomètre optique à traitement numérique, en donnant toutes les indications nécessaires au développement de ce dernier. Les résultats obtenus avec ce prototype sont en accord avec les scintillomètres LAS.

L'acquisition numérique du signal et le post-traitement informatique, permettent d'atteindre les performances du LAS, avec en plus la souplesse du traitement, et l'amélioration de la précision sur la distance du transect. Ainsi, l'acquisition du signal 'brut' peut servir à effectuer des traitements supplémentaires afin d'obtenir des caractéristiques optiques et turbulentes complémentaires (Chapitre 4).

L'utilisation des télescopes de Newton, malgré leurs avantages, introduit un paramètre supplémentaire lié aux caractéristiques optiques de ces instruments et aux difficultés d'alignement qui en découlent. Finalement, cela implique d'ajouter un facteur de pondération qui varie en fonction du désalignement. La correction de ce facteur de pondération peut cependant se faire à l'aide d'un étalonnage avec un autre système de mesure sur une courte période, lors de l'installation. Les résultats ainsi obtenus sont équivalents à ceux des autres scintillomètres.

Les objectifs fixés en début de chapitre ont donc été atteints puisque nous avons :

- acquis les connaissances techniques et expérimentales suffisantes pour modifier et améliorer des scintillomètres grande ouverture ;
- réalisé un système d'acquisition et un traitement numérique fiable ;
- réalisé un prototype de scintillomètre large ouverture robuste, et facilement modifiable (bien que devant être calibré à chaque nouvelle installation);

En perspective d'évolution, les télescopes de Newton pourraient être remplacés soit par des miroirs à plus faible distance focale mais plus onéreux (Wageningen, WUR), soit par des lentilles de Fresnel (Kipp&Zonen). On peut alors réduire les contraintes d'alignement et de sensibilité du point focal. De la même manière, l'ordinateur basse consommation peut être remplacé, si nécessaire, par un système consommant encore moins (type datalogger) et qui ne comprendrait que le logiciel d'acquisition.

Chapitre 3 : Incertitudes des mesures d'un scintillomètre en fonction de la méthode de calcul et du rapport de Bowen

Après avoir développé un prototype de scintillomètre LAS et avoir validé sa capacité à fournir des mesures de C_{n^2} , nous avons cherché à en déduire les flux H sur le site instrumenté de Lamasquère.

Or, il existe différents algorithmes pour estimer le flux de chaleur sensible à partir de la mesure du C_{n^2} intégré. Dans ce troisième chapitre, les 2 méthodes les plus couramment utilisées seront détaillées afin de mettre en avant les avantages et inconvénients de chacune d'elle. La première méthode est celle proposée, entre autres, par le logiciel WinLas v2.2 (Kipp&Zonen), et la seconde, une méthode utilisant la fermeture du bilan d'énergie. L'utilisation du logiciel WinLAS pour calculer les flux H , nécessite l'utilisation d'une valeur du rapport de Bowen en paramètre d'entrée du logiciel. Cette valeur de β peut aussi bien être une estimation approximative ou bien une mesure à la même résolution temporelle que le C_{n^2} . La méthode par fermeture du bilan d'énergie (Green and Ayashi, 1998), dite méthode 'β-closure', diffère par le calcul du rapport de Bowen estimé de manière itérative, en considérant la fermeture du bilan d'énergie.

Le rapport de Bowen (défini comme le rapport du flux de chaleur sensible sur le flux de chaleur latente : $\beta = H/L_v E$), intervient dans le calcul de H à partir de C_{n^2} , en tant que terme correctif permettant de tenir compte de la sensibilité de C_{n^2} vis à vis l'humidité. L'importance de cette correction, est fortement dépendante de la valeur de β , i.e pour les fortes valeurs de β la correction est pratiquement nulle, alors que pour $\beta < 1$, le terme de correction devient important. Lors d'une campagne en Turquie, Meijninger and de Bruin (2000) ont calculé les valeurs de H en considérant que $\beta = 1$ au lieu de $\beta = 0.3$, ce qui conduisit à une erreur finale sur H d'environ 15%. L'influence du terme correctif devient plus importante encore lorsque $\beta < 0.3$ (Green and Ayashi, 1998). Le suivi d'une culture de blé sur le site de Lamasquère (cf. Chapitre 2) durant l'année 2007, a montré que β pouvait prendre des valeurs comprises entre 0.02 et 5.

L'incertitude sur le flux H calculée à partir du C_{n^2} provient principalement des données complémentaires au C_{n^2} , ainsi que de la théorie de similitude de Monin-Obukhov (MOST). Cette dernière introduisant des relations empiriques déterminées expérimentalement, il en existe différentes paramétrisations (Table 1.1), menant à différentes estimations de H . D'après

Meijninger et al. (2004), la fonction f_T calculée avec les coefficients de de Bruin (1993) donnent des flux H 16% plus forts que ceux obtenus avec la paramétrisation d'Andreas (1988) (dans la cas de surfaces hétérogènes et de conditions de convection libre). Moene (pers. Communication), dans le cadre d'une campagne dans le bassin de la Volta, au Ghana (Marx et al., 2008), estime que l'erreur due au choix de la paramétrisation de f_T correspond à environ 6-7% de H , en prenant les coefficients de de Bruin (1993) et Hill (1992). Les données complémentaires telles que la vitesse du vent, la température de l'air, la hauteur du transect ou le rapport de Bowen, sont généralement obtenues à l'aide d'une station de flux, par corrélation (EC) ou par gradient. Elles sont donc toutes soumises aux erreurs de mesures ainsi qu'à la différence de représentativité (exprimée en terme de footprint) entre la mesure ponctuelle (EC) et la mesure intégrée (scintillomètre). Hartogensis et al. (2003) ont mené une étude sur l'utilisation d'un scintillomètre sur un terrain complexe en pente (25% d'arbres et 75% de végétation et de sol nu), et en ont déduit la contribution (en %) de chaque paramètres sur l'erreur commise sur le flux H final. Ils concluent que la hauteur effective était la première source d'erreur (64%), suivie par la longueur du transect (14%) et ensuite par le rapport de Bowen (8%), dans des conditions où le rapport de Bowen est supérieur à 0.4. Cependant cette distribution des incertitudes est fortement dépendante des conditions d'utilisation. Par exemple, l'utilisation d'un scintillomètre positionné près de la surface augmente l'importance de l'incertitude sur z_0 et z_{LAS} ; et dans des conditions de forte humidité, celle sur β devient prépondérante... Cette incertitude peut de plus, être très importante, allant jusqu'à 50% de la valeur de β d'après Hartogensis et al. (2003). Twine et al. (2000) ont réalisé une étude exhaustive sur l'incertitude des instruments de mesures utilisés dans les stations de flux. En comparant différents instruments utilisés pour les systèmes EC, ils concluent que l'écart type sur la valeur calculée de β est 0.18 pour un rapport de Bowen compris entre 0.1 et 2.

Dans ce chapitre, à partir des mesures de C_n^2 effectuées sur le site de Lamasquère, les flux H seront calculés pour différentes périodes de l'année 2007 présentant des valeurs de β variées, en utilisant chacune des deux méthodes (méthode classique, WinLAS, et méthode par β -closure). Pour quantifier la différence de précision entre ces différentes méthodes, les flux obtenus avec le scintillomètre par les 2 méthodes seront comparés aux flux de référence mesurés par EC. Les résultats obtenus avec chaque méthode seront accompagnés d'un calcul d'incertitude sur H , compte tenu des incertitudes de mesure des différents instruments. Afin de compléter ces résultats, une étude sur le recouvrement du footprint du scintillomètre et de

la station EC sera effectuée, ainsi qu'une étude sur l'influence du terme de corrélation entre température et humidité, R_{Tq} , sur la précision de la mesure en zone humide.

3.1 Expérience

Dans cette étude, nous allons utiliser les équations 1.59 à 1.65 présentées au Chapitre 1 de cet ouvrage, qui permettent de relier le paramètre de structure de l'indice de réfraction au flux de chaleur sensible. L'étape permettant de passer de la mesure du C_{n^2} au flux H peut s'effectuer selon 2 méthodes itératives différentes qui seront détaillées dans ce chapitre.

3.1.1 Site et expérimentation

L'expérimentation a été menée sur le site de Lamasquère (cf. 2.2.1), durant l'année 2007. Il s'agit d'une culture de blé tendre dont le semis a été effectué le 16 Octobre 2006, et la récolte le 15 Juillet 2007. La station d'Eddy Covariance est celle décrite au 1.3.2, représentée sur la Fig. 3.1. Les flux calculés à un pas de temps de 30 minutes serviront de référence pour les mesures de flux par scintillométrie.



Figure 3.1 : Station d'EC installée sur le site de Lamasquère (31).

Le prototype de scintillomètre est dans la configuration du chapitre précédent, i.e $z_{prototype}=3m$, et $L=565m$. Afin de corriger le C_{n^2} pour les contraintes d'alignement, les flux H obtenus avec le prototype (toutes méthodes de calcul confondus) sont comparés aux flux de la station EC pendant les 3 jours précédents chaque période de mesure, et un terme de

calibration moyen est calculé. De plus, seules les données C_{n^2} en conditions instables sont conservées car le rayon lumineux du prototype est généralement masqué par l'apparition de buée (condensation de la vapeur d'eau sur le miroir) pendant la nuit, ou à l'aube.

3.1.2 Vérification de la validité des données du scintillomètre

Avant d'effectuer des études comparatives entre les flux du scintillomètre et ceux de la station Eddy Covariance, une étude préliminaire a été réalisée afin supprimer les valeurs données du scintillomètre qui ne respectent pas certaines hypothèses. Tout d'abord, les valeurs de C_{T^2} qui ne respectent pas les lois de la théorie de similitude de Monin et Obukhov (MOST) ont été éliminées. Dans un second temps, une comparaison des footprints de la station EC et du scintillomètre a été réalisée pour ne tenir compte que des footprints inclus dans la surface du champ.

Comportement vis à vis de la MOST

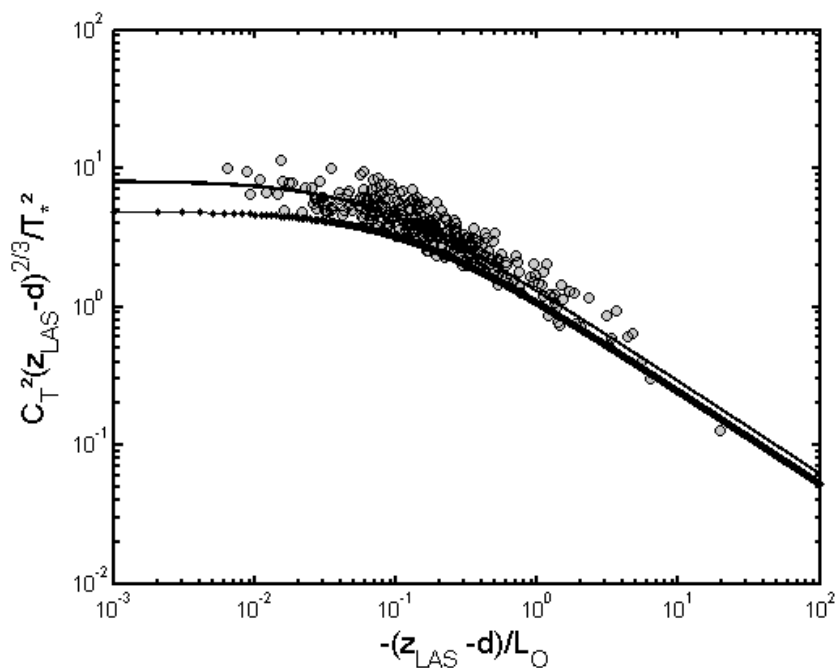


Figure 3.2 : Comportement de $C_T^2(z_{LAS}-d)^{2/3}/T_*^2$ en fonction de $-(z_{LAS}-d)/L_O$, avec représentation des fonctions de similitude de Hill et al. (1992) représentée entrain noir gras, et de de Bruin et al. (1993) en trait fin noir et points noirs.

Le comportement du C_{T^2} vis à vis de la théorie de Monin et Obukhov est une contrainte importante, souvent négligée lors du calcul de flux en scintillométrie. En effet, les valeurs de C_{T^2} obtenues à l'aide du scintillomètre suivent un comportement décrit par une fonction universelle, dépendant de la stabilité de l'atmosphère. Ces fonctions sont définies de manière expérimentale dans le cadre de la théorie de similitude de Monin et Obukhov. Les

différentes valeurs de $C_T(z_{LAS}-d)^{2/3}/T_*^2$ ont donc été calculées, puis tracées en fonction $(z_{LAS}-d)/L_{MO}$. Les valeurs de L_{MO} et de T_* sont celles calculées par la station EC comme le suggère Hoedjes et al. (2007), afin d'éviter les effets indésirables (De Bruin et al., 1993). Les résultats ainsi obtenus et dont le comportement s'éloigne fortement de la théorie MOST (fonctions de similitude présentées dans le tableau 2 du Chapitre 1) ont alors été rejetés. Les données recueillies sur les trois périodes et conservées sont représentées sur la Fig. 3.2.

Recouvrement des footprints

L'empreinte (ou footprint) de flux, représente l'ensemble 'des contributions (par unité de surface) de chaque élément de surface dans la direction du vent dominant, sur le flux vertical mesuré' (Schuepp et al., 1990). D'un point de vue pratique, l'analyse du footprint est très utile pour l'installation des instruments de mesures. L'approche classique consiste à analyser les vents dominants, calculer le footprint en fonction de la rugosité de surface (z_0) et de l'état de l'atmosphère (différentes valeurs de L_0), et sélectionner l'emplacement des capteurs pour que les différentes contributions aux flux proviennent d'une surface donnée. Dans le cas de surfaces hétérogènes, l'analyse du footprint permet d'observer de façon qualitative : les perturbations causées par la canopée d'une forêt (Rannick et al., 2000), ou la contribution de chaque parcelle d'une surface agricole (Bsaibes, 2007).

Plusieurs modèles de footprint ont été développés depuis les années 1990, en utilisant des approches différentes (Vesala et al., 2008) : modèles analytiques (Schuepp et al., 1990 ; Horst and Weil, 1992, 1994), modèles stochastiques Lagrangiens de dispersion de particules (Sawford and Guest, 1987), LES (Large Eddy Simulation) (Leclerc et al., 1997), et modèles de fermeture (Sogachev et al., 2004). Les modèles analytiques sont les plus pratiques en terme de calcul, et les plus simples d'entre eux sont intégrés dans les logiciels de calcul par corrélation turbulente (Schuepp et al., 1990). Des comparaisons avec des modèles stochastiques Lagrangiens ont donné de très bons résultats (Horst and Weil, 1992), à la condition d'effectuer des mesures à moins de 0.1 fois la hauteur de la couche limite, et de travailler dans des conditions de stabilité modérée (Kljun et al., 2003).

Nous avons donc choisi d'utiliser le modèle 'analytique/stochastique Lagrangien' proposé par Horst and Weil (1992), et défini pour les instruments de mesures ponctuels. Celui-ci dépend principalement de 3 paramètres : la hauteur d'installation de l'instrument, sa position par rapport au vent transverse, et la stabilité de l'atmosphère. Meijninger et al. (2002a) a utilisé ce modèle comme base et l'a fait évoluer pour calculer les empreintes des scintillomètres, en pondérant le footprint d'un instrument de mesure ponctuel avec la fonction de pondération du scintillomètre $W(z)$ (cf. Eq. 1.40). Mis en oeuvre à l'aide du logiciel Matlab, il donne des

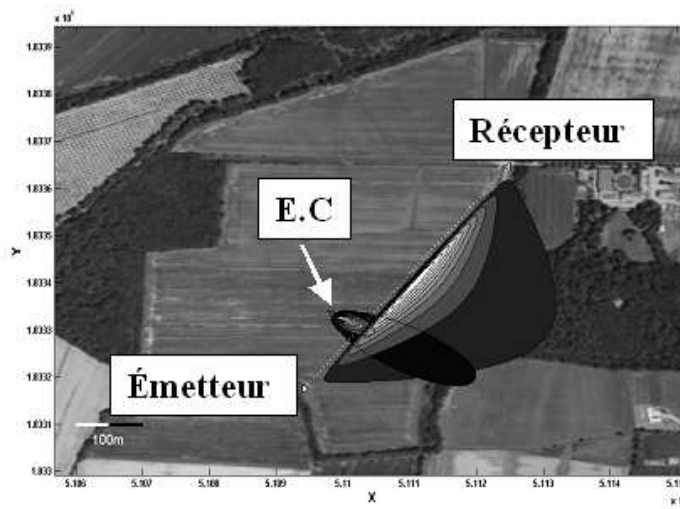
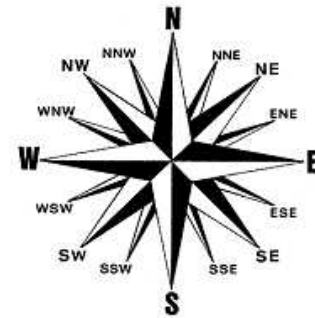
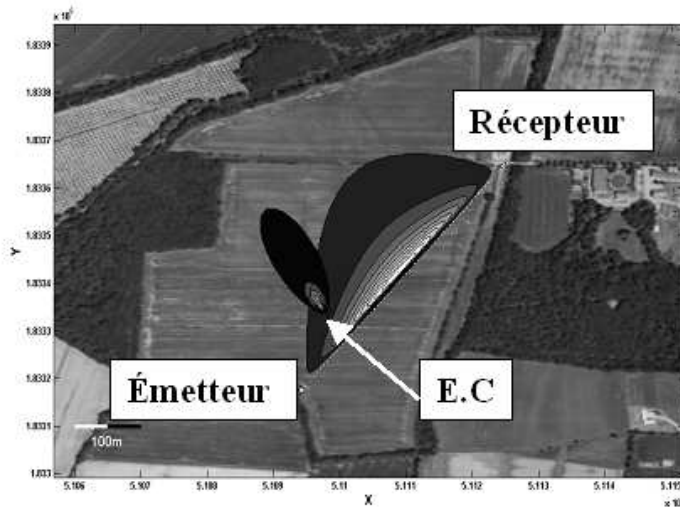
résultats comparables aux résultats obtenus par Meijninger et al. (2002a), avec en plus des possibilités pour faire varier la direction du vent, et le mode de visualisation.

Ce modèle de footprint a été utilisé sur les données de l'année 2007, afin de vérifier si les résultats de la station EC et du scintillomètre étaient bien comparables. L'objectif était de répondre à la question : est ce que les mesures effectuées avec les deux instruments correspondent bien aux mêmes empreintes ? Une étude statistique préliminaire a été réalisée pour limiter le nombre de footprints à tracer. Pour cela, la rose des vents a été tracé pour chaque période, et la densité de cas pour 8 orientations (N, NE, E, SE, S, SO, O, NO) a été calculée. A partir de la station EC, la direction du vent, la vitesse de friction (u_*), l'écart type de la vitesse du vent (σ_v), et la longueur d'Obukhov (L_O) ont été moyennés selon la direction du vent qui prédomine, à partir des données de la station EC. Ainsi pour les 3 périodes d'observation, on obtient :

| | Avril | Juin | Septembre |
|---|-------|------|-----------|
| Direction du vent (°) | 339 | 124 | 311 |
| u_* (m.s⁻¹) | 0.17 | 0.4 | 0.32 |
| σ_v (m.s⁻¹) | 0.31 | 0.64 | 0.57 |
| L_O (m) | -5 | -26 | -12 |
| h_{veg} (m) | 0.6 | 0.9 | 0.15 |

Table 3.1 : Paramètres d'entrée moyen du modèle de footprint pour les 3 périodes de 2007.

Les 'footprints' pour les 3 périodes ont été calculés, et sont représentés sur la Fig. 3.3. L'image de fond est constituée d'une image IGN, sur laquelle sont projetés les footprints de la station d'Eddy Covariance et du scintillomètre. On remarque que, dans l'ensemble, le footprint du scintillomètre est inclus dans le tracé du champ, mais que pour des directions de vent comprises entre 15° et 160°, une partie non négligeable des flux observés par le prototype provient de la forêt à l'est du champ. Afin d'effectuer une comparaison rigoureuse entre le prototype et la station EC, ne tenant compte que de la contribution de la parcelle, les flux obtenus pour des directions de vent comprises entre 15° et 160° ont été supprimés.



FOOTPRINTS :

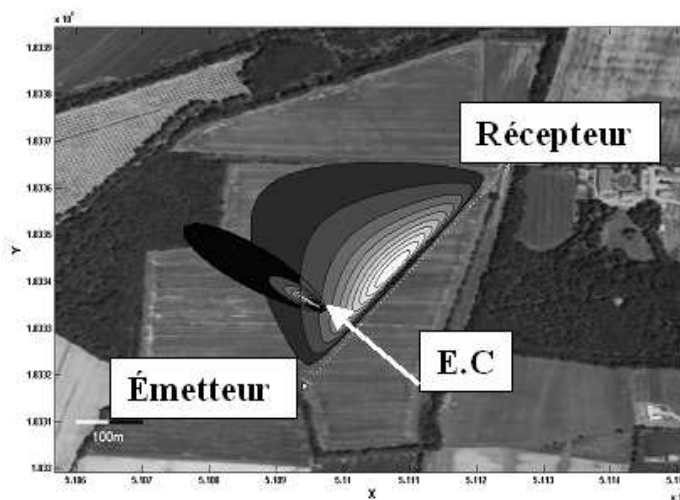
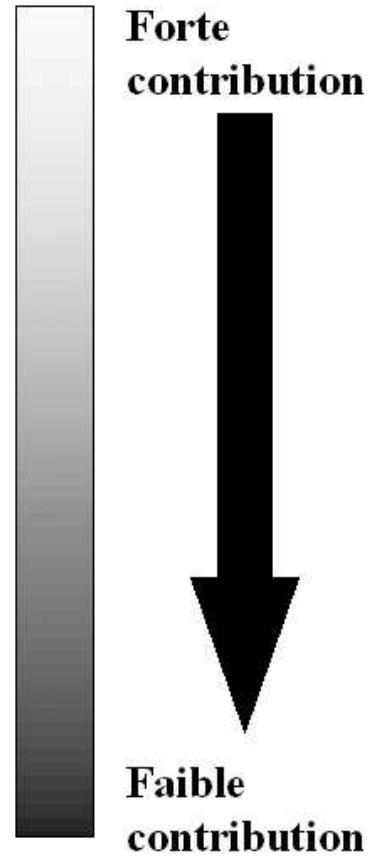


Figure 3.3 : Footprint du scintillomètre et de la station EC pour les 3 périodes : a) P1 (Avril) ; b) P2 (Juin), et c) P3 (Septembre).

3.1.3 Evolution du rapport de Bowen au cours de l'année 2007

La différence entre les deux méthodes de calcul de flux qui seront décrites dans ce chapitre, provient de la connaissance du rapport de Bowen. Afin de quantifier son influence sur les résultats de chaque méthode, une étude préliminaire sur l'évolution de β au cours de l'année a été effectuée.

Le rapport de Bowen a été calculé tout au long de l'année 2007 à l'aide des données filtrées de la station de flux par corrélation (cf. Chapitre 1), en appliquant le rapport de H sur $L_v E$. Des critères stricts ont été imposés à β afin d'éliminer des données douteuses pour lesquelles la validité peut être contestable. Le premier critère imposé par le prototype du scintillomètre (présence de buée la nuit) implique que seules les valeurs de β obtenues en conditions instables sont conservées. La seconde restriction sur β concerne la précision des mesures turbulentes effectuées par les systèmes EC. D'après Billesbach et al. (2004), la précision de systèmes EC est de 7W/m^2 pour le calcul de H , et de 15W/m^2 pour celui de $L_v E$. En comparant deux systèmes de mesure de flux EC, Wolf et al. (2008) trouvent un écart type sur les mesures de H de 11.2W/m^2 et sur celles de $L_v E$, de 18.7W/m^2 . J'ai choisi par la suite d'utiliser les valeurs de Billesbach et al. (2004), et ainsi de supprimer toutes les valeurs de flux qui sont inférieures aux limites de la précision du système EC.

La figure 3.4 présente l'évolution du rapport de Bowen entre le 1^{er} Janvier et le 1^{er} Octobre 2007. Sur la même figure, a été rajoutée l'évolution du LAI (Leaf Area Index). Ce dernier que l'on pourra traduire par indice foliaire, représente la surface de feuille par unité de surface de sol. Celui ci étant directement lié à l'évolution de la plante, il peut être relié au comportement du rapport de Bowen en fonction du stade de vie de la plante. Il a été calculé à partir de mesures destructives effectuées toutes les 2 ou 3 semaines, suivant la période. Les techniques dites destructives consistent à récupérer des échantillons de la culture (feuilles), et à mesurer l'aire manuellement, à l'aide d'un planimètre (LiCor 3100).

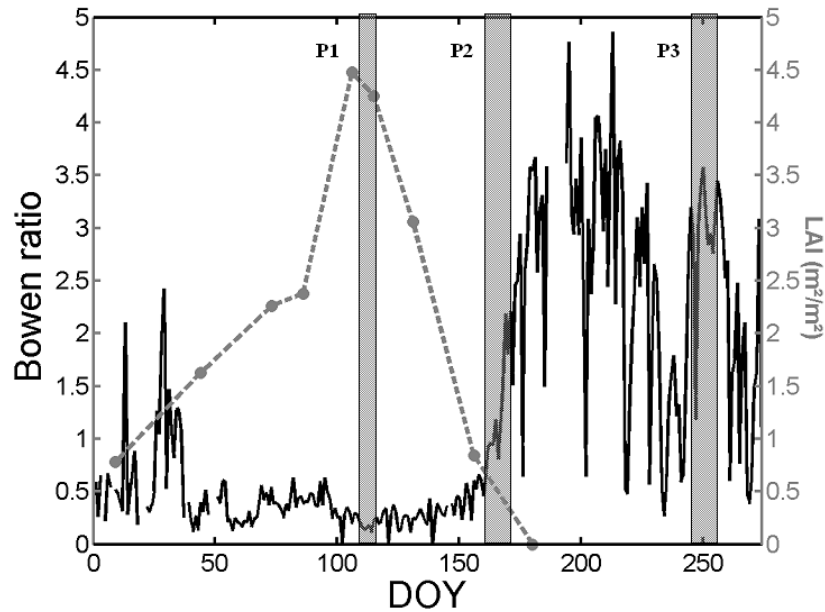


Figure 3.4 : Evolution du rapport de Bowen et du LAI sur le site de Lamasquère au cours de l'année 2007, culture de blé (du 1^{er} Janvier au 1^{er} Octobre) : P1, correspond à la période d'Avril, P2, correspond à la période de Juin, et P3, à celle de Septembre. En noir, le rapport de Bowen et en pointillés gris, le LAI.

La première période étudiée est située en Avril entre le 19/04/07 et le 24/04/07 (DOY 109-114). Il s'agit de la période où le LAI est le plus fort, synonyme d'une végétation en croissance ($h_{veg}=0.6m$), ce qui implique aussi un fort taux d'évapotranspiration de la part de la plante ($\beta=0.12$ moyenné sur les 5 jours). La seconde période est à la mi-juin, entre le 12/06/07 et le 18/06/07 (DOY 163-169), lorsque la végétation est arrivée à maturité et entame sa sénescence (maximum de hauteur de végétation, $h_{veg}=0.9m$). Le LAI 'vert' tend vers 0, ainsi que la capacité de transpiration. Le rapport de Bowen augmente et atteint $\beta=1.01$ (moyenne sur les 7 jours). La dernière période d'étude se situe au début du mois de Septembre, entre les jours 04/09/07 et 10/09/07 (DOY 248-254). Le blé a été fauché aux environs du 15 Juillet, ainsi il ne reste plus dans le champ que du sol nu et du chaume. Le flux de chaleur sensible est prédominant et $\beta=2.8$ (moyenné sur les 7 jours).

3.1.4 Comparaison entre les deux méthodes de calcul de flux

Dans cette partie nous allons étudier les deux méthodes les plus courantes pour calculer les flux à partir du C_n^z obtenu par un scintillomètre : la méthode utilisée dans le logiciel WinLAS (méthode classique), et la méthode proposée par Green et Ayashi (1998) (méthode 'β-closure').

Il s'agit pour ces deux méthodes d'algorithmes itératifs simples, comprenant une boucle d'itérations sur une ou deux variables. La méthode dite classique est la plus simple

d'un point de vue algorithmique. En effet, les itérations sont bouclées sur une seule variable : la longueur d'Obukhov, L_O . La seconde méthode, dite 'β-closure' demande un bouclage sur L_O ainsi qu'un autre sur le rapport de Bowen, β . Les différentes entrées-sorties de ces deux algorithmes sont listées dans le Tableau 3.1.

| | Paramètres d'entrée | Paramètres de sortie |
|--|---|---------------------------|
| Méthode classique (Ex : WinLAS v.2.2) | $C_n^2, T, u, P, z_0, d, z_{LAS}, z_{EC}, \beta$ | H, L_O, T^*, u^* |
| Méthode par 'β-closure' (BCM) | $C_n^2, T, u, P, z_0, d, z_{LAS}, z_{EC}, G, R_N$ | H, L_O, T^*, u^*, β |

Tableau 3.2 : Entrées et sorties pour les deux algorithmes de calcul de flux

Méthode Classique (WinLAS v.2.2)

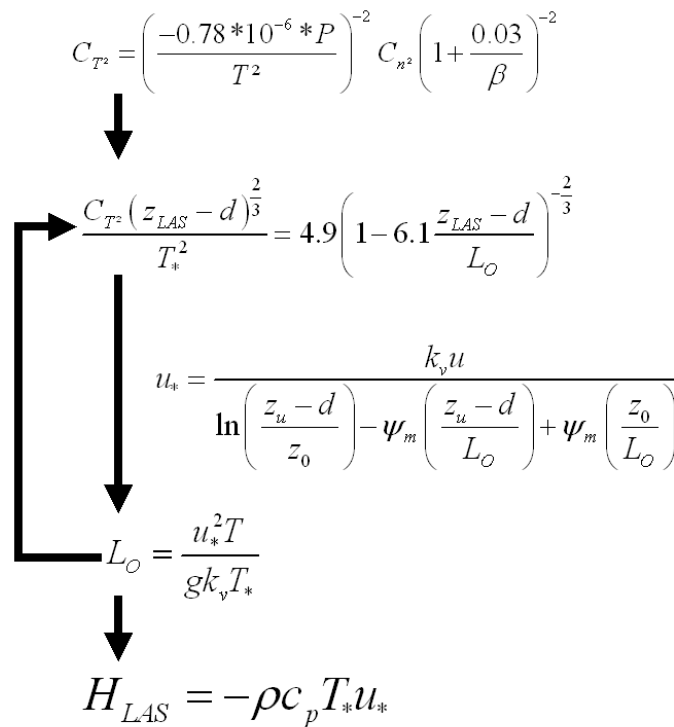


Figure 3.5 : Description schématique de l'algorithme de calcul de flux par la méthode dite 'classique'

L'algorithme de la méthode classique, utilisée par le logiciel WinLAS v.2.2 (Kipp&Zonen), est décrit schématiquement sur la figure 3.5. Tout d'abord une valeur est donnée à L_O pour initialiser l'algorithme. Le paramètre de structure de température est calculé une première fois à l'aide des paramètres météorologiques et de β , ce qui permet de trouver une première valeur de T^* . En parallèle, la vitesse de frottement est calculée à partir du même

L_0 . A partir de ces premières valeurs de T^* et u^* , on calcule une nouvelle valeur de L_0 . Cette dernière est ré-introduite dans la boucle d'itération et permet de calculer de nouvelles valeurs de T^* et u^* . Les itérations continuent ainsi jusqu'à ce que L_0 converge. Quand l'algorithme a enfin convergé, les valeurs de u^* et T^* finales sont utilisées pour calculer H .

Dans cette méthode, β est un paramètre d'entrée qui demande donc à être connu et mesuré (la plupart du temps par des systèmes EC). Cette valeur de β comporte alors les incertitudes inhérentes à la mesure par la méthode des corrélations. Twine et al. (2000) présentent les résultats de comparaison de différents instruments de mesure permettant l'application de la méthode des corrélations et définissent un écart type sur β , $\sigma_\beta = 0.18$ pour une gamme de β comprise entre 0.1 et 2. Cette valeur de σ_β tient à la fois compte des erreurs systématiques dues au système de mesure, ainsi qu'aux erreurs aléatoires du système et de la méthode des corrélations. Les erreurs systématiques correspondent à des erreurs constantes (ou à variations lentes), introduisant toujours le même décalage sur le mesurande, elles demandent la comparaison avec un autre instrument de mesure pour être évaluées. Elles peuvent être dues à : l'étalonnage, la fréquence d'échantillonnage... Les erreurs aléatoires sont quant à elles dues à des phénomènes accidentels, et ne peuvent être mesurées qu'à l'aide d'outils statistiques. Elles sont souvent dues à l'électronique : bruit, alimentation... (Kruijt et al., 2004). Considérant que l'erreur systématique de la station EC, utilisée comme référence est négligeable, l'erreur aléatoire due à la méthode des corrélations a été calculée. Pour cela, j'ai appliqué la méthode proposée par Hollinger and Richardson (2005) et Richardson et al. (2006) de 'daily-differencing approach' permettant de calculer les erreurs aléatoires d'un système de mesure à l'aide d'un grand jeu de données. Le principe (**PH**) est le suivant : les résultats obtenus à l'instant t de la journée J , doivent être identiques à ceux de l'instant t de la journée suivante ($J+1$) si les conditions atmosphériques sont les mêmes. Notons δ , l'erreur aléatoire sur la mesure du flux F , et x le flux effectivement mesuré : $x = F + \delta$ (on ne tient pas compte de l'erreur systématique). Comparons x_1 et x_2 , qui répondent au principe **PH**. δ_1 et δ_2 , sont indépendants et identiquement distribués, et en tant que variables aléatoires sont définies par la variance $\sigma^2(\delta)$. En calculant l'écart type entre x_1 et x_2 on obtient : $\sigma(x_1 - x_2) = \sigma(\delta)\sqrt{2}$. Afin de trouver une loi simple reliant $\sigma(\delta)$ au flux F (de type régression linéaire), on intègre l'écart type de l'erreur aléatoire sur différentes plages de valeur de F .

Sur le site de Lamasquère, nous disposons d'un grand jeu de données puisque les mesures de flux par EC sont effectuées depuis plus de 5 ans. L'erreur aléatoire a donc pu être calculée pour H et $L_v E$ (Beziat 2009, pers. Communication). En conditions instables, l'erreur

aléatoire sur $L_v E$ peut être exprimée par la relation $\sigma_{L_v E} = 0.134L_v E + 5.8$, $R^2 = 86.5\%$ et celle sur H par $\sigma_H = 0.117H + 6.8$, $R^2 = 76.4\%$. J'en ai déduit l'erreur sur β lors de la même période d'étude, à partir de la propagation des incertitudes :

$$\sigma_\beta = 0.301\beta + 0.02 \quad (3.5)$$

avec une corrélation $R^2 = 89\%$ (Figure 3.6).

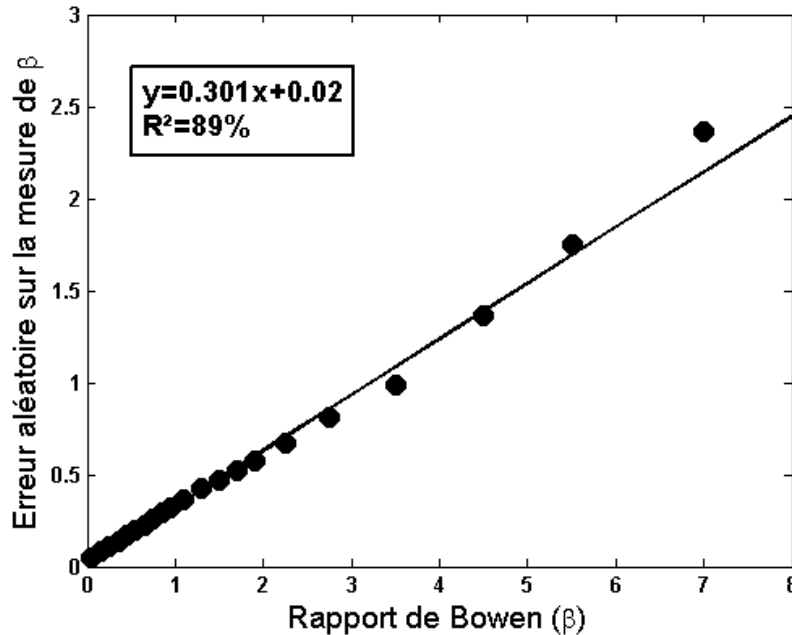


Figure 3.6 : Erreur aléatoire du à la mesure par EC sur la mesure du rapport de Bowen, en fonction du rapport de Bowen. La droite en noir correspond à la régression linéaire : $\sigma_\beta = 0.301\beta + 0.02$.

Méthode du ‘ β -closure’

La figure 3.7 décrit de façon schématique l’algorithme de calcul de la méthode par ‘ β -closure’. Dans celui-ci, deux conditions initiales sont imposées l’une sur L_O et l’autre sur β . Avec ces premières valeurs, on calcule C_{T^2} , puis T^* et u^* . Les valeurs prises par T^* et u^* servent alors à calculer une nouvelle valeur de L_O , ainsi qu’une première valeur de H . Cette première valeur de H va permettre de calculer une nouvelle valeur de β à l’aide de la fermeture du bilan d’énergie. β et L_O sont alors réintroduits pour calculer une nouvelle valeur de C_{T^2} , de T^* et u^* . Les itérations s’effectuent jusqu’à ce que L_O converge. Quand celui-ci a enfin convergé, les valeurs de u^* et T^* finales sont utilisées pour calculer H .

L’incertitude de H dépend ici de l’incertitude sur R_N et G , ainsi que de la fermeture du bilan d’énergie. Par cette méthode, on peut ainsi éviter l’utilisation de données issues de systèmes de corrélation coûteux à mettre en place et long dans le traitement des données.

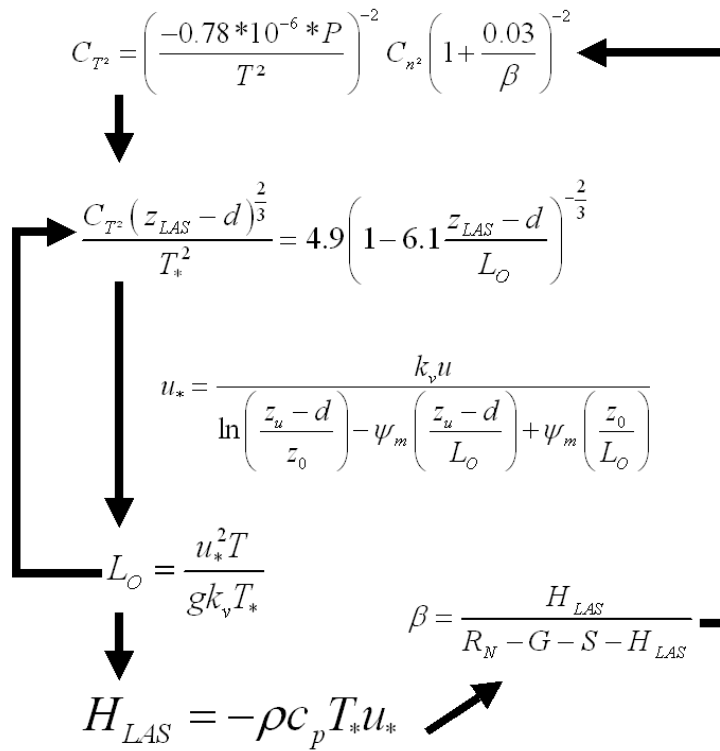


Figure 3.7 : Description schématique du process de la méthode ‘ β -closure’.

Afin de quantifier l’influence de la fermeture du bilan d’énergie sur cette méthode, j’ai calculé le taux de fermeture du bilan d’énergie pour les différentes périodes (Gu et al., 1999) :

$$\gamma = \frac{H + L_v E}{R_n - G - S} \quad (3.6)$$

Ce taux correspond au rapport entre les flux turbulents, et le résidu entre le rayonnement net et la somme du flux de conduction dans le sol et le stockage de chaleur dans la végétation. Le taux de fermeture sur les trois périodes cumulées est représenté sur la Fig. 3.8. La fermeture du bilan d’énergie est réalisée à 81%, ce qui est habituel pour ce type de surface.

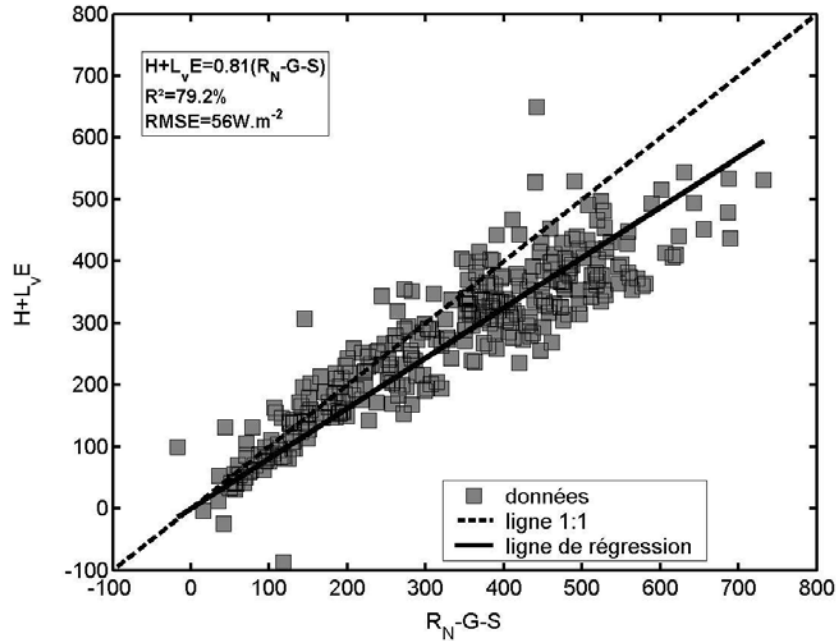


Figure 3.8 : Flux turbulent ($H+LvE$) en fonction du rayonnement net moins le flux de conduction dans le sol et le stockage dans la végétation. Données de Lamasquère sur les périodes P1, P2 et P3.

3.1.5 Calcul d'incertitudes

Les incertitudes dues aux instruments de mesure se répercutent sur le flux de chaleur sensible calculé. La sensibilité de chaque méthode aux erreurs d'incertitude sera considérée comme un paramètre supplémentaire de comparaison.

Ainsi pour chaque méthode on évaluera les incertitudes du flux calculé. L'écart type sur H (correspondant à l'erreur aléatoire sur H) est calculé à partir de l'outil statistique de propagation d'erreurs à distribution gaussienne (Marx et al., 2008) :

$$\sigma_H^2 = \sum \left(\frac{\partial H}{\partial Input_i} \right)^2 \sigma_{Input_i}^2 + \left(\frac{H_{hi} - H_{db}}{2} \right)^2 \quad (3.7)$$

avec σ , l'écart type dû aux incertitudes de mesure, et $Input_i$, les paramètres d'entrée des algorithmes de calcul de flux donnés en Table 3.2. On retrouve l'expression de la propagation d'erreur sous le terme I auquel a été rajouté le terme II correspondant à l'erreur commise lors du choix de la fonction de Monin et Obukhov : H_{hi} , correspond à H calculé avec fonction de Monin et Obukhov proposée par Hill et al. (1992) et H_{db} , celle de de Bruin et al. (1993). Cette incertitude est prédominante étant donnée qu'elle correspond à environ 6% de H . Les valeurs des écarts-types pour chaque paramètre utilisé sont celles proposées par Marx et al. (2008) : C_{n^2} (0.5% de C_{n^2}), T (0.1K), u (0.5% de u), P (100Pa), z_0 (10%), z_{LAS} (0.5m),

z_{EC} (0.1m). La précision sur R_N et sur G est donnée par Twine et al. (2000), et correspond respectivement à 6% de R_N et 20% de G . Je considérerai par la suite que l'incertitude sur S et la même que celle sur G , n'ayant pas trouvé de références sur l'incertitude de ce terme.

Une étude préalable au calcul d'incertitude sur H , qui ne tient pas compte de l'incertitude sur le rapport de Bowen, a été réalisée pour la méthode classique. Les incertitudes sur H ($\varepsilon_H = \sigma_H/H$) moyennées pour les différentes périodes sont : $\varepsilon_H = 11.3\%$ en Avril (LAI max.); $\varepsilon_H = 11.4\%$ en Juin (sénescence) et $\varepsilon_H = 12.1\%$ en Septembre (sol nu). Ces incertitudes sont assez grandes comparées aux 7 ou 8% trouvées par Marx et al. (2008), et sont principalement dues à la faible hauteur d'installation du scintillomètre. En doublant la hauteur du scintillomètre, i.e $z_{LAS} = 6m$, l'incertitude absolue sur H est réduite d'environ 3%. L'incertitude sur H est légèrement supérieure en Septembre : cela provient de la faible hauteur de végétation impliquant une hauteur de rugosité et de déplacement très faibles : $z_0 = 0.015m$ et $d = 0.09m$.

3.2 Résultats

Les valeurs de β lors de l'année 2007 couvrent une large gamme allant de 0.02 à 4.86 (Fig. 3.4). Comme ce dernier peut prendre de très faibles valeurs, ce qui implique de fortes corrections sur le C_{Tz} , il est important de quantifier l'erreur commise sur le flux de chaleur sensible lors de l'utilisation d'un rapport de Bowen intégré sur de plus ou moins grandes périodes, ainsi que lors de l'utilisation des différentes méthodes. Le logiciel WinLAS, dans son option par défaut, suggère d'utiliser une valeur approximative de β et constante sur la période de mesure, considérant qu'il ne s'agit que d'un terme correctif et que son influence est donc faible. Par la suite, nous allons faire les calculs de flux en utilisant : une approximation de β pour calculer les flux H sur les 3 périodes, puis nous améliorerons les résultats obtenus en utilisant une valeur de β calculée toutes les 30 minutes par la station EC. La méthode par 'β-closure' sera ensuite utilisée pour être comparée aux calculs effectués avec le logiciel WinLAS.

3.2.1 Flux de chaleur sensible calculé à partir de la méthode classique (WinLAS)

Approximation du rapport de Bowen

Afin d'effectuer une approximation du rapport de Bowen qui ne soit pas trop éloigné de la réalité, ce dernier a été moyenné sur chaque période d'étude : $\beta = 0.12$ pour P1, $\beta = 1.01$

pour P2, et $\beta=2.8$ pour P3. Ces valeurs ont été utilisées en tant que paramètre d'entrée de la méthode classique (WinLAS), et les flux ont été calculés pour les 3 périodes.

Dans un premier temps, les résultats obtenus ont été étudiés en terme de précision et d'incertitude sur la mesure. Les résultats de Juin et de Septembre sont bien corrélés aux flux de référence provenant de la station EC, i.e $H_{LAS}=0.97H_{EC}$ et $R^2=97\%$ en Juin et $H_{LAS}=1.02H_{EC}$ et $R^2=91\%$ en Septembre. En Avril, où la contribution de β au flux H est plus importante, les résultats montrent une très mauvaise dynamique du flux (oscillant entre 30 et 65 W/m²) avec $H_{LAS}=0.5H_{EC} +25$ et une corrélation $R^2=68\%$.

L'incertitude sur H a été calculée pour les trois périodes, en tenant compte de l'expression de σ_β de l'Eq. 3.7 : $\varepsilon_I =11.4\%$ en Avril ; $\varepsilon_I =11.4\%$ en Juin et $\varepsilon_I =12.1\%$ en Septembre. Lors de ce calcul d'incertitude, les résultats obtenus sont minimisés car l'incertitude sur β ne tient compte que des erreurs aléatoires de mesure. L'utilisation d'un écart type plus important comme celui proposé par Twine et al. (2000), $\sigma_\beta =0.18$ (tenant compte des erreurs systématiques et aléatoires), conduit à une incertitude sur H qui atteint $\varepsilon_I =14.8\%$ en Avril ; $\varepsilon_I =11.4\%$ en Juin et $\varepsilon_I =12.2\%$ en Septembre

Rapport de Bowen calculé toutes les 30 minutes

Afin d'améliorer les résultats obtenus en Avril, la valeur de β calculée toutes les 30 minutes a été utilisée comme paramètre d'entrée du logiciel WinLAS. Mis à part cette modification, le calcul de flux est identique à celui effectué précédemment. Les résultats de comparaisons de H_{LAS} avec H_{EC} représentés sur la Fig. 3.9.

Les résultats de Juin et de Septembre sont bien corrélés aux flux de référence (H_{EC}), i.e $H_{LAS}=0.98H_{EC}$ et $R^2=95\%$ en Juin et $H_{LAS}=1.02H_{EC}$ et $R^2=91\%$ en Septembre. Ces résultats sont en accord avec ceux trouvés précédemment, ce qui met en évidence la faible influence du rapport de Bowen lorsque $\beta>1$. En Avril, où $\beta\ll 1$, les résultats sont nettement améliorés par rapport au cas précédent : $H_{LAS}=1.03H_{EC}$ et $R^2=72\%$. Les variations diurnes et journalières de β affectent donc la précision de H par la méthode classique, engendrant des erreurs importantes lors de l'utilisation d'un β approximatif

L'incertitude sur H a été calculée pour les trois périodes, en tenant compte de l'expression de σ_β de l'Eq. 3.7 : $\varepsilon_I =16.7\%$ en Avril ; $\varepsilon_I =11.4\%$ en Juin et $\varepsilon_I =12.1\%$ en Septembre. L'utilisation de $\sigma_\beta =0.18$, comme précédemment, conduit à une incertitude sur H qui atteint $\varepsilon_I =44\%$ en Avril ; $\varepsilon_I =11.7\%$ en Juin et $\varepsilon_I =12.2\%$ en Septembre

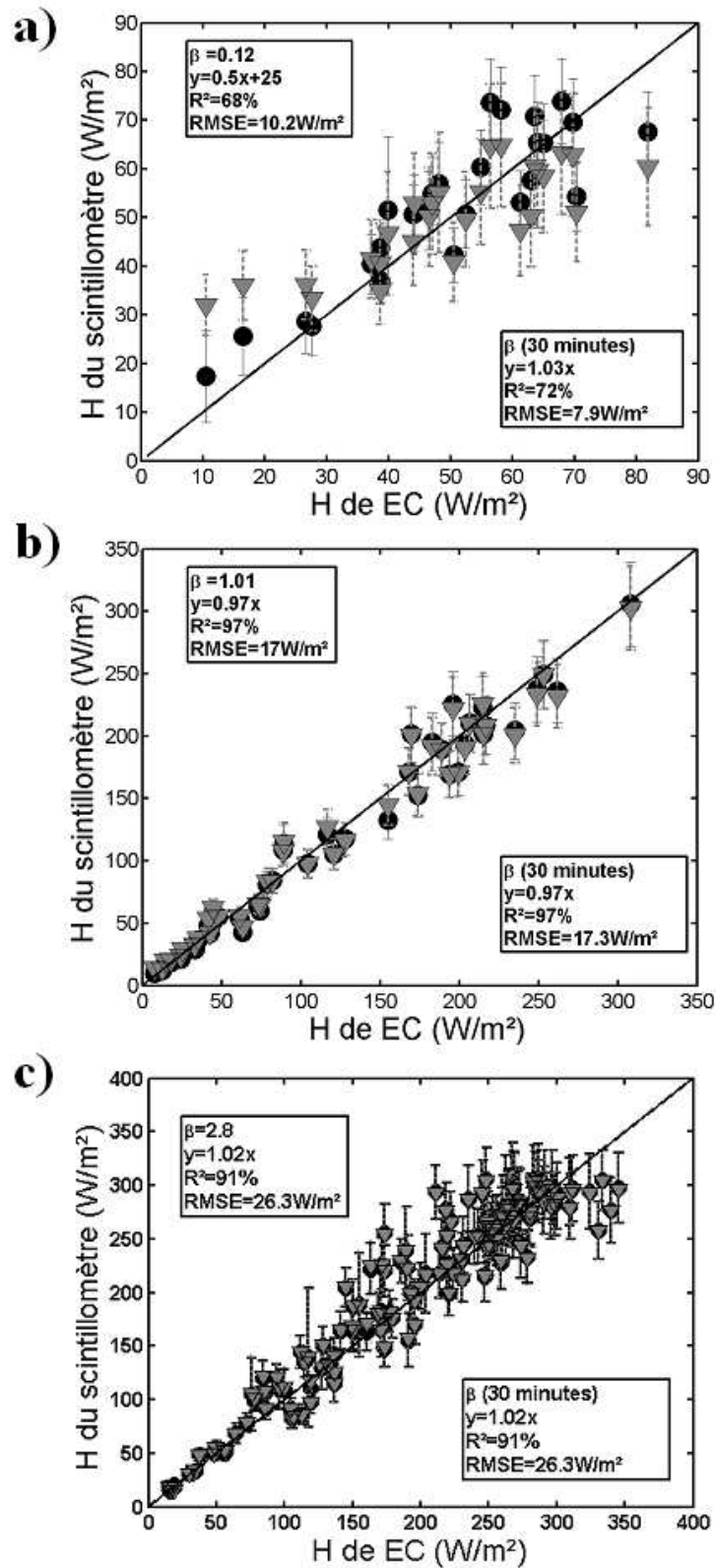


Figure 3.9 : Comparaison entre les flux H calculés avec la méthode classique, et ceux dérivés de la station EC. Les flux calculés à l'aide d'un β approximatif sont représentés par des triangles gris, et ceux calculés avec un β calculé toutes les 30 minutes sont en cercles noirs. Les trois périodes sont représentées : a) Avril, b) Juin, et c) Septembre.

Ces premiers résultats peuvent mener à une conclusion partielle concernant l'utilisation de la méthode classique. Celle-ci donnent des résultats très satisfaisants pour les périodes de Septembre et de Juin, avec une forte corrélation entre H_{LAS} et H_{EC} quelle que soit la précision sur β . Dans les cas de fortes valeurs de β ($\beta > 1$), l'utilisation d'une valeur approximative de β peut être conseillée, car les résultats des comparaisons entre H_{LAS} et H_{EC} ne sont pas modifiés (Moene, 2003), l'incertitude sur H est équivalente, et on évite de mettre en oeuvre des systèmes de mesures turbulentes (Eddy Covariance). Dans les cas de faible rapport de Bowen, où la sensibilité du flux H à β est plus importante, une connaissance précise de ce dernier (i.e, à la même fréquence que les mesures de C_n^2) permet d'obtenir une bonne corrélation entre les flux H_{LAS} et H_{EC} . L'utilisation d'un β approximatif, dans les situation $\beta \ll 1$, est à éviter si l'on cherche à effectuer des mesures précises. Cependant, les améliorations dues à l'utilisation de β calculé sur 30 minutes, s'accompagnent d'une incertitude sur H fortement dépendante de l'incertitude sur la mesure β , et pouvant être très importante (entre 17 et 44%). Les flux H étant faibles dans les conditions $\beta \ll 1$, l'erreur absolue sur H reste faible. On peut noter aussi dans cette méthode que H_{LAS} et H_{EC} ne sont pas complètement indépendants, étant donné que $\beta = H_{EC}/L_v E_{EC}$ et qu'il intervient dans le calcul de H_{LAS} . Cependant, n'ayant pas accès à d'autres mesures (turbulentes ou par gradient) sur le terrain d'étude, il n'est pas possible de s'affranchir de cette dépendance. Au vu de la littérature existante (Hartogensis et al., 2003, Kohsiek et al., 2006, Von Randow et al., 2008), il n'en ressort pas de contre-indications à effectuer ces comparaisons. Finalement, en plus des variations temporelles de β , il existe une forte variabilité spatiale de ce dernier lors du calcul de flux sur des surfaces hétérogènes, qui augmente encore la sensibilité de cette méthode.

3.2.2 Flux de chaleur sensible calculé à partir de la méthode 'β-closure' (BCM)

La méthode de calcul classique dépend donc fortement de la durée sur laquelle β est moyenné et de l'incertitude de mesure associée à β . Cela peut donc limiter l'utilisation des scintillomètres dans des conditions de faible rapport de Bowen. Ce type de conditions peut par exemple être rencontré dans la forêt amazonienne (Da Rocha et al., 2003) où le rapport de Bowen annuel est de 0.17 ; ou encore en période de mousson, où $|\beta| < 0.1$ (Sadharam et al. 2001). Sur le site d'étude de Lamasquère, 38% des journées de l'année 2007 (entre le 1^{er} Janvier et le 1^{er} Octobre) présentent un rapport de Bowen inférieur à 0.4. L'utilisation d'une méthode de calcul de flux par scintillométrie indépendante de la mesure de β semble alors présenter des avantages non-négligeables. La méthode dite 'β-closure' représente une

alternative à ces problèmes. Dans ce paragraphe, les caractéristiques de cette méthode (robustesse, précision...) seront étudiées pour les trois périodes sélectionnées.

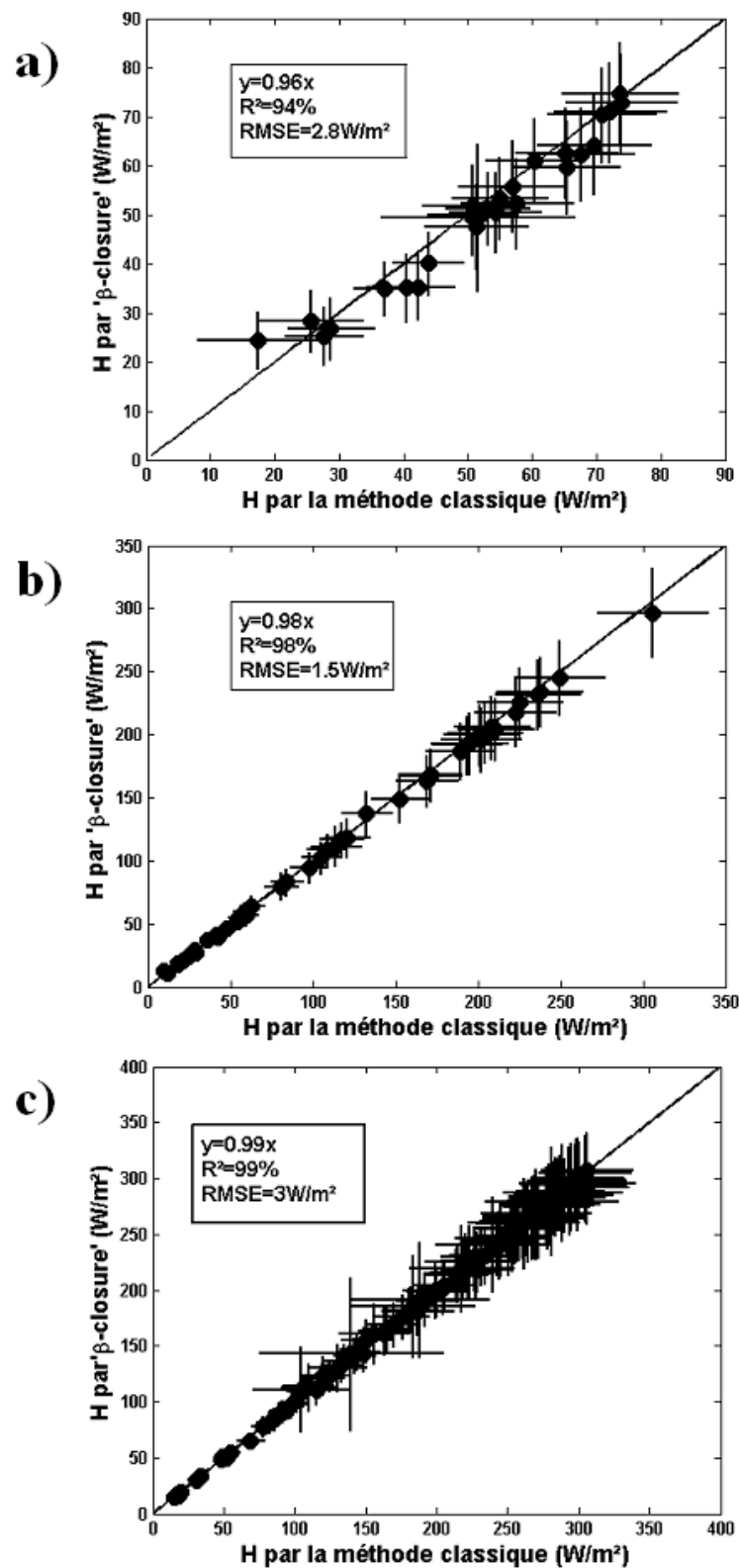


Figure 3.10 : Comparaison entre les flux H calculés avec la méthode ‘ β -closure’, et ceux calculés avec la méthode classique et une résolution temporelle sur β de 30minutes. Les trois périodes sont représentées : a) Avril (P1), b) Juin (P2), et c) Septembre (P3).

Cette méthode a tout d'abord été utilisée par Green et Ayashi (1998) sur une culture de riz au Japon, puis a été reprise par de nombreux auteurs (Meijninger et al. 2002, Hoedjes et al. 2002). Ces derniers l'ont utilisée sur une surface irriguée au Mexique, et ont obtenu de bonnes corrélations avec les flux EC avec une légère surestimation lorsque les conditions s'assèchent. Dans le cas d'étude sur le site de Lamasquère, les conditions étant très différentes, l'influence de paramètres tels que le rapport de Bowen et la fermeture du bilan d'énergie sur cette méthode a pu être analysée. Les résultats sont présentés dans le Tableau 3.2. En Avril, β est faible ($\beta=0.12$) et le bilan d'énergie est assez mal fermé (78.4%). En Juin, le rapport de Bowen est largement supérieur à celui d'Avril ($\beta=1.01$), mais la fermeture du bilan d'énergie est équivalente à celle du mois d'Avril (79.7%). Le mois de Septembre présente un β assez fort ($\beta=2.8$) ainsi qu'une meilleure fermeture du bilan d'énergie (98.7%).

Une analyse préliminaire permet de dire que la méthode dite 'β-closure' donne des résultats semblables à ceux de la méthode classique, avec une légère sous estimation, qui a tendance à augmenter lorsque β diminue. Ainsi, en comparant la méthode classique avec la méthode BCM, comme représentée sur la Fig. 3.10, on trouve une différence de 4% en Avril, de 2% en Juin, et de 1% en Septembre. On peut conclure que lorsque β diminue, la sous estimation des flux de chaleur sensible calculés par la méthode dite 'β-closure' s'accroît, alors que le taux de fermeture du bilan d'énergie n'a qu'une très faible influence. De plus, l'influence du terme de stockage dans la végétation lors du calcul de la fermeture du bilan d'énergie ne modifie pratiquement pas les résultats. Il est en effet inférieur à 1%. Il est donc possible de ne tenir compte que de la conduction dans le sol et du rayonnement net lors de l'application de la méthode 'β-closure', sans commettre d'erreur significative.

| | Méthode classique | Méthode 'β-closure' | γ | B |
|------------------|-----------------------------|-----------------------------|----------|------|
| Avril | 1.03x (R ² =72%) | 0.98x (R ² =57%) | 78.5% | 0.12 |
| Juin | 0.97x (R ² =97%) | 0.95x (R ² =97%) | 79.7% | 1.01 |
| Septembre | 1.02x (R ² =91%) | 1.01x (R ² =91%) | 98.7% | 2.8 |

Tableau 3.3 : Comparaison des régressions et corrélations entre les flux de la station EC et ceux du scintillomètre calculés avec les différentes méthodes. A titre indicatif, le rapport de fermeture du bilan d'énergie ainsi que le rapport de Bowen sont donnés dans les colonnes 4 et 5 respectivement.

En calculant l'incertitude sur H à l'aide de la propagation d'erreur gaussienne, et en considérant une erreur sur R_N de 6% et sur (G+S) de 20% on obtient : $\varepsilon_1 = 17.4\%$ en Avril, $\varepsilon_1 = 12.9\%$ en Juin, et $\varepsilon_1 = 13.1\%$ en Septembre.

On réduit donc l'incertitude (ϵ_1) sur la période d'Avril 17.4%, comparée aux valeurs pouvant être comprise entre 17% et 48% avec la méthode classique. Cependant cette incertitude est légèrement dégradée pour les périodes en Juin et en Septembre : 12.8% en Juin et 13.1% en Septembre. On notera que la contribution de l'incertitude sur R_N , G et S à l'incertitude finale de H est de l'ordre de 1%. Cette méthode présente donc les avantages de fournir des flux corrélés à ceux du système EC, avec une erreur sur la précision connue et faible, ainsi qu'un dispositif instrumental plus léger (capteurs de rayonnement et de conduction). Cependant, cette méthode est aussi contrainte par l'homogénéité de la surface observée. Effectivement, les variations spatiales de R_N et G pouvant être importantes (type de couvert, type de sol), l'observation de flux sur des surfaces hétérogènes est limité par la connaissance de ces mesures le long du transect.

3.3 Discussion sur l'influence du facteur de corrélation entre température et humidité

Dans les cas de faibles rapports de Bowen, Moene (2003) précise que la correction du terme C_{T^2} à l'aide de β comme le suggère Wesely (1976) est source d'erreur pouvant atteindre 40% de la valeur de C_{T^2} . Cette erreur provient principalement de l'utilisation d'hypothèses de corrélation entre température (T), humidité (q), et vent (w) qui ne sont pas forcément vérifiées. Une attention particulière a donc été portée à l'influence de la corrélation entre humidité et température (R_{Tq}) sur les flux de chaleur sensibles des différentes périodes (P1, P2, P3).

3.3.1 Influence de la corrélation entre température et humidité (R_{Tq}) sur le C_{T^2}

On fait souvent l'hypothèse d'une corrélation parfaite entre température et humidité $|R_{Tq}|=1$ (Kohsiek and Herben (1983), Hill et al. (1988), Andreas (1989)). Cette hypothèse revient en fait à considérer, l'égalité des coefficients d'échanges turbulents entre humidité et température ($K_H=K_w$, avec K_H , le coefficient d'échange turbulent de la température, et K_w , celui de l'humidité). Cependant, ces hypothèses ne sont pas toujours vérifiées, et leur utilisation de manière empirique, peut être source d'erreurs. Sorbjan (1993), montre que pour différentes conditions expérimentales, la valeurs de R_{Tq} est comprise entre 0.6 et 0.8, plutôt que 1.

Un bon exemple de l'utilisation de l'hypothèse $R_{Tq}=\pm 1$, est le passage de l'expression du C_{n^2} à l'aide des différents paramètres de structure (C_{T^2} , C_{q^2} , C_{Tq}), noté *I* ci-dessous, à l'expression de Wesely (1976), où C_{n^2} ne dépend plus que de C_{T^2} et β , notée *II* ci-dessous :

$$\overbrace{C_{n^2} = \frac{A_T^2}{T^2} C_{T^2} + \frac{A_q^2}{q^2} C_{q^2} + 2 \frac{A_T A_q}{Tq} C_{Tq}}^I \rightarrow \overbrace{C_{n^2} = \left(\frac{-0.78 * 10^{-6} * P}{T^2} \right)^2 C_{T^2} \left(1 + \frac{0.031}{\beta} \right)^2}^{II} \quad (3.8)$$

Le passage de l'équation I à II n'est possible que si plusieurs hypothèses sont vérifiées. Les différentes étapes conduisant de I à II sont présentées ci-dessous de même que les hypothèses utilisées et l'erreur possible qu'elles engendrent (Moene, 2003). Moene et al. (2003) dénotent que l'hypothèse qui engendre le plus d'erreur est l'affirmation $R_{Tq}=\pm 1$.

Tout d'abord, il est nécessaire d'exprimer C_{q^2} , et C_{Tq} en fonction de C_{T^2} . Pour cela, on va utiliser une approximation sur les corrélations entre T et q , mesurées à une distance r l'une de l'autre, telle que :

$$R_{Tq}(r) \approx R_{Tq}(0) \sqrt{R_{T^2}(r) R_{q^2}(r)} \quad (3.9)$$

qui reste vraie tant que les structures spatiales de T et q sont similaires. Etant donné que les diffusions moléculaires de T et q sont égales (à $\pm 10\%$), l'égalité entre $R_{TT}(r)$ et $R_{qq}(r)$ peut être admise tant que l'on travaille entre la zone inertielle et la zone de dissipation des phénomènes turbulents. A partir de (3.9), on peut relier de manière simple et sans nouvelles approximations les paramètres de structure C_{q^2} , et C_{Tq} aux écarts-types de température et d'humidité σ_q et σ_T (Wyngaard et al., 1978):

$$\frac{1}{2} C_{Tq} r^{2/3} \approx R_{Tq}(0) \left(1 - \sqrt{R_{TT}(r) R_{qq}(r)} \right) \sigma_T \sigma_q \quad (3.10)$$

$$\frac{1}{2} C_{q^2} r^{2/3} = (1 - R_{qq}(r)) \sigma_q^2 \quad (3.11)$$

$$\frac{1}{2} C_{T^2} r^{2/3} = (1 - R_{TT}(r)) \sigma_T^2 \quad (3.12)$$

En introduisant (3.12) dans (3.10) et (3.11), on peut exprimer C_{q^2} et C_{Tq} en fonction de C_{T^2} . Et en utilisant l'égalité entre $R_{TT}(r)$ et $R_{qq}(r)$ admise précédemment et vérifiée par Priestley and Hill (1985), (3.10) et (3.11), ils deviennent :

$$C_{Tq} \approx C_{T^2} R_{Tq}(0) \frac{\sigma_q}{\sigma_T} \quad (3.13)$$

$$C_{q^2} \approx C_{T^2} \frac{\sigma_q}{\sigma_T} \quad (3.14)$$

Ensuite, afin de pouvoir relier le rapport de Bowen au rapport des écarts-types de température et d'humidité, on utilise une technique qui s'intitule la 'variance Bowen ratio' (de Bruin et al., 1999). La condition $|R_{wT}|=|R_{wq}|$ est nécessaire (il s'agit respectivement des corrélations croisées entre vent et température et vent et humidité spécifique), et permet d'exprimer les écarts-types de température et d'humidité, en fonction de la capacité calorifique (c_p) de l'air et de sa chaleur de latence (L_v) :

$$\frac{\sigma_q}{\sigma_T} = \beta^{-1} \frac{c_p}{L_v} \frac{R_{wq}}{R_{wT}} = \beta^{-1} \frac{c_p}{L_v} \quad (3.15)$$

Les approximations précédentes n'engendrent pas d'erreurs trop importantes sur l'estimation de C_T^2 : moins de 5% pour β compris entre -4 et 4 . La dernière approximation qui considère une corrélation croisée parfaite entre le température et l'humidité, $|R_{Tq}|=1$, est quant à elle plus contraignante. A l'aide des Eq. (3.13), (3.14) et (3.15), on peut simplifier (3.8 I) en :

$$C_{n^2} = C_{T^2} \left(\frac{A_T^2}{T^2} \right) \left(1 + 2R_{Tq}(0) \frac{A_q}{q} \frac{T}{A_T} \frac{c_p}{L_v |\beta|} + \left(\frac{A_q}{q} \frac{T}{A_T} \frac{c_p}{L_v |\beta|} \right)^2 \right) \quad (3.16)$$

L'égalité entre $R_{TT}(r)$ et $R_{qq}(r)$ admise précédemment, permet de remplacer facilement $R_{Tq}(0)$ par R_{Tq} . De plus, si on admet que $|R_{Tq}|=1$, et que le signe de R_{Tq} est équivalent au signe de β , on obtient l'expression de Wesely (1976) :

$$C_{n^2} = \frac{A_T^2}{T^2} C_{T^2} \left(1 + \frac{A_q}{q} \frac{T}{A_T} \frac{c_p}{L_v} \frac{1}{\beta} \right)^2$$

où l'on peut encore calculer le terme devant β pour des conditions atmosphériques standards. Pour $T=300K$, $q=10^{-2}$ kg/kg et $P=10hPa$, il devient égal à 0.031.

3.3.2 Evolution du R_{Tq} pour les 3 périodes précédentes (P1, P2, P3)

Moene (2003) montre que dans les cas de fortes valeurs de β , ($|\beta| > 1$), le terme entre parenthèses peut être négligé, en supposant une erreur relative sur l'estimation de C_T^2 de 5%. La correction de C_{n^2} à l'aide de β réduit cette erreur à moins de 3%, mais l'augmente fortement pour des valeurs de $|\beta| < 1$. Celle-ci peut atteindre de 5-40% sur l'estimation de C_T^2 , principalement à cause du fait que $R_{Tq} = \pm 1$, mais ne concerne que de faibles valeurs de flux, d'où une erreur absolue sur H de faible intensité. Sans correction, l'erreur relative due à l'utilisation des hypothèses atteint 10%. Cependant, on a vu dans l'étude de ce chapitre que le terme correctif en β est nécessaire pour obtenir une bonne mesure de H dans le cas de faibles β .

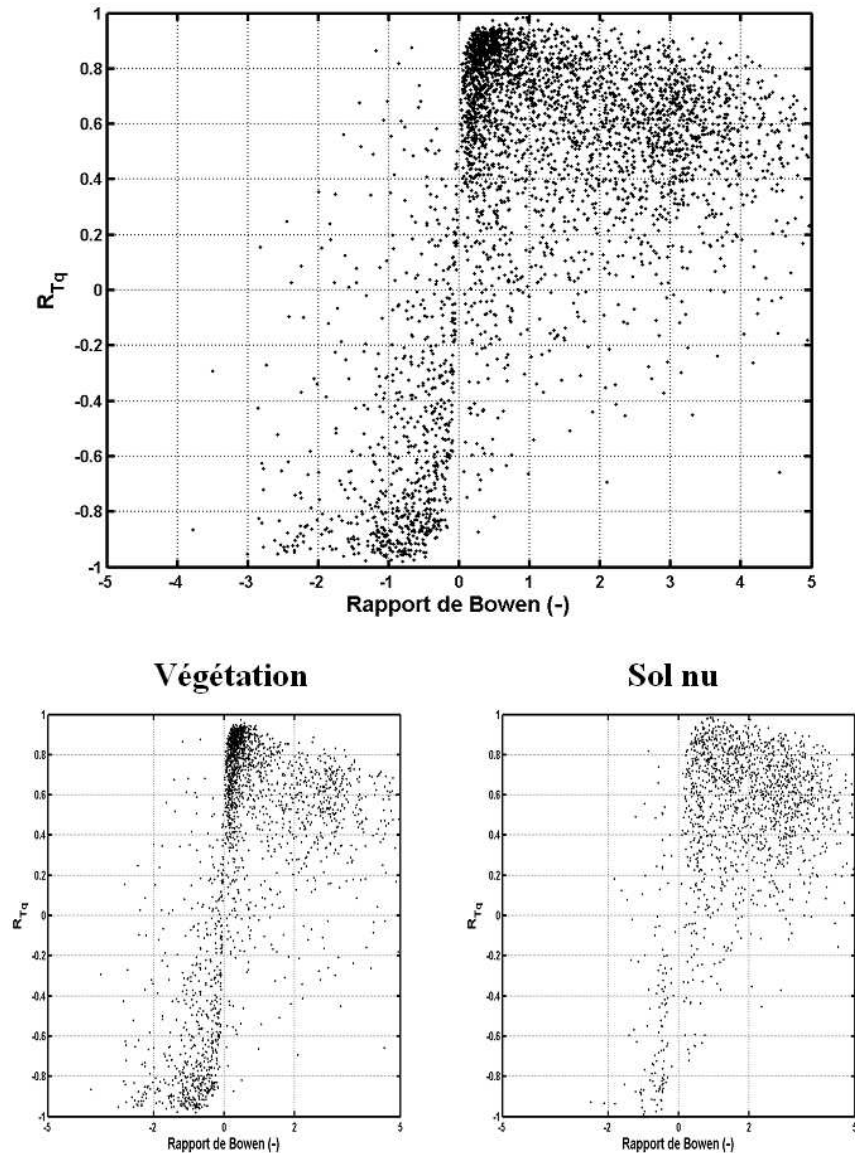


Figure 3.11 : Corrélation entre température et humidité (R_{Tq}) en fonction du rapport de Bowen sur l'année 2007. En bas, séparation entre la période de culture (gauche) et celle de sol nu (droite).

Lüdi et al (2005) ont montré que R_{Tq} dépendait fortement du rapport de Bowen, et que les faibles rapports de Bowen étaient synonymes de manque de corrélation entre température et humidité. J'ai réalisé cette même comparaison en calculant R_{Tq} sur les données 2007 de la station EC afin de vérifier la justification de l'utilisation de β comme facteur correctif. Celles-ci sont représentées sur la Fig. 3.11, en fonction du rapport de Bowen, en ayant pris soin d'enlever les périodes où les données sont aberrantes, et celles qui ne suivent pas les recommandations CarboEurope (Foken and Wichura (1996), Foken et al. (2004)). Les valeurs de R_{Tq} sont calculées à l'aide du logiciel EdiRe (University of Edinburgh), et moyennées sur 30 minutes. La période sur laquelle le coefficient de corrélation a été calculé englobe les 3

périodes d'étude de ce chapitre, soit du 10 Avril au 10 Octobre 2007. Sur cette longue période, on distingue deux sous-périodes correspondant à la période de culture (végétation sur la Fig. 3.11), et la période de sol nu (Sol nu sur la Fig. 3.11).

Lorsque β est proche de 0, température et humidité sont décorréelées (Lüdi et al., 2005). Cependant, on remarque aussi que dans les cas où $\beta > 0$, $|R_{Tq}|$ a tendance à diminuer lorsque $|\beta|$ augmente. Ces résultats mènent à la constatation que les situations où R_{Tq} est le plus proche de 1 se situent dans la gamme de β entre 0.1 et 0.8, pour $\beta > 0$; et dans le cas où $\beta < 0$, on retiendra la gamme $|\beta| > 0.4$.

Comme l'étude qui suit ne porte que sur les situations instables, j'ai calculé le coefficient de corrélation moyen en conditions instables sur les différentes périodes d'Avril, Juin et Septembre. En Avril, $R_{Tq}=0.76$; en Juin, $R_{Tq}=0.66$ et en Septembre, $R_{Tq}=0.59$. La valeur moyenne de R_{Tq} a aussi été calculée dans les cas convectifs sur l'année 2007 ($0.5 < (-z/L_0) < 10$), et elle est égale à $|R_{Tq}|=0.65$. Sorbjan (1993) fait un bilan des valeurs de R_{Tq} obtenus dans la couche limite de surface, et ceux-ci sont compris entre 0.6-0.8.

3.3.3 Influence du terme correctif en R_{Tq} sur la période P1 (Avril)

Le terme correctif en R_{Tq} peut être négligé dans le cas de forte valeur de β , i.e $\beta > 1$. Les périodes P2 et P3 où β est compris entre 1.01 et 2.8, ne sont donc pas sensibles au manque de corrélation entre température et humidité, bien que cette dernière ne soit pas très bonne (entre 0.59 et 0.66). La période P1, présente quant à elle un fort intérêt pour quantifier l'erreur commise en prenant une corrélation parfaite entre température et humidité.

Les résultats du mois d'Avril pourraient être discutables au vu des résultats précédents présentés par Moene (2003) et Lüdi et al.(2005). Il s'agit cependant de la période qui présente les plus fortes valeurs de R_{Tq} , i.e $R_{Tq}=0.76$ pour $\beta=0.12$. L'erreur relative commise sur H a été calculée en utilisant R_{Tq} calculées à partir de la station EC et intégrées avec un pas de temps de 30 minutes au lieu de $|R_{Tq}|=1$. Les résultats de cette comparaison sont représentés sur la Fig. 3.12. On remarque que la différence entre les flux tenant compte des variations de R_{Tq} et ceux considérant une corrélation parfaite entre T et q est en moyenne comprise entre 5% (méthode classique) et 7% (méthode ' β -closure'). Finalement, l'hypothèse $|R_{Tq}|=1$ utilisée dans l'étude précédente n'engendre qu'une légère sous estimation des flux H .

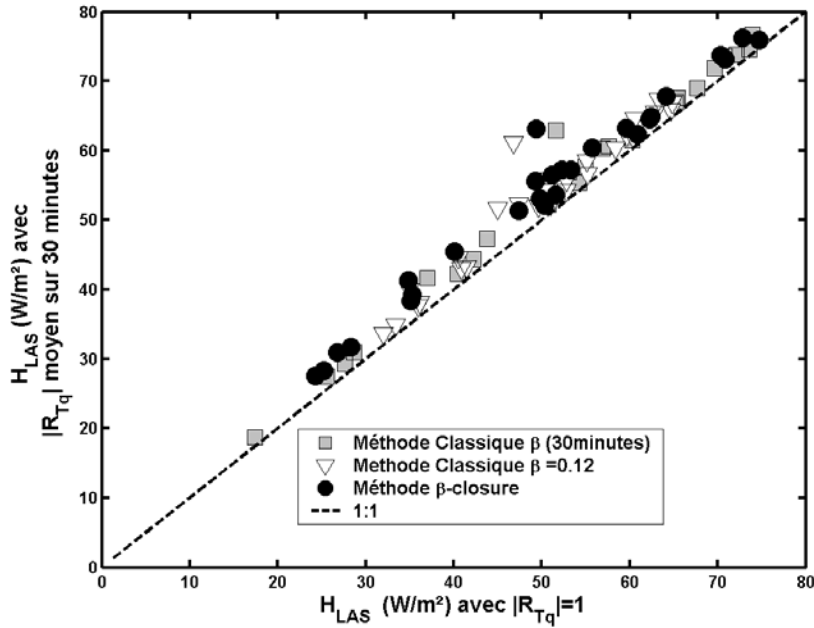


Figure 3.12 : Comparaison des flux calculés à partir du scintillomètre avec et sans tenir compte de la corrélation réelle entre T et q. Pour la méthode classique et β toutes les 30 minutes (triangles noirs) : $y=1.05x$, $R^2=98.6\%$ (RMSE=1.8W/m²). Pour la méthode classique et $\beta=0.12$: $y=1.06x$, $R^2=94.8\%$ (RMSE=2.4W/m²). Pour la méthode ‘ β -closure’ : $y=1.07x$, $R^2=96\%$ (RMSE=2.55W/m²).

3.4 Conclusion

La précision des flux par scintillométrie, ainsi que l’incertitude sur cette mesure dépend de paramètres internes et externes à l’instrument. Ainsi, la hauteur de mesure ou le choix de la fonction de similitude de Monin et Obukhov peuvent être des paramètres très influents. On notera aussi l’influence du rapport de Bowen utilisé comme terme correctif, dans l’expression de C_T à partir de C_n^2 . Il a déjà été démontré que dans le cas de forts rapports de Bowen ($\beta > 1$), ce dernier a un rôle négligeable. Contrairement aux cas de faible rapport de Bowen où la précision de celui-ci affecte les flux H estimés. Afin de mettre en évidence l’influence de la précision de rapport, ainsi que l’impact de l’incertitude de sa mesure, deux méthodes de calcul de flux par scintillométrie (dépendant ou non du rapport de Bowen) ont été comparées: la méthode classique, proposé dans le logiciel WinLAS (Kipp&Zonen) et la méthode ‘ β -closure’, proposé par Green et Ayashi (1998). Ces deux méthodes ont été appliquées à trois jeux de mesures du scintillomètre, présentant des rapports de Bowen différents : Avril avec $\beta=0.12$, Juin avec $\beta=1.01$ et Septembre avec $\beta=2.8$.

La méthode classique, proposé par le logiciel WinLAS, a été utilisée pour ces trois périodes dans deux configurations différentes. Afin d’estimer l’influence de la précision du rapport de Bowen sur le flux H , j’ai choisi d’appliquer cette méthode avec un β approximatif

(moyenne des β sur la période de mesure) et avec un β mesuré toutes les 30 minutes à partir des données de la station EC. Il s'agit là des propositions faites par le logiciel, qui suggère l'utilisation d'un β approximatif, puisque celui-ci n'intervient qu'en temps que terme correctif. L'utilisation d'un β moyen correspond à l'estimation de β qu'il est possible de faire a priori, sans mesure EC, en tenant compte de la hauteur de végétation, par exemple. Les résultats obtenus sur les cas instables montrent que lorsque $\beta > 1$ (Juin et Septembre), le choix sur la résolution temporelle de β n'a aucune influence sur le flux H . Cependant, lorsque β est faible, il est conseillé d'utiliser une valeur de β avec la meilleure résolution temporelle possible, afin d'avoir une meilleure dynamique des flux calculés. Cependant cette amélioration s'accompagne aussi d'une augmentation de l'incertitude sur la mesure de H , due à β , pouvant aller de 17% à 48%.

Les flux H ont ensuite été calculés à l'aide de la méthode par 'β-closure', et comparés aux flux obtenus par la méthode classique. Les résultats de la comparaison montrent une légère sous estimation de H calculé par la méthode 'β-closure' par rapport aux flux calculés avec la méthode classique (de 1 à 4%). Cette sous estimation tend à augmenter lorsque β diminue. On limite, cependant, l'incertitude sur la mesure en utilisant cette méthode, qui n'excède par les 18.4% sur la période d'Avril.

Finalement, la précision des mesures d'un scintillomètre en condition fortement humide est soumise à la précision du rapport de Bowen. Ainsi, les meilleures corrélations avec les flux EC sont obtenues avec la méthode classique. Cependant, ces résultats sont soumis à une forte incertitude et à la nécessité d'installer une station de mesure de flux turbulent à proximité. Dans ces conditions, il est préférable d'utiliser la méthode 'β-closure', dont les résultats sont comparables aux précédents avec une corrélation légèrement moins bonne mais qui nécessite un développement instrumental bien moins exhaustif, et pour lesquels l'incertitude sur H est inférieure à 18%, pour des valeurs de $H < 80 \text{ W/m}^2$.

Les différents points qui pouvaient porter à discussion dans ce chapitre ont été abordés tels que l'empreinte du 'footprint', et le terme décrivant la corrélation entre l'humidité et la température de l'air. Le positionnement du scintillomètre à proximité d'une forêt, alors que la station EC est au milieu de la zone de culture peut être à l'origine des écarts entre le flux mesurés par les 2 instruments. Une étude sur les vents dominants a été réalisée, et les footprints du scintillomètre et de la station EC calculés. Les résultats confirment que le footprint du scintillomètre est toujours à l'intérieur de la zone de culture, et que, de par l'homogénéité du terrain, les 2 instruments 'visualisent' les phénomènes de transfert très similaires. Une seconde étude a été menée concernant le terme de correction R_{Tq} utilisé dans

le calcul de C_{T^2} à partir de C_{n^2} et de β . Cette corrélation entre température et humidité est théoriquement égale à 1, mais cependant, dans les cas de forte humidité, cette corrélation peut s'avérer beaucoup moins bonne (cas du mois d'Avril). Les flux H ont été calculés en considérant $|R_{Tq}|=1$ et R_{Tq} calculé par la station EC avec un pas d'une demi-heure. La comparaison des résultats montre que l'approximation $|R_{Tq}|=1$ engendre une sous estimation moyenne du flux inférieure à 7% pour la période d'Avril.

Chapitre 4 : Analyse spectrale du logarithme de l'intensité lumineuse en scintillométrie. Optimisation de la bande passante et influence de l'absorption.

Ce chapitre permet de mettre en évidence l'influence des phénomènes d'absorption sur les C_{n^2} mesurés par un scintillomètre LAS (Wageningen, WUR). Ces phénomènes sont visualisables dans les basses fréquences (jusqu'à quelques Hertz) du signal récupéré au niveau du récepteur, et ils engendrent une surestimation du C_{n^2} observé (Hill et al., 1980). Dans ce chapitre, l'utilisation d'un filtre numérique performant (du type filtre de Gabor), permettant d'éliminer les fréquences correspondant aux phénomènes d'absorption est présentée. L'objectif de ce chapitre est de tenter d'optimiser les filtrages actuels du C_{n^2} de manière à pouvoir quantifier la contribution de l'absorption à la mesure de C_{n^2} . Cette étude, reposant uniquement sur le filtrage des données acquises, a été effectuée à l'aide du prototype et du LAS (Wageningen, WUR). Les résultats présentés dans ce chapitre sont majoritairement ceux obtenus avec le LAS, puisque la technologie de cet instrument a déjà été validé et éprouvée, ce qui n'est pas encore le cas du prototype.

Depuis le début du développement des scintillomètres, ces derniers ont subi différentes étapes de transformation telles que :

- l'évolution du miroir (LAS, Wageningen WUR) vers une lentille de Fresnel (LAS, Kipp&Zonen), pour obtenir des distances focales plus courtes, et limiter l'obstruction due au photorécepteur.
- l'utilisation d'un réseau de diodes pour l'émission (BLS, Scintec), afin de simplifier l'alignement.
- le choix de la longueur d'onde d'émission : 940nm (LAS, Wageningen WUR), 880nm (LAS, Kipp&Zonen, BLS, Scintec), pour des raisons de disponibilité des sources ;

Une question sur laquelle les avis n'ont pas réellement convergé est le choix de la fréquence de coupure basse du signal du logarithme de l'amplitude du signal lumineux, permettant d'atténuer les phénomènes basses fréquences tels que l'absorption :

- 0.03Hz (Ochs, G.R and Wilson, J.J., 1993),.
- 0.5Hz (Nieveen et al., 1998).
- 0.1Hz (Meijninger et al., 2002b, Hartogensis et al., 2003).
- 0.2Hz (Meijninger, 2003; Kleissl et al., 2005)

C'est autour de l'optimisation du choix de cette fréquence de coupure basse, ainsi que de l'erreur résiduelle due à l'utilisation d'un filtre au gabarit fixe, plutôt qu'adaptatif, que s'oriente ce chapitre.

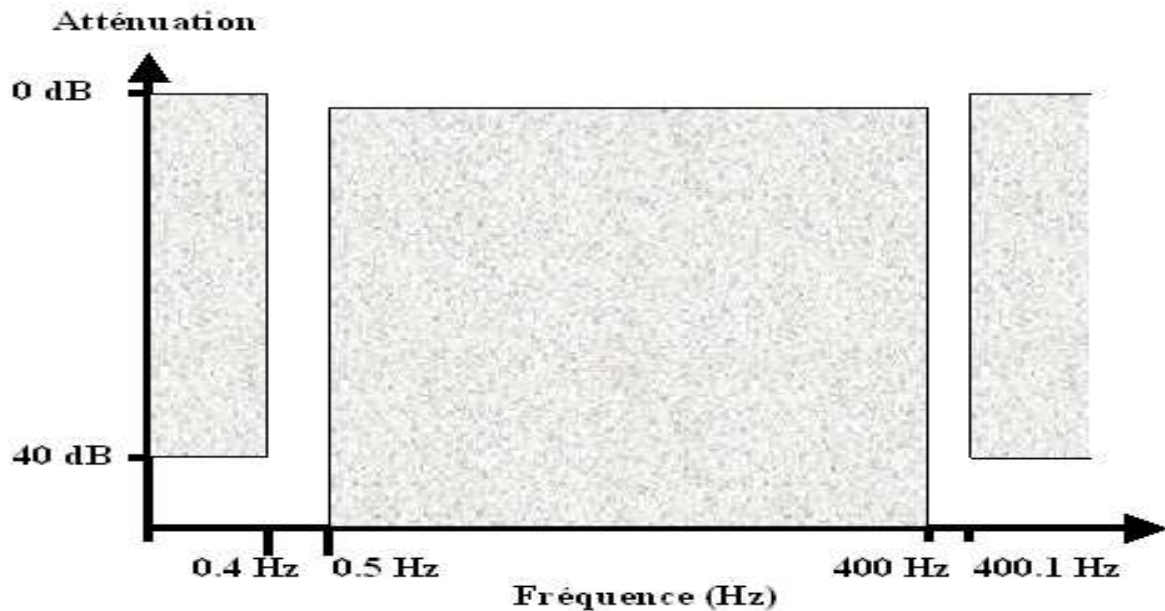
Le spectre des scintillations est défini par trois zones distinctes caractérisées (en allant des basses fréquences vers les hautes fréquences) par les phénomènes d'absorption, de réfraction et de dispersion. La partie utile au calcul du C_{n^2} ne fait appel qu'aux deux dernières zones. Le choix d'une fréquence de coupure est difficile sachant qu'il est nécessaire de filtrer les phénomènes basses fréquences, très énergétiques, sans modifier l'allure du signal contenant l'information utile. Récemment, Green et al. (2001), ou Meijninger et al. (2006), ont utilisé des scintillomètres micro-ondes (MWS) dont la longueur d'onde de fonctionnement est encore plus sensible à la vapeur d'eau que celles des systèmes optiques. Ils ont montré la nécessité de filtrer les basses fréquences pour éliminer les fluctuations d'humidité.

Le filtrage effectué de manière analogique (filtres actifs) dans les scintillomètres à grande ouverture (LAS) est de type passe bande pour le spectre des scintillations : le gabarit des filtres des modèles LAS (Wageningen, WUR) est de 0.1Hz-400Hz. Il permet ainsi d'éliminer la contribution des fluctuations dues aux phénomènes d'absorption, ainsi que les hautes fréquences, où le rapport signal sur bruit devient très faible. Afin de quantifier l'influence de l'absorption sur le signal du scintillomètre, et dans le but d'optimiser son traitement, les données acquises à la sortie du détecteur d'un LAS ont été utilisées. L'acquisition numérique du signal autorise alors tout type de filtrage.

La décision d'utiliser la transformée de Fourier à fenêtre glissante, ou transformée de Gabor, comme mode de filtrage découle d'une étude qualitative sur les différents types de filtres numériques disponibles actuellement. Ces méthodes de filtrage ont été appliquées à une journée de mesure, en utilisant le gabarit de filtre ci-dessous, en cherchant à optimiser les temps de calcul et à limiter au maximum les oscillations et l'atténuation dans la bande passante.

Parmi les différentes techniques, l'approche temps-fréquence telle que la transformée par ondelettes ou le Matching-Pursuit (Mallat, 1999), a fait l'objet des premières investigations. Cette option n'a pas été retenue car le traitement aux basses fréquences nécessite un temps de calcul et une réserve de mémoire trop importante. L'utilisation de filtres numériques (IIR et FIR : réponse impulsionnelle infinie et finie) a aussi été expérimentée. Les filtres FIR ne sont pas utilisables pour réaliser la suppression des basses fréquences en raison d'un ordre très

élevé, menant à des temps de calculs excessifs. Les performances des filtres IIR auraient pu très bien s'adapter à notre système (Table 1) en terme de temps de calcul et d'allocation de mémoire. Cependant, ces derniers manquent de stabilité (oscillations quelque fois non négligeable).



| | Gabor | IIR (Tchebychev) | FIR | Paquet d'ondelette |
|--|----------|------------------|----------------|--------------------|
| Ordre | - | 19 | 19091 | 12 |
| Temps de calcul pour un fichier d'une journée (168Mo) | 2min | 2min | Non disponible | 5h |
| Logiciel de calcul | Cvi (NI) | Cvi (NI) | Cvi (NI) | Matlab |

Table.1 : Comparaison entre les différents types de filtrage pour le même gabarit du schéma ci-dessus : Passe bande de 0.5 à 400Hz, avec plus de 40dB d'atténuation. Les logiciels de calcul utilisés sont : Cvi de National Instrument, et Matlab (ToolBox Wavelab802).

Ce chapitre, découpé en 3 parties, traite de l'analyse spectrale des scintillations et de l'optimisation de la bande passante du signal de sortie du scintillomètre. Tout d'abord, l'étude théorique et la description des spectres du logarithme de l'intensité lumineuse « vue » par le récepteur du scintillomètre sont présentées. Ensuite, le filtrage par transformée de Gabor sera brièvement décrit, ainsi que le protocole de validation du programme de filtrage réalisé (Solignac et al., 2007). Finalement, la transformée de Gabor sera utilisée sur des données provenant d'un LAS (Wageningen, WUR) afin d'optimiser le gabarit du filtre à utiliser, principalement au niveau des basses fréquences. Une première observation visera à déterminer l'impact du filtrage, et à conclure sur un gabarit de filtre optimal qui soit

indépendant de la vitesse du vent. Dans un second temps, un filtrage de type adaptatif sera présenté, pour permettre d'établir une estimation de l'incertitude de la mesure du C_{n^2} en comparaison du filtrage de type passe bande 0.1Hz-400Hz.

4.1 Analyse spectrale en scintillométrie

Cette première partie permet de présenter la densité spectrale de puissance du signal du scintillomètre (i.e le logarithme de l'intensité lumineuse). C'est à partir de ce spectre qu'il est possible de visualiser l'influence de l'absorption sur la mesure du C_{n^2} , et ainsi de le filtrer de manière adéquate.

4.1.1 Allure du spectre des scintillations

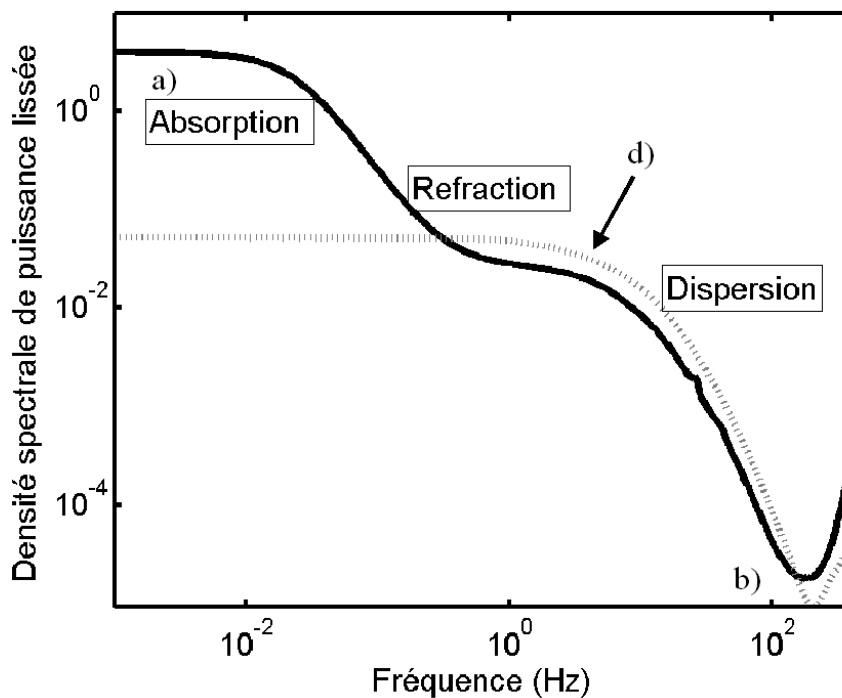


Figure 4.1 : Spectre de puissance lissé (sur 15 minutes) du 17 Juin 2007 à 08h30 (courbe noire pleine) et à 09h45 (courbe grise pointillée). Fréquence d'échantillonnage à 1kHz. Les lettres a) correspond à la zone d'absorption, b) le niveau de bruit, d) la fréquence de coupure haute.

Le spectre de puissance non filtré du signal de sortie du scintillomètre est un signal fortement variable, mais avec une enveloppe caractéristique (Fig. 4.1) des 3 zones que sont : la pente d'absorption, le plateau de réfraction et la pente de dispersion. La Figure 4.1 permet de visualiser deux cas séparés d'un peu plus d'une heure dans la même journée, après lissage du spectre à l'aide d'une méthode par moyenne glissante et auto-régression (ToolBox ARMASA sur Matlab). La courbe pleine du spectre de puissance du signal récupéré entre

8h15 et 8h30, permet l'observation des trois phénomènes de façon distincte. La courbe pointillée, correspondant au traitement des données mesurées à 09h45, se différencie de la précédente par l'absence de phénomènes basses fréquences. Ce spectre présente un grand intérêt car il permet de visualiser différents phénomènes physiques (Fig. 4.1):

- a) l'influence de l'absorption, par la présence de pics de forte intensité aux basses fréquences ;
- b) la dynamique du signal par rapport au bruit (de façon qualitative): en comparant la valeur du point le plus bas du spectre avec le plateau de réfraction ;
- c) les vibrations du support du scintillomètre se manifestant par un pic à des fréquences de l'ordre de quelques Hz à quelques dizaines de Hz (Von Randow et al., 2007) : non visible sur ce spectre;
- d) l'influence du vent sur la fréquence de coupure haute : plus le vent est fort plus la fréquence de coupure haute est élevée, et inversement;

Afin d'effectuer des analyses fréquentielles précises, des techniques de lissage sont utilisées afin d'éliminer l'aspect très bruité du spectre. Afin de combiner temps de calcul et précision du lissage, un filtrage de type moyenne glissante a été choisi.

4.1.2 Spectre théorique

Le spectre complet des scintillations peut-être séparé en 2 parties indépendantes : la première partie correspond à la zone d'absorption et la deuxième, à la zone de réfraction et de dispersion. La zone spectrale utile au calcul du paramètre de structure de l'indice de réfraction est la seconde partie de ce spectre compris entre quelques dixièmes de Hertz et 400Hz (la première partie fera l'objet du Chapitre 5 de cet ouvrage). Nieveen et al. (1998) donnent la première expression de la densité spectrale de puissance du signal d'un scintillomètre large ouverture :

$$PSD_{LAS} = 16\pi^2 k^2 \int_{\frac{2\pi f}{v}}^{\infty} dK \int_0^L dz K \Phi_{n^2}(K) \sin^2 \left(\frac{K^2 z(L-z)}{2kL} \right) \phi_{Airy} F_{Freq} \quad (1)$$

$$\text{avec : } \phi_{Airy} = \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KDz}{2L}\right)}{\frac{KDz}{2L}} \right\}^2 \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KD(L-z)}{2L}\right)}{\frac{KD(L-z)}{2L}} \right\}^2$$

$$\text{et } F_{Freq} = \left[(Kv)^2 - (2\pi f)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}$$

avec k , le nombre d'onde optique, K le nombre d'onde turbulent, z la distance entre l'émetteur et le récepteur (entre 0 et L), v la vitesse du vent, D le diamètre du miroir et f , la fréquence. $\Phi_{n^2}(K)$ correspond au spectre turbulent de Kolmogorov pour l'indice de réfraction.

En faisant varier les paramètres de l'intégrale (1), on peut trouver une simplification de la partie indépendante de la fréquence sous forme analytique (Eq. 2). Cette expression avait été proposée initialement par Nieveen et al. (1998) mais elle a été reprise et corrigée (Kohsiek, communication personnelle). Après calcul, on obtient une expression de la forme :

$$PSD_{LAS} = 0.266L^3 D^{-\frac{4}{3}} C_{n^2} v^{-1} \quad (2)$$

pour la partie du spectre indépendante de la fréquence, appelée 'plateau de réfraction'.

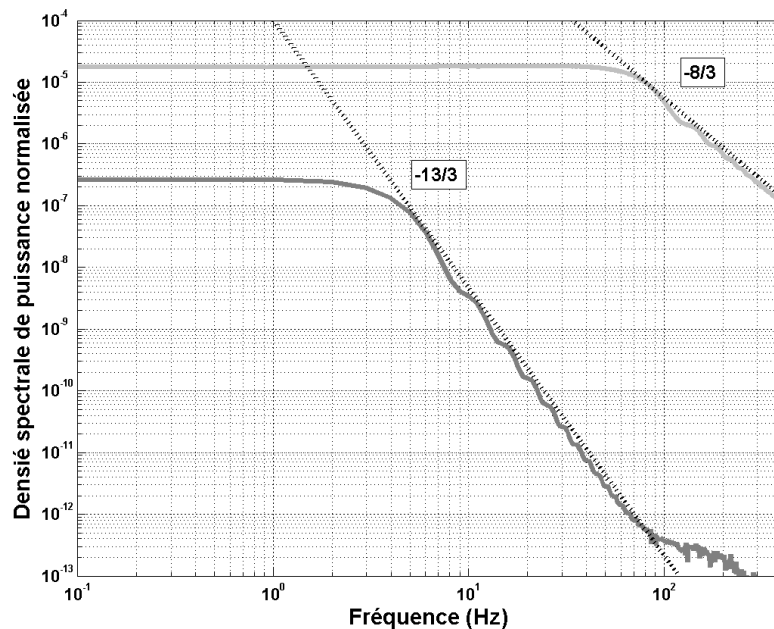


Figure 4.2 : Spectre de puissance normalisée ($=PSD_{LAS}/16k^2\pi^2\Phi_{n^2}(K)$) pour une source ponctuelle (gris clair) et un système large ouverture sans obstruction (gris foncé) : $v=1m.s^{-1}$, $L=300m$, $k=2\pi/\lambda$ ($\lambda=940nm$) et $D=0.2m$.

La pente (de dispersion) qui correspond à la cascade des tourbillons, est estimée à $f^{-12/3}$ d'après Nieveen et al. (1998) et Irvine et al (2000). Ce résultat est s'oppose à celui obtenu par des sources ponctuelles où la pente est égale à $f^{-8/3}$ (Clifford, 1971 ; Renhorn et al., 2006). Cette augmentation du coefficient de pente, associée à une diminution de la largeur du plateau de réfraction (diminution de la fréquence de coupure haute), est due au 'damping effect' (effet d'amortissement). Cet effet est provoqué par le filtre spatial du miroir de diamètre D (Mandics et al., 1973) : les plus petits tourbillons atmosphérique (hautes fréquences) sont filtrés par l'utilisation d'un faisceau de diamètre D , plus sensible aux

tourbillons de la taille du diamètre. Dans notre étude, les résultats numériques obtenus dans le cas d'une source ponctuelle, puis d'une source large ouverture, donnent bien une pente de $f^{-8/3}$ dans le premier cas, mais une pente plus importante et égale à $f^{-13/3}$ dans le second cas (Figure 4.2). Cette différence s'explique par la précision des calculs numériques. Effectivement, lors du calcul de l'intégrale numérique, les bornes 0 et ∞ sont évaluées avec une certaine précision qui modifie le coefficient directeur de la pente.

Influence de l'obstruction sur la densité spectrale de puissance

Dans ce paragraphe, l'obstruction du faisceau, par le miroir secondaire, dans le cas du prototype, est discutée afin de faire émerger les différences possibles sur le spectre des scintillations.

Pour le prototype réalisé, l'obstruction intervient dans le calcul de la fonction d'Airy comme présenté au Chapitre 2. La fonction Φ_{Airy} est alors remplacée par :

$$\phi_{Airy} = \phi_{Airy\epsilon 1} \phi_{Airy\epsilon 2}$$

$$\text{avec } \phi_{Airy\epsilon 1} = \frac{1}{(1 - \epsilon^2)^2} \left\{ \frac{2 J_1\left(\frac{KDz}{2L}\right)}{\frac{KDz}{2L}} - \frac{2 \epsilon J_1\left(\epsilon \frac{KDz}{2L}\right)}{\frac{KDz}{2L}} \right\}^2$$

$$\text{et } \phi_{Airy\epsilon 2} = \frac{1}{(1 - \epsilon^2)^2} \left\{ \frac{2 J_1\left(\frac{KD(L-z)}{2L}\right)}{\frac{KD(L-z)}{2L}} - \frac{2 \epsilon J_1\left(\epsilon \frac{KD(L-z)}{2L}\right)}{\frac{KD(L-z)}{2L}} \right\}^2.$$

L'intégrale (1) ne se résout que de façon numérique. A l'aide du logiciel Matlab, cette intégrale a été calculée dans différents cas d'obstructions ($\epsilon = 0, 0.1$ et 0.36) et les résultats sont représentés sur la Figure 4.3. On remarque que pour le cas $\epsilon=36\%$ le niveau du plateau de réfraction n'est que légèrement modifié, par rapport aux cas de faibles obstructions. Cela avait déjà été démontré dans le Chapitre 2 (2.1.5). La partie du spectre soumise aux tourbillons de plus petite taille est différente dans le cas $\epsilon=36\%$, comparés au cas sans obstruction. D'un point de vue mathématique, ces oscillations secondaires sont dues aux lobes secondaires de la fonction de Bessel qui sont plus importants dans le cas avec obstruction que dans le cas sans obstruction.

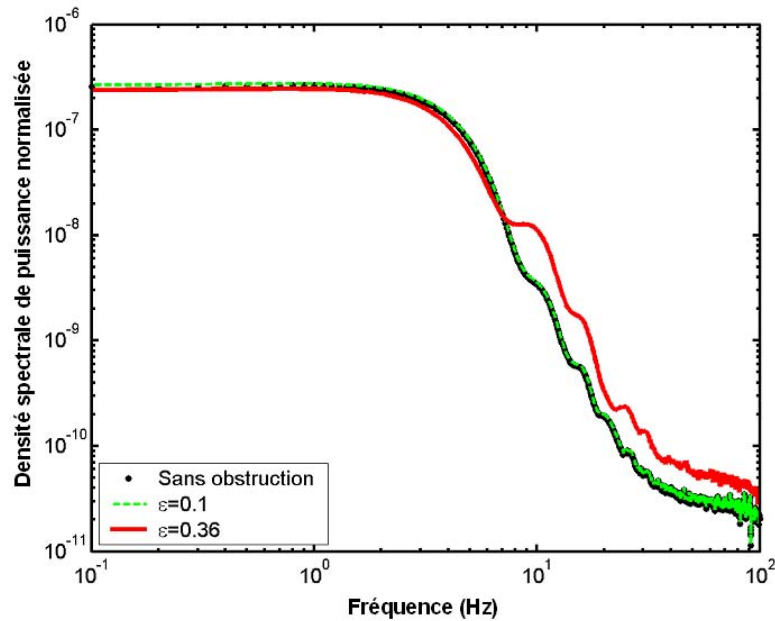


Figure 4.3 : Spectre de puissance normalisée ($=\text{PSD}_{\text{LAS}}/16k^2\pi^2\Phi_n(K)$) théorique du signal de sortie du scintillomètre, calculé numériquement, avec l'influence de l'obstruction.

4.1.3 Analyse spectrale et lissage

Le spectre du logarithme de l'intensité lumineuse est un signal variable qu'il est nécessaire de lisser afin de pouvoir être utilisé pour le traitement ou la visualisation. Dans ce paragraphe, les spectres bruts (sans lissage) et lissés du signal du prototype et d'un LAS sont présentés, afin de mettre en évidence la ressemblance des spectres et la qualité du lissage effectué.

La Fig. 4.4 (gauche) montre le spectre brut (non lissé) ainsi que le spectre du signal lissé du 13 Juin 2007 à 12h, échantillonné à 1kHz à la sortie du prototype. A droite, sur la Fig. 4.4, on visualise les mêmes courbes du signal enregistré à la sortie du détecteur du LAS le 22 Juillet 2008 à 12h. Les spectres sont calculés sur 2097152 points, pour des raisons de capacité mémoire et de temps de calcul, ce qui correspond à une durée de 35 minutes. La technique de lissage utilisée sur les spectres de la Fig. 4.4, est une moyenne glissante, qui présente l'avantage d'être simple et rapide. Les oscillations dues aux lobes secondaires de la fonction de Bessel n'apparaissent pas sur le spectre du prototype, leur influence est donc négligeable car confondue avec les variations du signal. De plus les spectres du LAS et du prototype ont un comportement très similaire, ce qui laisse penser que l'étude qui va suivre, effectuée sur un LAS, donnerait les mêmes résultats sur le prototype.

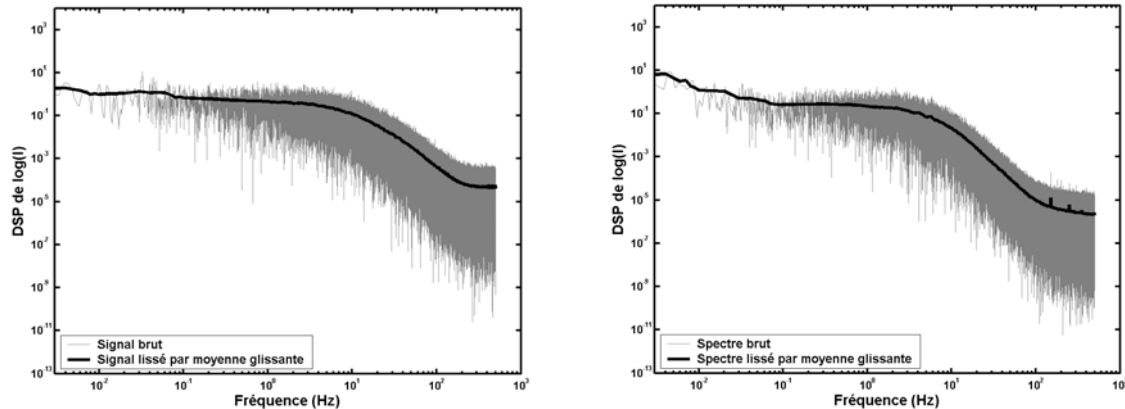


Figure 4.4 : Densité spectrale de puissance (DSP) du logarithme de l'intensité lumineuse du signal du prototype (image de gauche) le 13 Juin 2007 à 12h, et du signal du LAS (image de droite) le 22 Juillet 2008 à 12h : sans lissage (gris) et avec un lissage par moyenne glissante (noir). Fréquence d'échantillonnage à 1kHz.

4.2 Définition de la transformée de Gabor

Le paragraphe précédent a permis de présenter le spectre théorique qui devrait être observé à la sortie d'un scintillomètre, ainsi que le spectre effectivement mesuré, avec l'apparition de phénomènes basses fréquences liés à l'absorption (Nieveen et al., 1998). Ces phénomènes étant indésirables, un filtrage est nécessaire pour les atténuer. Par la suite, nous allons présenter un filtrage numérique adapté à la situation, la transformée de Gabor.

La transformée de Gabor peut être définie simplement en terme de transformée de Fourier par fenêtre, ou STFT (Short Time Fourier Transform). Il s'agit d'effectuer une FFT décalée dans le temps, par des fenêtres de longueurs égales. Ces fenêtres sont principalement des Gaussiennes limitant ainsi l'apparition de fréquences non désirées dues à la FFT de la corrélation entre le signal et une fenêtre rectangulaire. Ces filtres sont principalement utilisés dans le traitement d'images, avec des filtrages de Gabor 2D (filtre spatial). Par exemple pour la reconnaissance de texture sur des images satellites (Recio Recio et al., 2005), la détection de bordures ou de coin sur images numériques (Arivazhagan et al., 2005) mais aussi pour des signaux uni-dimensionnels (filtre temporel) :

Le programme de traitement fait appel au module Signal Processing Toolset du logiciel de programmation en C, Cvi distribué par National Instrument (Qian and Chen, 1993). L'opération est effectuée en 3 étapes :

- Calcul des coefficients de Gabor $C_{m,n}$ du signal d'entrée;
- Modifications des coefficients de Gabor en fonction du gabarit du filtre;
- Reconstruction du signal à partir des nouveaux coefficients;

Sur un plan purement mathématique, on peut exprimer les 3 étapes précédentes sous une forme analytique, i.e. pour un signal, $s(i)$:

$$- C_{m,n} = STFT[m\Delta M, n] = \sum_{i=0} s[i] \gamma^* [i - m\Delta M] e^{-j2\pi ni/N} \quad (4)$$

$$- C_{m,n} = 0 \text{ pour les fréquences hors de la bande passante} \quad (5)$$

$$- s[i] = \sum_m \sum_{n=0}^{N-1} C_{m,n} h[i - m\Delta M] e^{j2\pi ni/N} \quad (6)$$

avec :

- ΔM , intervalle échantillonné en temps discret.
- N , nombre de canaux fréquentiels sous forme d'une puissance de deux.
- γ , fonction d'analyse de type fenêtre gaussienne, de longueur L .
- h , la fonction inverse de γ , de longueur L .

Le rapport $N / \Delta M$ est considéré comme le taux de sur-échantillonnage. Pour obtenir un processus de reconstruction stable, ce rapport doit être supérieur ou égal à 1. Enfin, L doit être uniformément divisible par N et ΔM .

4.3 Validation du filtre

Avant l'utilisation de ce filtrage sur les données du scintillomètre, une étude de validation a été réalisée. Celle-ci a d'abord été effectuée sur des signaux analytiques constitués par un signal sinusoïdal et une composition de signaux sinusoïdaux, permettant ainsi de mettre en évidence la qualité du filtrage.

4.3.1 Application à un signal simple sinusoïdal

Le test sur un signal simple sinusoïdal a été obtenu en réalisant l'acquisition et la numérisation à 1 kHz du signal issu d'un générateur de fonction (amplitude $V_{cc}=200\text{mV}$, offset de 200mV , fréquence de 0.8Hz).

La première étape consiste à vérifier l'intégrité du signal reconstitué lorsque l'on supprime uniquement la composante continue. Afin de traiter la totalité du signal numérisé, les étapes de traitement précédemment décrites sont réalisées sur une suite de blocs de données consécutifs car il est impossible de traiter un fichier de grande taille ($>100\text{Mo}$ pour un fichier issu du scintillomètre) en une seule opération. La Figure 4.5a montre l'erreur de continuité sur le signal reconstitué causée par la décomposition du signal en blocs. Afin de s'affranchir de ce problème de discontinuités, le programme de traitement autorise un

chevauchement des différents blocs sur une taille de données paramétrable. Le résultat du chevauchement des blocs est présenté sur la Fig. 4.5b.

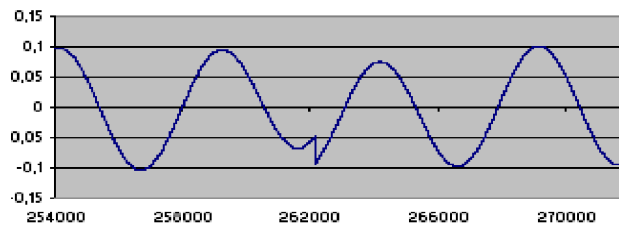


Figure 4.5a : Artefact créé par le filtrage par bloc consécutifs

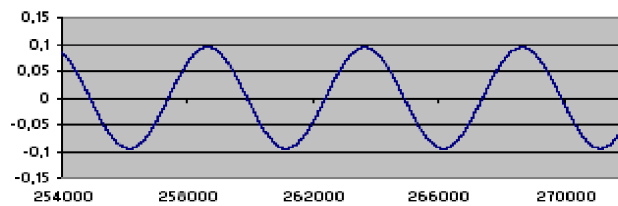


Figure 4.5b : Correction des artefacts avec la méthode de recouvrement des blocs.

Dans un second temps, la réponse en fréquence du filtre a été évaluée en réalisant l'acquisition et le traitement d'une série de signaux sinusoïdaux de fréquence comprise entre 0.1Hz à 1Hz, avec un pas de 0.1Hz. Ces différentes données ont été traitées de manière identique en fixant dans le logiciel la fréquence de coupure à 0.5 Hz. La Fig. 4.6 montre que cette atténuation atteint pratiquement 58 dB pour un signal d'entrée de 0.4 Hz.

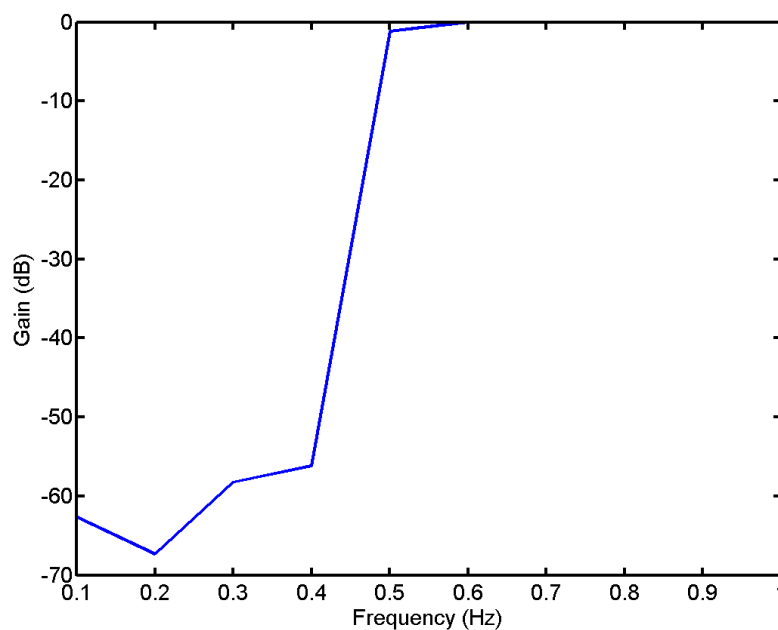


Figure 4.6 : Réponse en fréquence du filtre pour une fréquence de coupure à 0,5 Hz

Les résultats obtenus font apparaître que cette méthode de filtrage est très efficace pour supprimer avec une grande précision les termes spectraux de basse fréquence. Le temps de calcul est non négligeable mais n'empêche pas son utilisation en temps réel. Il est de l'ordre d'une heure pour un fichier de données d'une journée, échantillonnées à 1 kHz.

4.3.2 Application à un signal composé de plusieurs sinusoïdes

| Fréquence de coupure | Atténuation du signal à 0.014Hz | Atténuation du signal à 0.042Hz |
|----------------------|------------------------------------|------------------------------------|
| 0.01Hz | 0 dB | 0 dB |
| 0.02Hz | -20dB | 0 dB |
| 0.05Hz | <-60dB | -33dB |

Table 2: Filtres passe haut appliqués à 2 signaux sinusoïdaux de fréquence 0.014 et 0.042Hz.

Afin de vérifier la précision et les limites du filtre, des signaux sinusoïdaux de fréquences très basses et proches les unes des autres ont été simulés numériquement. Les signaux générés ont des fréquences respectives de 0.014Hz et 0.042 Hz, avec la même amplitude. Ces données ont été traitées successivement en appliquant le processus de filtrage pour des fréquences de coupure de 0.01 Hz, 0.02 Hz et 0.05 Hz. Les résultats représentés Table 2 font apparaître l'efficacité de la méthode de filtrage réalisée. On peut noter que la pente d'atténuation du filtre est pratiquement verticale : -3333dB/Hz à 0.014Hz, et -4000/Hz à 0.042Hz., même à des fréquences très basses. Il est donc possible de discriminer deux fréquences proches l'une de l'autre avec une très bonne précision, limitée par les capacités du logiciel (≈ 0.001 Hz).

4.3.3 Application au signal du scintillomètre

Les données brutes issues d'un scintillomètre LAS (Wageningen, WUR) ont été utilisées pour tester le filtrage avec différentes fréquences de coupure basses. La configuration est celle présentée en 2.2.2. Expérience 1. Le scintillomètre est positionné à une hauteur de 6 m au-dessus du sol, fixé sur un mât. La sortie 'Detect' du LAS, qui correspond aux données brutes mesurées, est reliée directement à l'entrée du démodulateur du prototype. L'acquisition s'effectue à 1kHz sur un ordinateur basse consommation (cf. 2.2.2 Expérience 1).

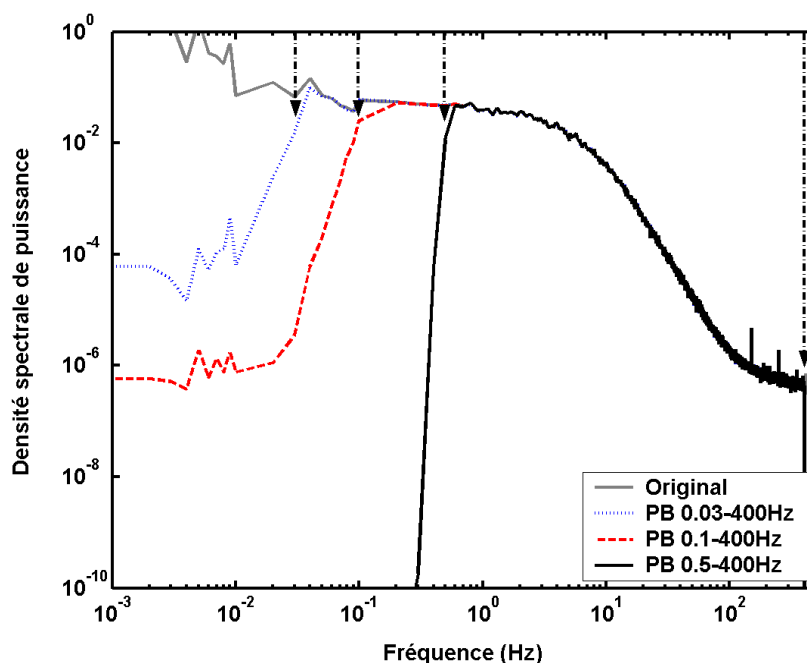


Figure 4.7 : Densité spectrale de puissance (V^2) du signal de sortie du scintillomètre sans filtrage (en gris), et avec filtrage : filtre passe bande [0.03Hz,400Hz] (pointillés bleus), [0.1Hz,400Hz] (tirets rouges) et [0.5Hz,400Hz] en noir.

Un filtrage des données mesurées sur la journée du 22 Juillet 2008 avec la méthode de filtrage précédemment décrite a été réalisé. Trois gabarits de filtrage, correspondant à ceux trouvés dans la littérature, ont été successivement appliqués sur le même jeu de données :

- 1- filtre passe bande de 0.03 à 400Hz, avec un pas fréquentiel de 0.0038Hz.
- 2- filtre passe bande de 0.1 à 400Hz avec un pas fréquentiel de 0.0114Hz.
- 3- filtre passe bande de 0.5 à 400Hz., avec un pas fréquentiel de 0.061Hz.

La figure 4.7 représente les densités spectrales de puissance du signal brut ainsi que celles des signaux filtrés. Les spectres ont été calculés sur 35 minutes environ (2097152 données) le 22 Juillet aux alentours de midi. On remarque que le filtrage dans les 3 cas est réalisé avec précision et efficacité. La pente d'atténuation est raide, et atteint des valeurs inférieures à -40 dB pour les fréquences de coupure supérieures ou égales à 0.1Hz. Le filtrage à 0.03Hz est moins efficace mais atteint quand même une atténuation d'environ -20dB.

4.4 Influence du filtrage sur la mesure du C_{n^2} : contribution de la zone d'absorption

Le filtrage par transformée de Gabor a été utilisé sur le signal acquis à la sortie du détecteur d'un scintillomètre LAS (Wageningen, WUR), dans la configuration de la Fig. 2.10 et sur une période de quelques jours, afin d'optimiser le choix de la bande passante du filtre, et de quantifier la contribution de l'absorption au C_{n^2} mesuré.

Le scintillomètre est positionné à une hauteur de 6 m au-dessus du sol, fixé sur un mât, couvrant un transect de 565m. La sortie 'Detect' du LAS, qui correspond aux données brutes mesurées, est reliée directement à l'entrée du démodulateur du prototype. L'acquisition s'effectue à 1kHz sur un ordinateur basse consommation (cf. 2.2.2 Expérience 1). En complément, un datalogger CR1000 (Campbell Inc.) est utilisé pour récupérer les valeurs de C_{n^2} et du 'Demod' à titre de référence.

| z_{LAS} | h_{veg} | L | Type culture |
|-----------|-----------|------|--------------|
| 6m | 1.3-2.5m | 565m | maïs |

Table 3 : Tableau récapitulatif des caractéristiques des expériences de ce chapitre.

4.4.1 Optimisation du filtrage : indépendance par rapport à la vitesse du vent

Une comparaison des valeurs de C_{n^2} obtenues entre le 17 et le 22 Juillet 2008 a été réalisée, en utilisant le signal original non filtré, et en le filtrant avec les trois gabarits précédents (0.03-400Hz, 0.1-400Hz, 0.5-400Hz). Durant cette période, la surface observée par le scintillomètre est une culture de maïs dont la hauteur des plants est d'environ 1m30. Pour conserver un état des données semblables à celui obtenu à la sortie du LAS, le filtrage s'effectue après le passage au logarithme de l'amplitude du signal, juste avant le calcul de la variance. De même les valeurs de C_{n^2} sont calculées avec le même pas de temps que le système électronique du LAS. La variance du logarithme de l'amplitude est donc calculée sur 2.5s, avec un échantillonnage à 1Hz. Les valeurs du C_{n^2} sont finalement moyennées sur 30 minutes.

Afin de mieux évaluer l'impact du filtrage, j'ai calculé l'écart relatif par rapport au signal original : $|\text{Signal filtré} - \text{Signal original}| / \text{Signal original}$. Les valeurs de cet écart sont présentées dans le Tableau 4. On remarque que le filtrage des basses fréquences n'a pas de conséquences très importantes au niveau des valeurs du C_{n^2} dans le cas des filtres PB 0.03-

400Hz et 0.1-400Hz. Cependant, le filtre PB 0.5-400Hz présente des variations par rapport au signal original pouvant être conséquentes, principalement lors de faibles valeurs de C_n^2 . Ces résultats ont été obtenus en ayant pris soin d'ôter les valeurs aberrantes. Ces dernières correspondent la plupart du temps à une valeur de $|\text{Demod}'|$ inférieure à 50 mV (manuel Kipp&Zonen, Kleissl et al. 2008). Ces valeurs sont dues en général à la condensation de vapeur d'eau sur la vitre du scintillomètre.

Le filtre PB 0.5-400 Hz est moins sélectif et il peut éliminer des fréquences dont la contribution au C_n^2 est importante. Par exemple, dans le cas de vents faibles, la pente de dispersion apparaît à de plus faibles fréquences, réduisant ainsi la taille du plateau de réfraction. Pour que le filtrage appliqué soit plus efficace possible, il faut que la correction du signal se fasse de manière indépendante du vent.

| Gabarit du filtre | PB 0.03-400Hz | PB 0.1-400Hz | PB 0.5-400Hz |
|---|------------------|-----------------|------------------|
| Ecart relatif moyen des C_n^2 (écart type de l'écart relatif) | 1.98% (3.71%) | 2.7% (2.86%) | 9.65% (8.34%) |
| Ecart relatif moyen engendré sur le flux H (écart type de l'écart relatif) | 1.46% (2.71%) | 2.13% (2.2%) | 7.2% (6.81%) |

Table 4 : Moyenne et écart type de l'écart relatif entre les valeurs de C_n^2 sans l'application de filtrage et celles obtenues en filtrant à l'aide de 3 gabarits de filtre de Gabor de type passe bande : PB 0.03-400Hz, PB 0.1-400Hz, PB 0.5-400Hz. L'influence sur le flux H est indiquée à l'aide de la moyenne et de l'écart type de l'écart relatif du flux pour les 3 gabarits.

La Fig. 4.8 montre les résultats de l'écart relatif en fonction de la vitesse du vent et du filtrage appliqué. On remarque une certaine dépendance du filtre PB 0.5-400Hz à la vitesse du vent. Les faibles vitesses de vent sont synonymes de fortes corrections de la part du filtre PB 0.5-400 Hz, dont les résultats ne deviennent indépendants du vent qu'à partir d'une vitesse de 1.5m.s^{-1} (Fig. 4.8). L'écart relatif du C_n^2 par le filtre PB 0.1-400 Hz, semble être indépendant de la vitesse du vent, et se situe en dessous du seuil des 10% de taux de correction. Finalement, étant donné ces résultats, il nous faut choisir un filtre dont la fréquence de coupure basse se situe entre celles des deux gabarits de filtres, PB 0.1-400 Hz et PB 0.5-400 Hz, de façon à obtenir un filtrage indépendant de la vitesse du vent, mais qui atténue néanmoins les fréquences de la zone d'absorption.

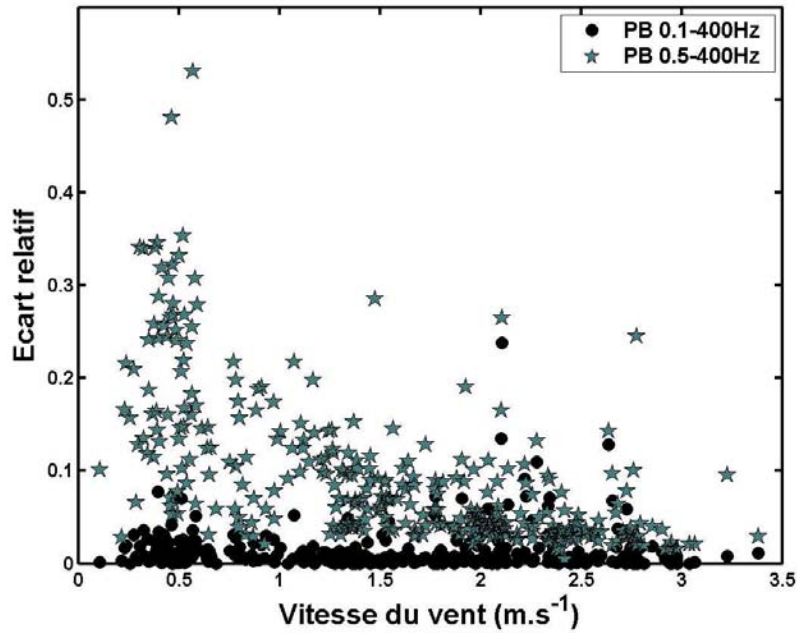


Figure 4.8 : Correction relative du Cn^2 due aux différents filtres en fonction de la vitesse du vent, PB 0.5-400Hz (étoile grise) et PB 0.1-400Hz (cercle noir).

Une comparaison plus fine a été effectuée en utilisant des filtres dont la fréquence de coupure basse est située entre 0.1 et 0.5Hz. La Figure 4.9 montre les courbes avec barre d'erreur sur la période d'étude, dans les cas stables et dans les cas instables. Sur ces courbes, l'ordonnée représente la moyenne des écarts relatifs sur des tranches de vitesse de vent de $1m.s^{-1}$ (à partir de $1m.s^{-1}$ et de $0.5m.s^{-1}$ entre 0 et $1m.s^{-1}$). On remarque que dans tous les cas présentés sur la Figure 4.9, le filtre à 0.1Hz est le seul qui peut être considéré comme indépendant de la vitesse du vent. Par la suite, nous ne considérerons que les autres filtres. Pour les plus faibles vitesses de vent ($<0.5m.s^{-1}$), la correction est maximale, ainsi que l'écart type, quelque soit le filtre utilisé, dans les cas stables et instables. On remarque que dans les cas stables, les écarts relatifs restent assez constants en fonction du vent, principalement pour le PB 0.2-400Hz. Dans les cas instables, on remarque que l'intensité des corrections est plus grande et qu'elle diminue très vite lorsque le vent augmente, pour arriver à des valeurs finales de l'ordre 2%, pour tous les filtres. A l'aide de la Figure 4.9 (en haut), on peut noter que le filtre PB 0.2-400Hz est très faiblement dépendant de la vitesse du vent, et le PB 0.1-400Hz, complètement indépendant. La fréquence de coupure optimisée se situe donc aux alentours de 0.1-0.2 Hz, et l'on peut étendre le filtrage des basse fréquences jusqu'à 0.2Hz sans enlever d'information critique sur les phénomènes de réfraction.

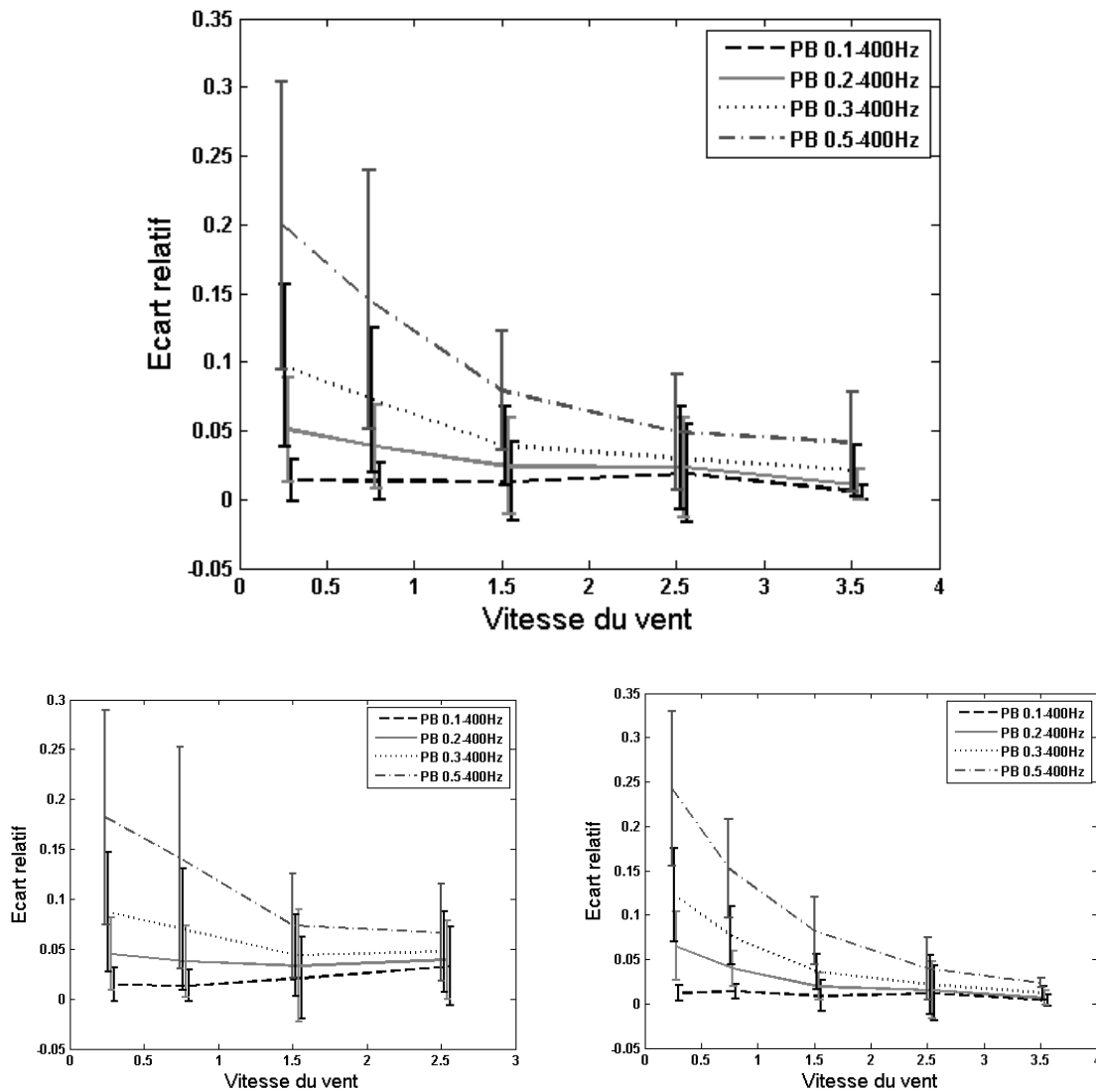


Figure 4.9 : Corrections relatives moyennes avec barre d'erreur (σ) sur des blocs de vitesse de vent de 1m.s^{-1} (à partir de 1m.s^{-1} et de 0.5m.s^{-1} avant), en fonction des filtres passe bandes utilisés. En haut, résultats sur les journées entières ; en bas à gauche, les cas stables et en bas à droite, les cas instables.

4.4.2 Filtrage adaptatif par transformée de Gabor

La Fig. 4.1 montre l'allure du spectre du logarithme de l'intensité lumineuse, où l'on peut remarquer la différence d'inclinaison entre la pente d'absorption et celle de réfraction. En considérant le point d'inflexion de la courbe, on peut utiliser le filtrage par transformée de Gabor pour atténuer toutes les fréquences inférieures à ce point, afin de ne conserver que la partie concernant les phénomènes de réfraction. Une première étude sera effectuée en déterminant le point d'inflexion manuellement sur une période de 6 jours, ensuite une proposition d'optimisation de la recherche de ce point sera présentée.

Fréquence de transition entre absorption et réfraction

Dans un premier temps, les densités spectrales de puissances du logarithme du signal pour les journées du 17 au 22 Juillet 2008 ont été tracées à partir de blocs de 524288 éléments, lissés par moyenne glissante. Le point d'inflexion entre la zone d'absorption et celle de réfraction pour les différents blocs est ensuite détecté manuellement afin de déterminer à quelles fréquences ces 2 zones apparaissent. Une valeur minimum à cette fréquence de transition est imposée à 0.03Hz. Elle correspond à la fois à la fréquence de coupure basse des premiers LAS, mais aussi à la résolution spectrale du filtrage par transformée de Gabor. Les fréquences de transitions moyennes pour chacune des 6 journées du mois de Juillet, associées aux valeurs du C_{n^2} de la journée, ont été calculées, et sont présentées sur la Fig. 4.10.

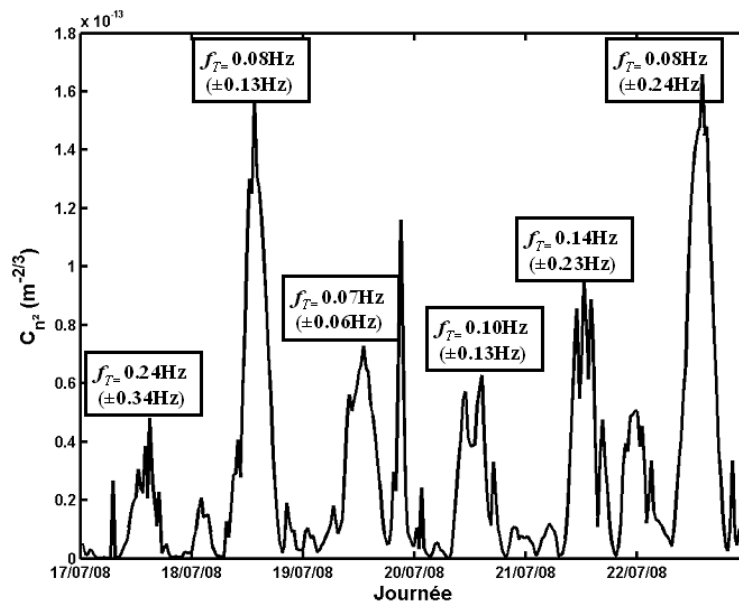


Figure 4.10 : Valeurs du C_{n^2} au cours des journées du 17 au 22 Juillet 2008 avec la valeur moyenne de la fréquence de transition et son écart type.

Filtrage par transformée de Gabor adaptative

Pour effectuer un filtrage adaptatif sur le signal, j'ai introduit les fréquences de transition entre absorption et réfraction, en tant que fréquence de coupure basse du filtre Passe-Bande de Gabor, f_{FA} . La fréquence de coupure haute n'est pas modifiée et reste à 400Hz, on effectue alors un filtrage passe bande (PB, par la suite) f_{FA} -400Hz. La taille des blocs (524288) a été choisie par rapport à la capacité de calcul du logiciel afin de trouver le meilleur compromis entre la taille des échantillons et le pas fréquentiel du filtrage (df), ici $df=0.03$ Hz. La résolution spectrale n'étant pas élevée ($df=0.03$ Hz), une limite basse sur f_{FA} à 0.1Hz a été imposée pour éviter des erreurs dues à la précision sur les basses fréquences.

J'ai comparé les résultats du filtrage du logarithme de l'intensité lumineuse à l'aide des gabarits de filtre : $G1=PB$ 0.1-400Hz (correspondant aux données constructeur Kipp&Zonen) et $G2=PB$ f_{FA} -400Hz, sur les 6 journées du 17 au 22 Juillet 2008. La limite basse de f_{FA} étant fixée à 0.1Hz, on observera seulement la contribution des fréquences supérieures à 0.1Hz. Les résultats sous forme d'écart relatif moyen ($(abs(C_{n^2}(G_1)-C_{n^2}(G_2))/C_{n^2}(G_2))$) sont présentés sur la Fig. 4.11, pour un C_{n^2} intégré sur 30 minutes. Pour le jeu de données étudié, environ 25% des spectres ont une fréquence de transition supérieure à 0.1Hz, ce qui implique que 25% des C_{n^2} subiront une correction due au filtrage adaptatif.

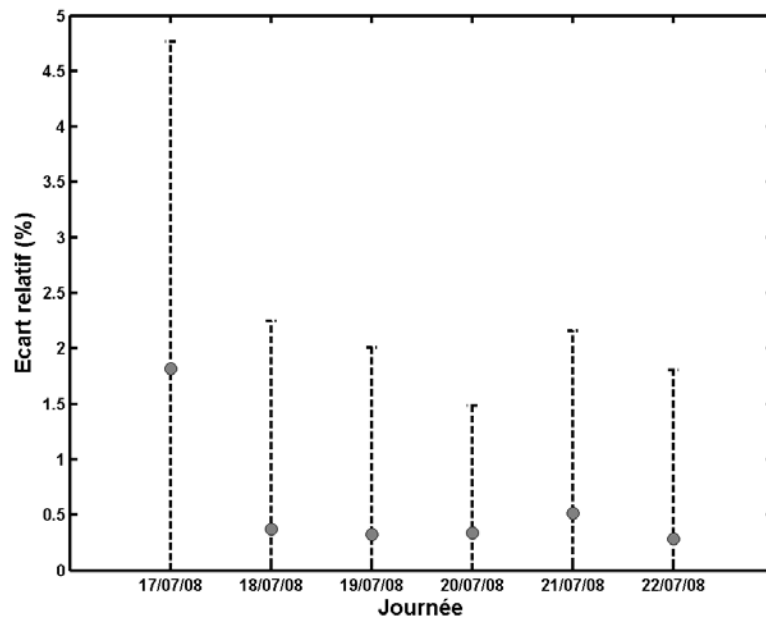


Figure 4.11 : Ecart relatif moyen sur chacune des 6 journées du mois de Juillet 2008, entre le signal C_{n^2} filtré par PB 0.1Hz-400Hz, et celui filtré par f_{FA} -400Hz.

Les résultats de la Fig. 4.11 sont en accord avec les fréquences de coupure moyenne présentées précédemment : 0.24Hz (± 0.34 Hz), 0.08Hz (± 0.13 Hz), 0.07Hz (± 0.06 Hz), 0.10Hz (± 0.13 Hz), 0.14Hz (± 0.23 Hz), 0.08Hz (± 0.24 Hz). On retrouve bien un maximum de différence sur la journée du 17 Juillet qui correspond aux fréquences de transitions les plus hautes, et un minimum le 19 Juillet. Dans l'ensemble l'écart relatif moyen est inférieur à 0.5%, mais certaines journées telles que le 17 ou le 21 dépassent ce seuil, et s'approchent des 2%. Pour comprendre l'écart entre ces journées, les flux de chaleur sensible et latente, ainsi que le taux d'humidité sur la période sont présentés dans la Fig. 4.12. La correction est plus importante le 17 ou le 21 Juillet, principalement parce que le rapport de Bowen est faible et souvent négatif (entre -0.4 et 0.2), et aussi parce que les valeurs du C_{n^2} sont faibles ($< 10^{-14}$). Le

vent joue ici un rôle moins important, et les données affectées par le filtrage adaptatif pour lesquelles $v < 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ correspondent à 2% du jeu de données.

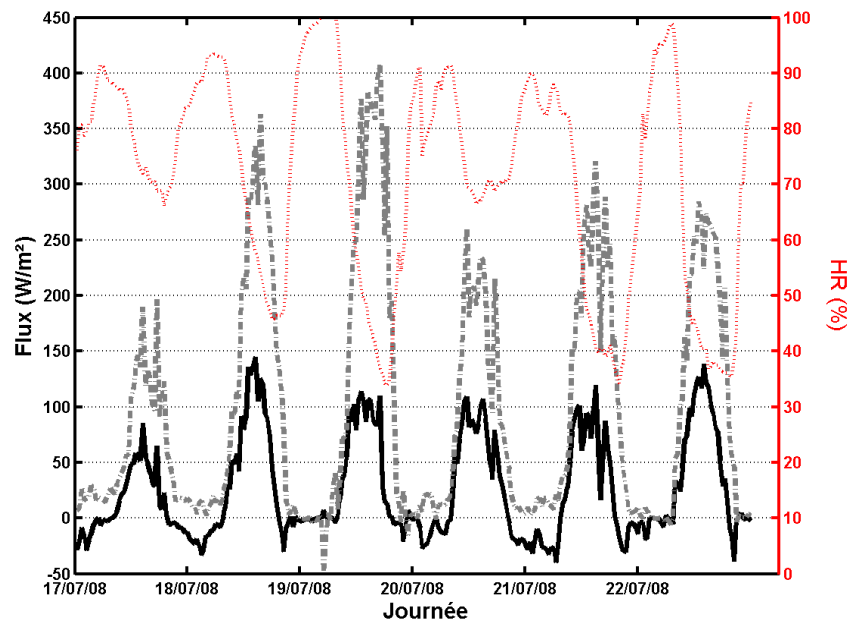


Figure 4.12 : Flux de chaleur sensible (en noir) et de chaleur latente (tirets gris) obtenus par Eddy Correlation, pour les journées du 17 au 22 Juillet 2008. L'humidité relative est représentée en pointillés rouges sur l'axe de droite, pour la même période.

Cette étude me permet alors de conclure sur l'incertitude de la mesure du C_{n^2} due au filtrage de type PB 0.1-400Hz. L'écart relatif est moyenné sur les 6 jours, ce qui me donne *a posteriori* l'incertitude sur la mesure du C_{n^2} : pour une période d'intégration de 30 minutes l'incertitude moyenne est de 0.61% ($\pm 1.8\%$), avec un écart relatif pouvant être supérieur à 12% dans des cas ponctuels. Les répercussions sur l'incertitude du flux de chaleur sensible sont de l'ordre de 0.46% ($\pm 1.3\%$), avec des maxima pouvant atteindre 9%.

4.4.4 Détection de la limite de la zone d'absorption

Afin de réaliser une étude plus représentative, sur une période assez longue, il est nécessaire de mettre au point une méthode de détection de la fréquence de transition automatisée, optimisant ainsi le travail de recherche de fréquence. Une technique est proposée mais qui demande encore à être améliorée pour fournir des valeurs de C_{n^2} précises et fiables. En effet, l'inconvénient d'une méthode automatisée est qu'elle fournit systématiquement une valeur de f_T , même si cette valeur n'est pas du tout adaptée au spectre. La méthode proposée a été testée sur les données du 17 au 22 Juillet 2008.

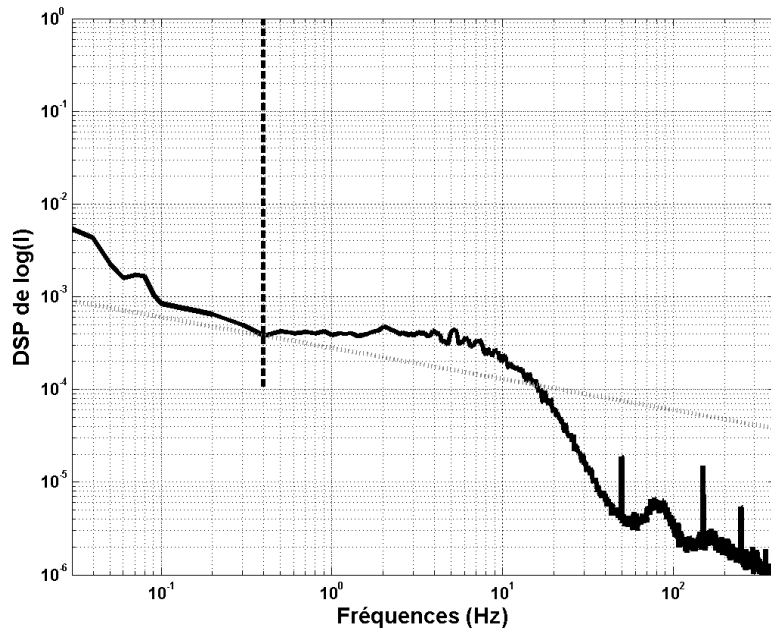


Figure 4.13 : Spectre de puissance lissé des données du 17 Juillet entre 2h10 et 2h20, et résultats de la méthode de détection par tangente. En pointillés gris, la tangente de coefficient directeur $f^{1/3}$, et en tirets noirs, la fréquence de transition entre zone d'absorption et zone de réfraction.

Afin de repérer la fréquence à laquelle apparaît l'inflexion, une méthode par recherche de tangente a été utilisée. L'hypothèse principale est alors le choix de la pente de cette tangente, car c'est elle qui va discriminer les deux zones. Après la répétition d'expériences menées sur des jeux de données différents, une tangente dont la pente est de $f^{1/3}$ a été sélectionnée. Celle-ci a été trouvée en comparant les fréquences de transitions estimées avec différents coefficients de pente à celles trouvées manuellement. Ce coefficient a semblé être comme celui qui donnait le moins de résultats aberrants en comparaison des résultats trouvés manuellement. En partant des basses fréquences et en déplaçant cette tangente vers les hautes fréquences, on trouve un point où la tangente est en dessous de la courbe du spectre lissé (d'un point de vue local). On peut alors conclure qu'il s'agit de la fréquence de transition entre les deux zones (Fig. 4.13). Si cette tangente n'est pas trouvée, par exemple dans le cas où l'absorption est négligeable, alors la fréquence de transition est imposée à 0.03Hz (cette fréquence est choisie par rapport au nombre de données N sur lequel la densité spectrale de puissance est calculée : ici, $N=524288$). Cette méthode a été appliquée aux densités spectrales de puissance lissées du logarithme de l'intensité lumineuse pour les journées du 17 au 22 Juillet 2008. Les fréquences détectées correspondent à celles trouvées à la main précédemment, à la précision du lissage près. Le lissage n'étant pas optimal, la méthode des tangentes peut donner des résultats aberrants : non détection de la fréquence de transition aux

basses fréquences (Ex : 0.2Hz), qui engendre une détection aux plus hautes fréquences (Ex : 4Hz). Une vérification de tous les spectres a donc été effectuée, et l'estimation du pourcentage de résultats erronés due à la méthode, est inférieur à 9%. On peut alors réduire ce pourcentage en travaillant sur l'amélioration du lissage du spectre, en restant dans des temps de calcul raisonnables.

4.6 Conclusion

Cette étude a été menée dans le but d'améliorer la précision sur la mesure du C_{n^2} et sur la connaissance de l'incertitude résultant du choix de la bande passante des scintillations. Elle permet ainsi de mieux connaître la contribution de l'absorption sur le C_{n^2} mesuré par un scintillomètre, afin de :

- optimiser la bande passante du signal du scintillomètre ;
- quantifier l'erreur résiduelle des scintillomètres LAS (Wageningen, WUR) due au gabarit de filtre 0.1-400Hz

Les contraintes techniques sont en première approche les faibles fréquences à filtrer, et par la suite la détection de la fréquence de transition entre la zone d'absorption et les phénomènes de réfraction.

Le filtrage numérique classique pour des fréquences de l'ordre de 10^{-1} ou 10^{-2} Hz, est pénalisant en terme de temps de calcul (FIR), ou bien présente des oscillations non négligeables dans la zone atténuée (IIR). L'utilisation du filtrage par transformée de Gabor est une solution permettant de réduire ces deux contraintes. En effectuant une STFT (Short Time Fourier Transform) pondérée par une fenêtre gaussienne suivi d'une manipulation des coefficients de Gabor et d'une reconstruction du signal, une opération de filtrage avec une précision de l'ordre de 0.001Hz et un temps de calcul acceptable peut être réalisée.

Cette technique a été aujourd'hui utilisée dans le cadre de l'optimisation du système de filtrage fréquentiel sur les scintillomètres optiques. Le choix de la fréquence de coupure basse de ces instruments est variable suivant les hauteurs et les instruments, allant de 0.03Hz à 0.5Hz. L'acquisition numérique du signal à la sortie du détecteur d'un LAS (WUR Wageningen) a permis d'effectuer des tests de gabarit de filtres, afin de choisir avec précision celui qui est le plus adapté au calcul du paramètre de structure de l'indice de réfraction. Il est nécessaire de trouver un compromis entre 'enlever trop de basses fréquences' et risquer d'enlever du signal relatif aux phénomènes de réfraction, ou encore de laisser ces basses fréquences, lesquelles engendrent des variations qui ne sont pas dues à la réfraction. Le critère qui a été choisi est l'invariabilité de la correction vis à vis de la vitesse du vent, qui lorsqu'elle

diminue, déplace la partie utile du spectre vers les basses fréquences. Tenant compte de ce critère de sélection, et tout en cherchant à ôter le maximum des phénomènes d'absorption des basses fréquences, le filtrage optimisé sur la période d'étude est un filtre passe bande entre 0.1 et 0.2-400Hz.

Cette méthode de filtrage a aussi permis dans un second temps de calculer l'incertitude de la mesure du C_{n^2} par un scintillomètre de type LAS. En récupérant le signal à la sortie d'un LAS avant tout traitement de filtrage ou de moyennage, j'ai calculé la DSP de celui-ci sur 6 journées du mois de Juillet et j'ai recherché la fréquence de transition entre la zone d'absorption et celle de réfraction. En appliquant un filtrage adaptée à cette fréquence de transition, j'ai comparé les résultats obtenus avec ceux d'un filtrage statique de type PB 0.1-400Hz. L'écart relatif entre les résultats des deux types de filtrage peut être considéré comme l'incertitude de la mesure du scintillomètre due à un filtrage fixe plutôt qu'adaptatif. Les résultats de comparaison sur les 6 journées montrent que l'incertitude moyenne de la mesure du C_{n^2} due au seul filtrage des basses fréquences est de l'ordre de 0.61% ($\pm 1.8\%$) pour des valeurs de C_{n^2} intégrées à la demi heure. Dans les pires cas cette incertitude peut être supérieure à 12% sur une mesure ponctuelle de C_{n^2} . En terme de flux de chaleur sensible, l'incertitude engendrée est de 0.46% ($\pm 1.3\%$), avec dans les pires cas, des maxima pouvant atteindre 9%, ce qui reste dans l'ensemble assez faible. Ce résultat peut compléter l'étude menée par Moene et al. (2005b), apportant une information supplémentaire sur les incertitudes de la mesure du C_{n^2} par un LAS. Cependant, afin d'obtenir un résultat plus représentatif des différentes conditions météorologiques, une étude sur une plus grande période devrait être réalisée.

Le travail effectué sur les filtres de Gabor est une ouverture sur l'utilisation de filtre de haute précision, applicable à de grand jeux de données. Son application à la scintillométrie a permis de mettre en avant sa précision à de très basses fréquences, difficilement accessible par des filtres numériques classiques et *a fortiori* analogiques, ainsi que leur validation sur des fichiers de plusieurs centaines de Mo. Une utilisation originale de ces derniers est de réaliser des gabarits de filtres très sélectifs ($< 0.1\text{Hz}$) pouvant être utiles lors de la recherche d'une fréquence avec précision. L'utilisation de ce type de filtre sur le signal des scintillomètres micro-ondes (MWS), où l'absorption est beaucoup plus importante, pourrait permettre de choisir avec précision la fréquence de coupure basse de ce système. Cependant l'utilisation d'un filtrage adaptatif est aujourd'hui limitée par la détection automatique des fréquences de transition. Effectivement, il n'existe pas de méthode permettant cette détection de manière précise et de manière fiable. Une piste de recherche est proposée par l'utilisation d'une

méthode par tangente, mais cette dernière n'est pas complètement fiable : 10% de résultats aberrants, et une précision sur la fréquence de transition dépendant de la technique de lissage du spectre.

Chapitre 5 : Influence de la vapeur d'eau sur le signal d'un scintillomètre optique

L'objectif dans ce chapitre est de mesurer les phénomènes d'absorption, présenté brièvement au Chapitre 4, à l'aide d'un scintillomètre pour déterminer les flux de chaleur latente. Une étude comparable a été réalisée par Nieveen et al. (1998). Ils avaient envisagé de calculer le flux de chaleur latente à partir d'un scintillomètre optique légèrement modifié. Cette modification consistait principalement à introduire un filtre optique au niveau du récepteur afin d'augmenter la sensibilité de ce dernier à l'absorption par la vapeur d'eau. Finalement, les résultats obtenus ne permettaient pas de calculer $L_v E$, principalement parce que les phénomènes de réfraction sont prépondérants par rapport aux phénomènes d'absorption, ce qui se traduit par des variations de la partie réelle du C_{n^2} qui sont bien plus importantes que celles de la partie imaginaire. Notre idée, développée dans ce chapitre, est de réaliser une mesure relative, c'est à dire par différence entre 2 longueurs d'onde plutôt qu'une mesure absolue comme l'ont proposé Nieveen et al. (1998). Ainsi en quantifiant l'absorption à partir de la mesure du C_{n^2} , on peut tenter d'estimer directement les flux de chaleur latente.

La première partie de cette étude permet d'introduire les phénomènes d'absorption à l'aide de la partie imaginaire du paramètre de structure de l'indice de réfraction. Ces derniers sont principalement dus à la vapeur d'eau dans les bandes du visible-proche infrarouge ou dans les micro-ondes. Ensuite nous verrons qu'en apportant les modifications nécessaires au scintillomètre optique décrit dans le Chapitre 2, il est théoriquement possible de quantifier l'influence de la vapeur d'eau sur la propagation du signal. Les modifications effectuées permettent de séparer le signal optique en une partie où intervient le phénomène d'absorption et une autre moins sensible à ce phénomène, permettant d'avoir une mesure relative plutôt qu'absolue. Les résultats obtenus seront discutés lors d'une campagne de mesure d'un mois au milieu de l'été 2008, à la fois sur les modifications du C_{n^2} et sur le spectre des scintillations. Finalement, ce travail permettra entre autre de revenir sur les conclusions de Nieveen et al. (1998), afin d'y apporter des informations complémentaires.

5.1 Théorie

La théorie qui est liée à cet axe de recherche relève de la propagation d'ondes électromagnétiques dans les milieux absorbants. Les théories de Maxwell sur la propagation d'onde définissent un indice de réfraction complexe permettant d'accéder à la variation en amplitude et en phase de l'onde. Les scintillomètres n'utilisent habituellement qu'une seule de

ces deux parties pour mesurer la valeur du C_{n^2} , i.e. la partie réelle du paramètre de structure de l'indice de réfraction.

5.1.1 Partie imaginaire du paramètre de structure de l'indice de réfraction

Définition d'un indice de réfraction complexe

En prenant en compte des phénomènes d'absorption et de réfraction lors de l'étude de la propagation d'un signal lumineux à travers un milieu quelconque, l'indice de réfraction de ce dernier peut s'écrire sous une forme complexe, afin d'englober les 2 phénomènes en un seul terme :

$$n = n_R + jn_I \quad (5.1)$$

avec n_R la partie réelle de l'indice de réfraction et n_I la partie imaginaire de ce dernier. Si l'on regarde l'influence d'une telle décomposition sur la propagation d'une onde, en introduisant cette formulation dans l'équation de propagation du champ électrique (ou magnétique), la solution (sous forme d'onde plane progressive harmonique) selon l'axe x devient alors :

$$\vec{E}_x = \vec{E}_0 e^{i(kx - \omega t)} = \vec{E}_0 e^{-n_I kx} e^{i(n_R kx - \omega t)}.$$

On reconnaît la décroissance en amplitude de l'onde avec la distance, due à l'absorption (partie imaginaire de n), et la propagation (partie réelle de n). Lorsque le milieu étudié est l'air, l'absorption a lieu dans des fenêtres discontinues du spectre lumineux, on peut ainsi décomposer alors l'indice de réfraction sous la forme (Hill et al., 1980) :

$$n = n_c + n_a \quad (5.2)$$

où n_c correspond à la valeur continue de l'indice de réfraction (partie réelle), et n_a les variations dues aux lignes d'absorption de la fenêtre atmosphérique (partie imaginaire).

Expression de l'indice de réfraction complexe en fonction de la bande d'absorption autour de 940nm

La partie imaginaire de l'indice de réfraction pour une ligne d'absorption i , absorbant à la longueur d'onde λ , s'exprime en fonction du coefficient d'absorption α_i de cette même ligne suivant la relation (Hill et al., 1980):

$$n_{Ii} = \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^{-1} \alpha_i \quad (5.3)$$

Pour tenir compte de l'effet de toutes les raies d'absorption autour de la longueur d'onde centrale λ , et afin d'obtenir le coefficient d'absorption total, il suffit de sommer ces

derniers : $\alpha = \sum_i \alpha_i$. Ainsi, on peut exprimer l'indice de réfraction complexe à une longueur d'onde donnée, à l'aide du coefficient d'absorption du milieu à cette même longueur d'onde :

$$n_I = \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^{-1} \alpha \quad (5.4)$$

Paramètre de structure complexe

En négligeant l'influence de la pression sur la partie imaginaire de l'indice de réfraction, on peut exprimer les variations de ce dernier en fonction des variations des seuls paramètres de température et d'humidité :

$$\delta n_I = B_q \frac{\delta q}{q} + B_T \frac{\delta T}{T} \quad (5.5)$$

où B_T , et B_q sont des variables dépendant du coefficient d'absorption et de la longueur d'onde, s'exprimant de manière analytique sous la forme :

$$B_x = \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^{-1} \left[\sum_i \langle \alpha_i \rangle \langle b_{ix} \rangle \right] \quad (5.6)$$

où les termes b_{ix} sont des coefficients sans dimension représentant la relation entre la largeur de la bande d'absorption et le scalaire X (Hill et al., 1980).

En utilisant la relation qui lie la fonction de structure d'un scalaire s , aux variations de ce dernier (Eq. 1.56), la partie imaginaire du paramètre de structure de l'indice de réfraction est:

$$C_{n_I^2} = \frac{B_T^2}{T^2} C_{T^2} + \frac{B_q^2}{q^2} C_{q^2} + 2 \frac{B_T B_q}{T q} C_{Tq} \quad (5.7)$$

où B_T^2 et B_q^2 sont les variables définies par l'équation (5.6). D'après Nieveen et al. (1998), l'influence de l'humidité étant la principale cause des phénomènes d'absorption à 940nm, on peut négliger les termes en température dans l'expression du paramètre de structure (Eq. 5.7). Si l'on néglige l'influence sur b_{iq} de la variation de largeur de la bande en fonction de l'humidité, alors $b_{iq} \approx 1$. D'où la simplification :

$$B_q \approx \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^{-1} \alpha \quad (5.8)$$

puis :

$$C_{n_I^2} \approx \frac{B_q^2}{q^2} C_{q^2} \quad (5.9)$$

On obtient donc une relation simple reliant le paramètre de structure d'humidité au paramètre de structure de la partie imaginaire de l'indice de réfraction, tenant compte d'une variable B_q dépendant de l'absorption du milieu et de l'humidité moyenne de celui-ci .

5.1.2 Représentation spectrale de la partie imaginaire du paramètre de structure de l'indice de réfraction

Il existe à ce jour peu de littérature disponible concernant la représentation spectrale de la partie imaginaire du paramètre de structure de l'indice de réfraction, principalement lorsqu'on considère les sources optiques. Les 2 principaux auteurs qui s'y sont intéressés sont Clifford (1971) avec une étude spectrale de la propagation du rayonnement issu d'une source ponctuelle et Nieveen et al. (1998) qui ont plutôt travaillé sur les sources à large ouverture. L'expression de la densité spectrale de puissance des scintillations pour les phénomènes d'absorption est donnée par :

$$PSD_{\text{Im}} = 16\pi^2 k^2 \int_{\frac{2\pi f}{v}}^{\infty} dK \int_0^L dz K \text{Im}(\Phi_{n^2}(K)) \cos^2\left(\frac{K^2 z(L-z)}{2kL}\right) F_{\text{Freq}} \phi_{\text{Airy}} \quad (5.10)$$

$$F_{\text{Freq}} = \left[(Kv)^2 - (2\pi f)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}$$

avec :

$$\phi_{\text{Airy}} = \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KDz}{2L}\right)}{\frac{KDz}{2L}} \right\}^2 \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{KD(L-z)}{2L}\right)}{\frac{KD(L-z)}{2L}} \right\}^2$$

qui diffère de l'expression du spectre de C_{nR^2} par l'utilisation de la partie imaginaire du spectre de Kolmogorov, i.e $\text{Im}(\Phi_{n^2}(K)) = 0.033C_{n^2}K^{-11/3}$, et du cosinus qui remplace le sinus. Pour tester l'influence de la dimension de la source, le calcul numérique de l'intégrale 5.10 a été réalisé sous Matlab dans le cas d'une source avec et sans obstruction. Les courbes obtenues sont superposées aux courbes de la partie réelle du spectre sur la Fig. 5.1. L'obstruction ne modifie pas du tout l'allure du spectre aux basses fréquences (<0.2%), ce qui confirme le fait que l'ouverture circulaire n'a d'effet que sur les phénomènes plus rapides.

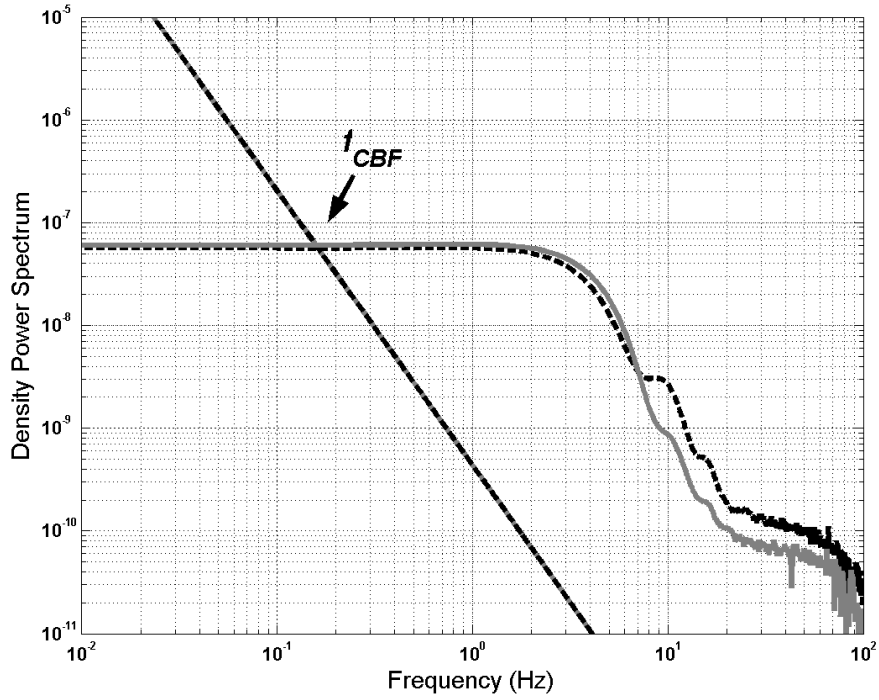


Figure 5.1 : Spectre théorique de la partie réelle (plateau de réfraction et pente de dispersion) et imaginaire (pente d'absorption en $f^{-8/3}$) du paramètre de structure de l'indice de réfraction, dans le cas d'une ouverture circulaire sans obstruction ($\epsilon=0$, en gris) et avec ($\epsilon=0.36$, en pointillés noirs). $D=0.2\text{m}$, $\nu=1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $L=300\text{m}$, $\lambda=940\text{nm}$, $C_{nR^2}=1\text{e}^{-15}$ and $C_{nI^2}=1\text{e}^{-24}$.

Ainsi, quelque soit la taille de l'ouverture du scintillomètre, l'expression de la densité spectrale de puissance pour la partie imaginaire du spectre sera la même :

$$PSD_{\text{Im}}(f) = 0.0326k^2 LC_{nI^2} \nu^{5/3} f^{-8/3} \quad (5.11)$$

Celle-ci est schématisée sur la Fig. 5.1 et se distingue par une pente en $f^{-8/3}$ aux basses fréquences. On rappelle aussi que la valeur du plateau de réfraction est donnée par :

$$PSD_{\text{Re}} = 0.266L^3 D^{\frac{4}{3}} C_{nR^2} \nu^{-1} \quad (5.12)$$

On peut ainsi définir une fréquence de coupure basse correspondant à l'intersection de la pente d'absorption, et du plateau de réfraction, représentée par f_{CBF} sur la Fig. 5.1. L'expression analytique de cette fréquence se déduit en égalisant les expressions (5.11) et (5.12). Dans le cas d'une source à large ouverture :

$$f_{CBF} = 0.460 \left(\frac{k}{L} \right)^{\frac{3}{4}} D^{\frac{1}{2}} \nu \left(\frac{C_{nI^2}}{C_{nR^2}} \right)^{\frac{3}{8}} \quad (5.13)$$

Dans le Chapitre 4, a été étudié le comportement de cette fréquence de coupure, introduite alors sous le nom de fréquence de transition. La détection de cette fréquence m'a permis

d'élaborer un filtrage adapté au scintillomètre pour éliminer les phénomènes d'absorption, et d'en déduire l'influence de cette zone. L'objectif de ce chapitre est de quantifier l'influence de la vapeur d'eau (principale source d'atténuation) sur cette zone d'absorption. Pour cela, l'utilisation de 2 longueurs d'onde plus ou moins absorbantes devrait permettre de séparer les fréquences f_{CBF} et de conclure sur la contribution de la vapeur d'eau sur le signal du C_{n^2} . En négligeant la dépendance du C_{nR^2} vis à vis de la longueur d'onde, le rapport des fréquences de coupure n'est fonction que de λ et de l'absorption autour de λ :

$$\frac{f_{CBF1}}{f_{CBF2}} = \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{C_{n11^2}}{C_{n12^2}}\right)^{\frac{3}{8}} = \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{B_{Q1}}{B_{Q2}}\right)^{\frac{6}{8}} \quad (5.14)$$

avec f_{CBF1} , et f_{CBF2} , les fréquences de coupure obtenues à deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 (pas trop éloignées l'un de l'autre). L'observation du rapport des fréquence de coupure est la première étape à vérifier expérimentalement, avant d'estimer les flux de chaleur latente.

5.2 Modifications du scintillomètre

Les principales modifications apportées au prototype présenté au Chapitre 2 concernent le récepteur. Cet dernier a été optimisé afin d'observer à la fois une zone d'absorption de l'eau, et une zone où l'absorption est négligeable. J'ai choisi de ne faire ce travail qu'avec un seul instrument afin de limiter les erreurs provoquées par 2 instruments qui ne seraient pas exactement identiques (optique, électronique, etc ...). Ce choix s'est avéré être discutable quant à l'optimisation du rapport signal sur bruit du signal sur chaque récepteur. En effet, ce rapport peut être faible dans le cas de l'utilisation d'un seul instrument pour lequel le faisceau doit être séparer en 2 pour effectuer une mesure en relatif.

5.2.1 Choix des longueurs d'onde

Pour déterminer quelles étaient les longueurs d'onde les plus adaptées à la construction du scintillomètre, j'ai d'abord réalisé des simulations de la transmittance d'une atmosphère proche de notre situation expérimentale avec le modèle MODTRAN 3 (version Windows PcModWin). MODTRAN, MODerate resolution atmospheric TRANsmission, est un modèle atmosphérique de propagation des ondes électromagnétiques développé par l'AFRL/VSBT (Air Force Research Lab and Space Vehicles Directorate) et dont la résolution spectrale est supérieure à 1cm^{-1} . Il permet notamment de simuler la propagation des ondes sur des transects horizontaux ou verticaux, pour différents types de conditions atmosphériques.

Ce modèle a été utilisé en mode de propagation horizontale (pour représenter le trajet de l'onde lumineuse d'un scintillomètre), en définissant les caractéristiques de la couche atmosphérique de surface. Pour la simulation des caractéristiques standards ont été utilisées, i.e une longueur de propagation L de 300m (correspondant à la longueur du transect lors de l'expérimentation) puis de 2500m, une température $T=20^{\circ}\text{C}$, un taux d'humidité $HR=50\%$, et la hauteur initiale de la CLS à 1m du sol (i.e, hauteur du début de la couche limite de surface). Pour les paramètres de composition atmosphérique secondaire (aérosols, O_3 , CO_2 ...), j'ai utilisé le modèle US Standard 1976 (US gouvernement, 1976). Les résultats de la simulation sont présentés sur la Fig. 5.2, dans le cas d'un trajet optique de 300m et de 2500m. A titre indicatif, l'absorption de la vapeur d'eau seule en suspension est notée en pointillés pour chacune des configurations.

Le choix des longueurs d'onde à utiliser est d'abord déterminé par la volonté de rester au plus près de celles utilisées par les scintillomètres LAS classiques. Je me suis donc intéressé au comportement du signal à 880nm (comme pour le BLS de Scintec ou les LAS/XLAS de Kipp&Zonen) et à 940 nm pour le prototype développé à Wageningen (Kohsiek, 1987). Les diodes émettant à 940nm rencontrent une zone d'absorption de l'eau, provenant de la vibration des molécules d'hydrogènes autour de la molécule d'oxygène (étirement symétrique+asymétrique). L'intensité de cette bande d'absorption est assez faible pour de courtes distances (maximum d'absorption simulée de 35% sur 300m), mais devient plus marquée sur de longues distances (maximum d'absorption simulée de 75% sur 2500m), comme le montre la Fig. 5.2. A 880nm, la bande d'absorption est pratiquement nulle, et seuls sont présents les aérosols ('aerosol_hydrometer') qui absorbent moins de 20% de l'énergie incidente. Il apparaît clairement que la source à 880nm sera moins atténuée par l'absorption et que les longueurs de transect pourront être plus grandes, pour une même puissance à l'émission.

Mis à part cet aspect énergétique relatif au trajet optique, l'évolution de l'intensité du pic d'absorption varie aussi au cours de la journée en fonction de la concentration en eau de l'atmosphère, pouvant altérer le signal du scintillomètre au niveau des basses fréquences. Afin de quantifier cette influence, j'ai choisi de n'utiliser qu'une LED à 940nm, et deux filtres passe-bande étroits à l'intérieur de la courbe d'émission (Gabarit de la LED représenté sur la Fig. 5.2, en pointillés).

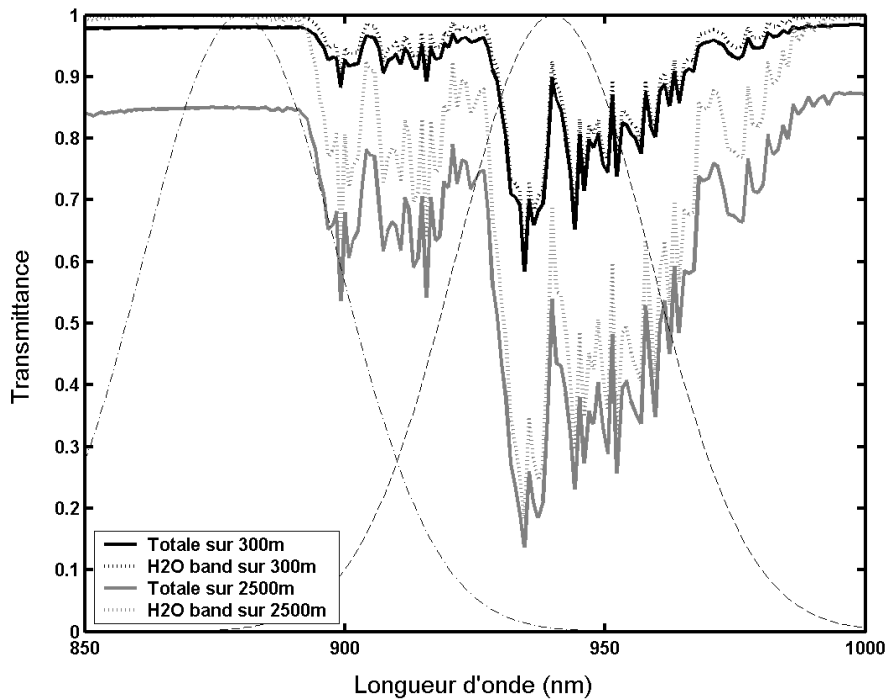


Figure 5.2: Courbe d'absorption de l'eau autour de 940nm pour deux longueurs de trajet différentes (300m et 2500m), HR=50%, $T=20^{\circ}\text{C}$ (US standard 1976 pour le reste), modélisation effectuée avec MODTRAN. En traits tiretés est représenté le gabarit typique d'une LED à 940nm, et en points-tirés, le gabarit typique de LED à 880nm.

Pour choisir les fenêtres spectrales à étudier, on remarque sur la Fig. 5.2 que la plus grande différence se fait entre 935nm (maximum d'absorption) et 920nm (minimum d'absorption). J'ai donc choisi d'utiliser des filtres passe bande très étroits, centrés plus ou moins sur les deux fréquences précédemment citées. Pour récupérer assez de signal sans que les courbes des filtres ne se chevauchent trop, une largeur spectrale à mi-hauteur d'environ 10nm est conseillée. Dans ces conditions, le choix optimal pour le pic de transmission des filtres est : 936nm et 920nm. Ce choix a été effectué de manière à optimiser le rapport des variables B_q , afin d'avoir une meilleure détection des spectres lors de l'analyse spectrale. Pour des raisons de coûts, la marge d'erreur sur la longueur d'onde centrale ainsi que sur la largeur à mi-hauteur, ne peut être optimisée à plus de 3nm. Au final, j'ai donc utilisé des filtres avec des caractéristiques 'constructeur' suivantes :

- pour la zone d'absorption, 937.5nm avec une largeur à mi-hauteur de 11.7nm, et une transmission au pic de 67.14%.
- pour la zone neutre, un filtre peu éloigné du pic d'émission et peu éloigné des pics d'absorption : 927.4nm et 11nm à mi hauteur, et 55.34% de transmittance maximale.

La vérification des filtres a été effectuée avec un spectromètre *UV -Visible* proche IR Shimadzu *UV 3100* et donne des résultats comparables aux données constructeurs (Fig. 5.2).

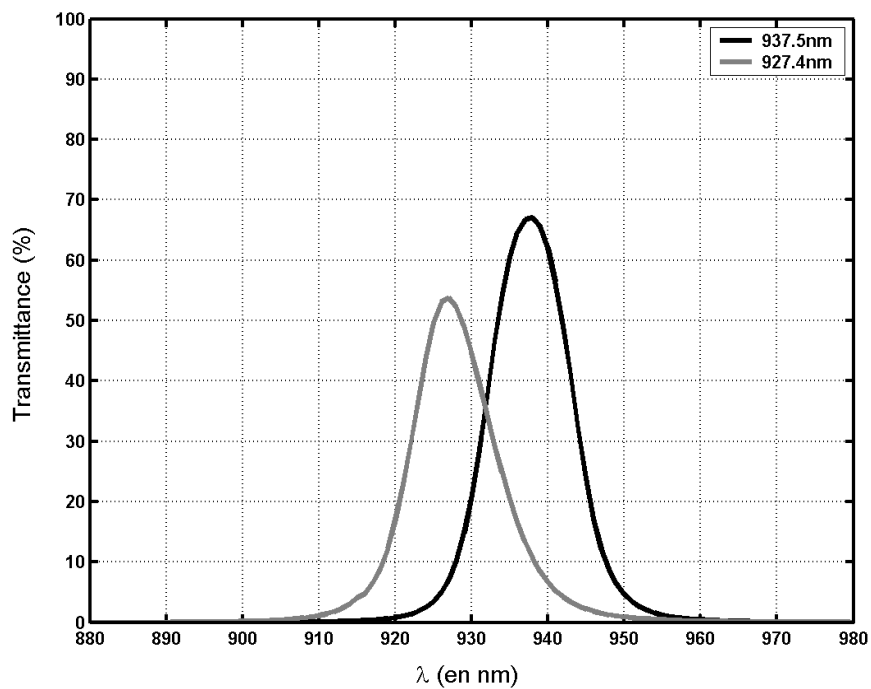


Figure 5.3 : Gabarit des filtres à 937.5nm et 927.4nm obtenus avec le spectromètre *UV -Visible* proche IR Shimadzu *UV 3100*.

Afin de pouvoir comparer les C_{nP} , et *a fortiori*, les fréquences de coupures des deux longueurs d'onde, j'ai tout d'abord calculé le coefficient d'absorption α pour chaque filtre, à partir du gabarit de la LED et des filtres, ainsi qu'à l'aide d'une simulation MODTRAN. Le protocole de calcul de α est le suivant:

- création du gabarit des filtres à l'aide du pic central de transmittance, de la largeur à mi-hauteur, et du maximum de transmission, sous la forme d'une gaussienne, pour λ compris entre 800 et 1000nm (les résultats avec le spectromètre ayant été obtenus plus tardivement);
- création du gabarit de la LED de la même manière que précédemment ;
- courbe de transmittance obtenue avec les données MODTRAN, pour différentes valeurs d'humidité relative, entre 800 et 1000nm.

Ensuite, à partir de la loi de Beer-Lambert , les différents coefficients d'absorption intégrés sur la largeur de la bande passante des filtres ont été obtenus en fonction des paramètres

météorologiques et des filtres. La relation est la suivante : $I_\lambda = I_0 e^{-\alpha L}$ et j'ai considéré que l'intensité de référence, I_0 , est celle obtenue en intégrant chaque gabarit de filtre avec celui de la LED. Cela correspond bien à l'intensité reçue par le récepteur (+filtre) pour une absorption (α) nulle. De même, l'intensité récupérée tenant compte de l'atténuation due à l'absorption, I_λ est l'intégrale des deux gabarits (LED+Filtre= I_0) et des valeurs d'absorption atmosphériques. Les résultats des différents coefficients d'absorption intégrés sur la largeur de la bande passante des filtres sont présentés sur le tableau 1, pour les paramètres MODTRAN suivants : $L=300\text{m}$, $T_a=20^\circ\text{C}$, $P=1013\text{hPa}$, $HR=50\%$ ou 99% . Pour les coefficients d'extinction relatifs aux aérosols et gaz atmosphériques, j'ai utilisé la base de données du modèle US Standard 1976 (US government, 1976).

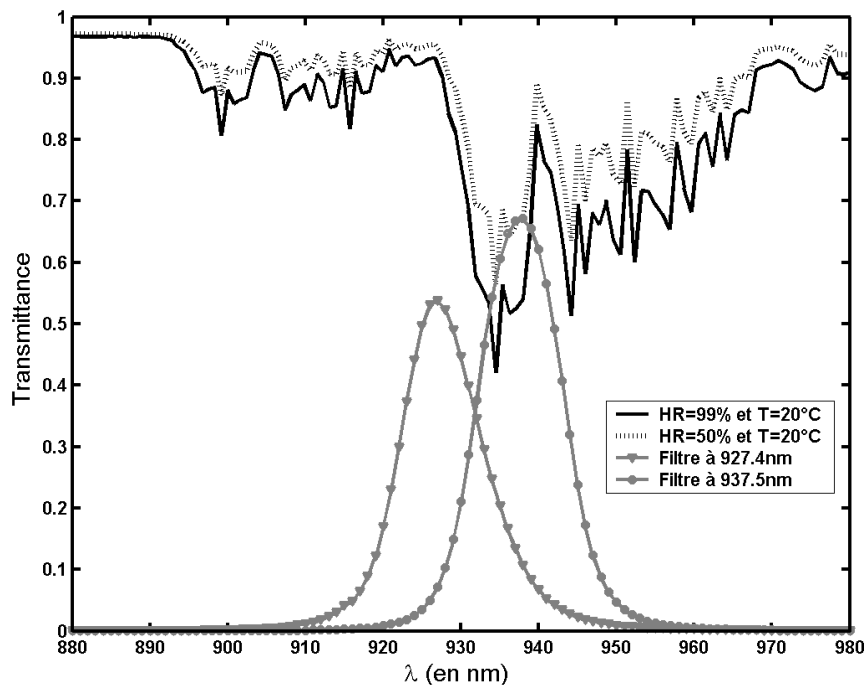


Figure 5.4 : Transmittance de l'atmosphère standard dans deux cas d'humidité relative: HR=50% (en pointillés noirs) et HR=99% (en trait plein noir). A titre indicatif, le gabarit des filtres optiques à 927.4nm (trait gris +triangle) et 937.5nm (trait gris + cercle) sont présentés.

Lors du calcul du rapport des fréquences de coupure à l'aide de l'Eq. 5.14 et des valeurs du Tableau 1, seuls k (nombre d'onde) et C_{nR^2} dépendent de la longueur d'onde λ . Effectivement, les variations de C_{nR^2} en fonction de la longueur d'onde sont négligeables (<0.3% entre 937.5nm et 927.4nm). Le rapport théorique entre les deux fréquences de coupure $f_{\lambda=927.4nm} / f_{\lambda=937.5nm}$ est alors égal à 0.596 (pour HR=50%) et 0.592 (pour HR=99%).

Le rapport entre les deux fréquences de coupure étant pratiquement égal à 2, il devrait être possible de visualiser et de quantifier l'impact de l'absorption (présence du pic) sur les spectres. Cependant, comme le rapport est pratiquement constant, on ne peut suivre l'évolution de ce dernier en fonction de la teneur en eau de l'atmosphère. J'ai calculé théoriquement le rapport que j'aurais obtenu en utilisant une source plus large, afin de pouvoir filtrer avec un filtre à 880nm plutôt qu'à 925nm, et j'obtiens : $f_{\lambda=880nm} / f_{\lambda=937.5nm} = 0.136$ (pour HR=50%) et 0.106 (pour HR=99%). Les variations ne sont pas très grandes mais peuvent être quantifiées avec une précision limitée (l'estimation de la fréquence de coupure à partir du spectre est soumise à une forte incertitude).

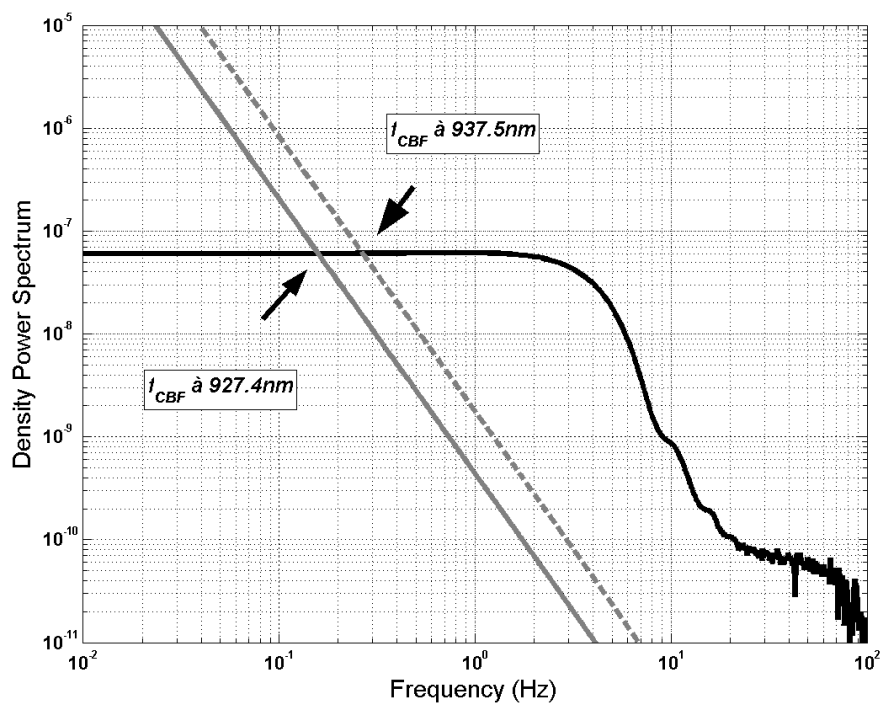


Figure 5.5 : Courbe théorique de la densité spectrale de puissance des scintillations : partie réelle du spectre en noir (identique pour les longueurs d'onde 937.5nm et 927.4nm ; et partie imaginaire (qui correspond à l'absorption) en trait gris à 937.5 nm et 927.4nm en tirets gris. $D=0.2m$, $v=1m.s^{-1}$, $L=300m$, $\lambda=940nm$, $C_{nR}=1e^{-15}$ (pour les 2 longueurs d'onde) and $C_{nI}=1e^{-24}$ (pour 937.5nm) et $C_{nI}=2.03e^{-24}$ (pour 927.4nm).

| | α (cm ⁻¹) | | B_q | |
|----------------|------------------------------|--------------|---------------|---------------|
| | HR=50% | HR=99% | HR=50% | HR=99% |
| 927.4nm | $5.07e^{-6}$ | $7.66e^{-6}$ | $3.74e^{-11}$ | $5.66e^{-11}$ |
| 937.5nm | $1.01e^{-6}$ | $1.55e^{-6}$ | $7.53e^{-11}$ | $1.15e^{-10}$ |

Tableau 1: Coefficients d'absorption dans l'atmosphère en fonction du filtre utilisé pour une HR de 50% (à gauche) et de 99% (à droite).

5.2.2 Modifications apportés au récepteur

Afin de n'utiliser qu'un seul instrument de mesure, le rayon incident doit être partagé en 2. J'ai choisi de le séparer au niveau du récepteur pour des questions de simplicité de conception, et pour avoir les mêmes conditions de perturbation des signaux à la réception puisque seul un rayon se propage dans l'atmosphère le long du transect. Pour effectuer la division du rayon incident au niveau du récepteur, j'ai utilisé un cube séparateur de faisceau dont la section séparatrice ne présente pas d'épaisseur. A l'inverse de ce cube séparateur, les lames séparatrices ont le désavantage d'introduire une double réflexion à 45° (qui existe aussi sur le signal transmis mais plus atténué), ainsi qu'un décalage géométrique entre le signal réfléchi et transmis, le tout étant dû à l'épaisseur de la lame (Fig. 5.6).

Le séparateur de faisceau (cube de 25 mm de côté, Edmund Optics) est non-polarisé pour la bande spectrale PIR située entre 720nm et 1080nm, et ses caractéristiques de séparation sont de $45\pm 5\%$ en transmission, de $45\pm 5\%$ en réflexion, avec moins de 10% de l'énergie absorbée. Ce cube est construit à l'aide de deux prismes collés ensemble au niveau de leur hypoténuse. Grâce à une interface métallique/diélectrique faiblement polarisante entre les deux prismes, la transmission et la réflexion se font aussi bien pour les polarisations P (polarisation dans le plan d'incidence) que S (polarisation perpendiculaire au plan d'incidence). Ces cubes présentent aussi l'avantage d'avoir une réponse spectrale plate dans la bande passante (720-1080 nm), ce qui les rend faiblement sensibles aux changements d'angle d'incidence ou à des faisceaux convergents/divergents. Les filtres précédemment décrits sont ajoutés à la sortie du cube, à proximité des photodétecteurs.

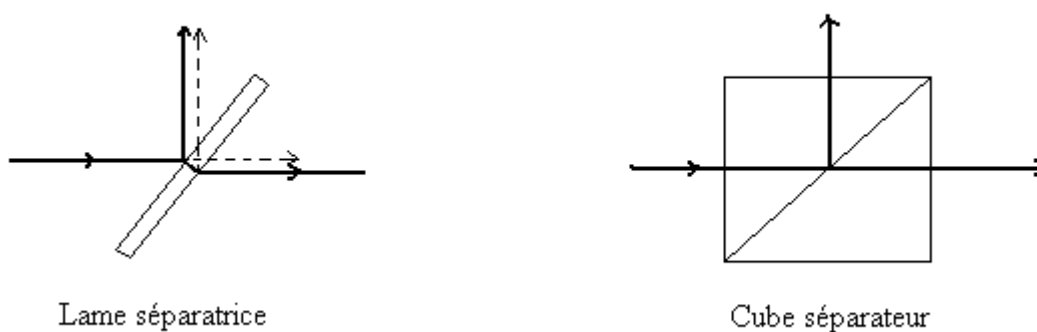


Figure 5.6 : Schéma de la propagation d'une onde à travers une lame séparatrice (à gauche) et cube séparateur (à droite)

Pour enregistrer le signal, 2 boîtiers électroniques ont été réalisés sur la base de l'électronique du prototype. Chaque boîtier électronique est composé de 2 parties afin de faciliter l'adaptation mécanique de l'électronique de traitement. La première correspond à l'amplification du signal analogique ainsi que la correction de la composante continue. La seconde comprend la démodulation proprement dite. Les alimentations des 2 canaux sont indépendantes mais la conversion analogique/numérique est réalisée au moyen d'une seule carte PCI-6014. Cette dernière ne comportant qu'un seul CAN, les signaux issus des 2 voies sont multiplexés temporellement et échantillonnés à 1kHz. Le signal de chaque voie est enregistré dans un fichier, ce qui donne 2 fichiers par jours de 164Mo.

5.3 Expérience et résultats

Afin d'utiliser ce nouvel instrument, les tests de calibration de l'optique ont d'abord été effectués en laboratoire, sur de courtes distances. Une fois l'optique alignée, les expérimentations ont eu lieu sur un terrain laissé à disposition par le CNRM (centre National de Recherche Météorologique) de Météo France.

5.3.1 Calibration de l'instrument : Tests en laboratoire

Les tests réalisés en laboratoire ont été effectués afin de vérifier l'alignement des deux récepteurs autour du cube séparateur. Ils ont aussi permis de vérifier la sensibilité des récepteurs. L'utilisation des filtres sur de si courtes distances ne peut donner des résultats cohérents, ils ne seront donc utilisés qu'en expérimentation sur terrain.

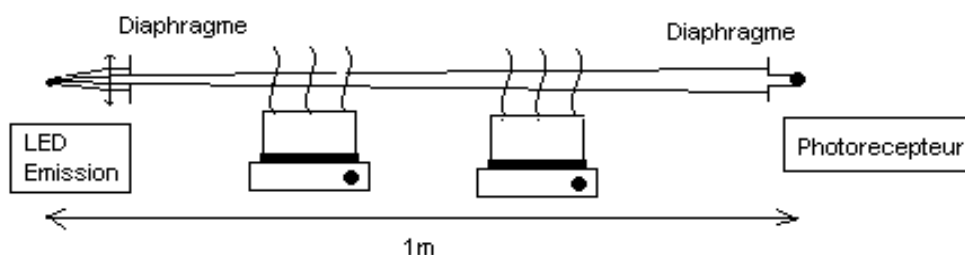


Figure 5.7: Schéma de l'expérimentation en laboratoire afin de régler l'alignement du photorécepteur.

L'émetteur est identique à celui décrit dans le Chapitre 2. Afin d'avoir une source avec un faisceau le plus parallèle possible, une lentille convergente est placée devant la diode, de telle manière que cette dernière soit dans le plan focal de la lentille. La taille du faisceau est diminuée à l'aide d'un diaphragme de 2mm de diamètre placé au niveau de l'émetteur et du

récepteur. Ce schéma d'expérimentation est semblable à celui utilisé par Consortini et al. (2003) pour étudier l'angle d'incidence du signal au niveau du récepteur. Ainsi, on se rapproche d'une source ponctuelle dont les rayons attaquent le cube séparateur à 45°. L'émetteur et le récepteur sont placés sur un banc optique à une distance d'1m, et à une hauteur (h=36cm) de façon à pouvoir installer entre les deux récepteurs des plaques chauffantes qui généreront un flux turbulent sur le trajet optique (Fig. 5.7). Les expérimentations sont effectuées sans les filtres afin de vérifier la cohérence de la séparation du faisceau.

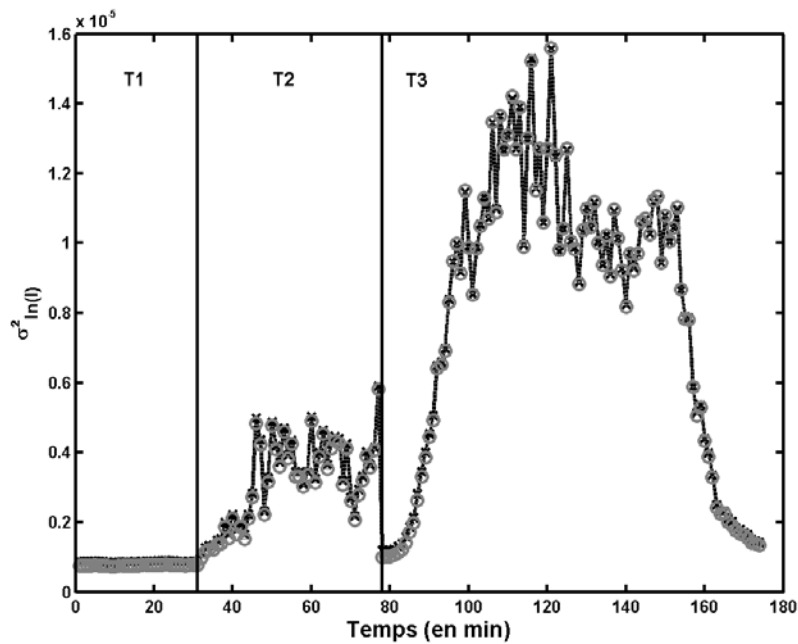


Figure 5.8 : Test effectué en laboratoire afin de calibrer le système optique. La courbe noire avec les croix correspond à V1, et la courbe grise avec ronds, à V2. Les 3 phases de test sont représentées : T1 : pas de turbulences générées, T2 : turbulences générées progressivement et T3 : turbulences générées + vapeur d'eau en suspension.

L'expérimentation a été conduite en 3 phases et les résultats sont présentés sur la Fig. 5.8. On notera V1 le signal récupéré d'un coté du cube, et V2 le signal récupéré de l'autre coté du cube. La phase de test T1 correspond à des turbulences nulles, où σ^2_{lnI} est inférieur à $1e^{-6}$. Il existe une surestimation de V2 par rapport à V1 de 1% environ ($\sigma^2_{lnI_V2}=0.99\sigma^2_{lnI_V1}-1e^{-7}$ et $R^2=99.9\%$), avec un décalage de $1e^{-7}$, que l'on peut facilement attribuer à la sensibilité des deux récepteurs. La seconde période T2, correspond à la génération progressive de turbulence par convection en utilisant les plaques chauffantes. En considérant le même décalage que précédemment, on trouve une régression entre V1 et V2 parfaite ($\sigma^2_{lnI_V2}=1.001\sigma^2_{lnI_V1}-1e^{-7}$ et $R^2=99.9\%$). Dans la dernière partie de cette expérimentation, de

l'eau est mise dans des récipients sur les plaques chauffantes. La turbulence créée par les sources de chaleur en association avec la vapeur d'eau dégagée augmente la variation de densité de l'air le long du trajet, et donc les variations du signal lumineux. On trouve une légère surestimation de V1 par rapport à V2, de l'ordre de 1% ($\sigma^2_{lnI_{V2}}=1.012 \sigma^2_{lnI_{V1}}-1e^{-7}$ et $R^2=99.9\%$).

5.3.2 Expérience sur site de mesure

L'expérimentation sur terrain a été réalisée sur le site du CNRM (Meteo-France, Toulouse) pendant l'été 2008. Le scintillomètre est installé à une hauteur de 4.5m, et l'émetteur comme le récepteur sont alimentés à partir du secteur (220V). La distance entre les deux extrémités du scintillomètre est limitée à la taille du terrain de mesure, i.e. 310m (Fig. 5.9). Cette distance étant assez courte, la zone d'absorption du spectre du logarithme de l'intensité du signal lumineux sera plus grande, car la fréquence de coupure basse f_{CBF} est inversement proportionnelle à la longueur du transect. La végétation du terrain est de type prairie-jachère, tondue au printemps. Une station de mesures de flux par corrélation (Eddy Covariance) à proximité du transect a permis de comparer les mesures de scintillomètres aux résultats de la station EC.



Figure 5.9 : Site d'expérimentation du CNRM (source Geoportail IGN)

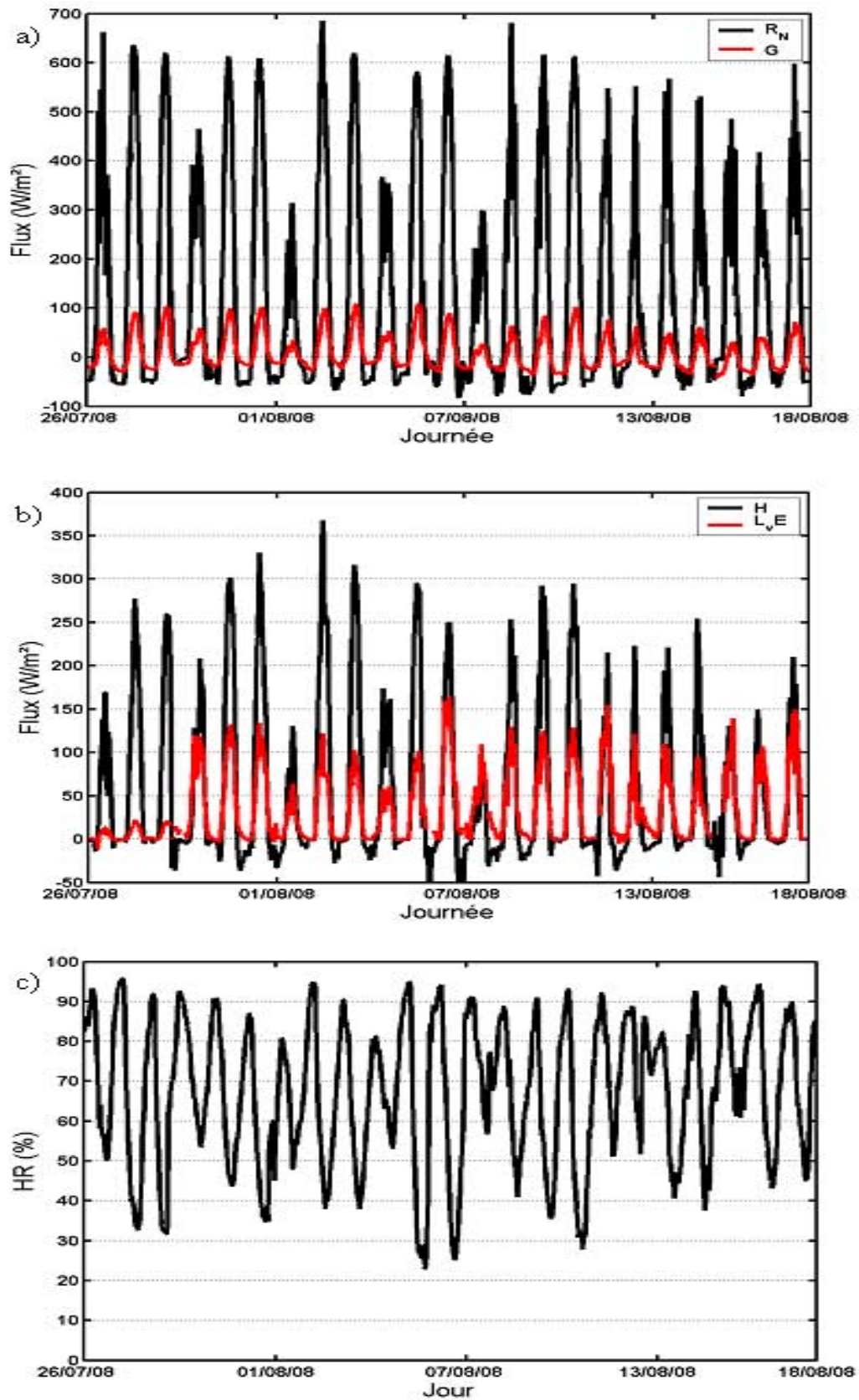


Figure 5.10 : Données météorologiques (humidité relative HR) et flux de surface (R_N , G , H , L_vE) mesurés par la station Eddy Covariance du CNRM, entre le 26 Juillet 2008 et le 18 Août 2008

Le scintillomètre double canal a fonctionné durant la période d'été 2008, i.e. du 26 Juillet au 17 Août 2008. Les données récupérées durant cette période ont permis de quantifier la sensibilité du C_{n^2} vis à vis de l'absorption. Les flux de chaleur, i.e. H et L_vE , calculés à partir d'une station d'Eddy Covariance, ainsi que le rayonnement net (R_N), le flux de conduction dans le sol (G) et l'humidité relative de l'air (HR) sont représentés sur la Fig. 5.10. D'après la Fig. 5.10b, on remarque que les flux de chaleur sensibles sont assez forts durant toute cette période, alors que les flux de chaleur latente sont plutôt faibles. On peut voir cependant qu'il existe une ou deux journées où le rapport de Bowen est proche de 1, et où l'intensité de H n'excède pas $150W/m^2$. Ces journées sont donc plus indiquées pour observer les phénomènes d'absorption présents sur le spectre des scintillations. On s'attend donc à observer une absorption plus importante, des valeurs de C_{n^2} assez faibles et donc une différence sur la valeur du C_{n^2} en fonction de la longueur d'onde.

Un des problèmes récurrents lors de l'utilisation du scintillomètre est l'obtention du meilleur rapport signal sur bruit (S/N) après avoir ajouté les filtres sur le système optique. Ces derniers étant assez étroits ($\approx 10nm$), l'énergie reçue au niveau du récepteur est faible, et elle est différente suivant le filtre : $Amplitude_signal_{937.5nm} \approx 1.5 * Amplitude_signal_{927.4nm}$, ce qui implique que $S/N_{937.5nm} > S/N_{927.4nm}$. L'augmentation de l'intensité au niveau de l'émetteur ne résout pas le problème, car l'élévation de température alors générée au niveau de la source décale le pic d'émission de la LED vers les hautes longueurs d'onde ($+0.2nm/K$), et provoque une baisse du rendement de celle-ci ($-0.5\%/K$). De plus, comme le rapport S/N n'est pas identique pour les 2 canaux, il apparaît alors des variations qui ne sont pas causées par les phénomènes de réfraction et qui peuvent induire des différences entre les C_{n^2} obtenus pour les 2 canaux.

5.3.3 Sensibilité du C_{n^2} à la zone d'absorption à 940nm

Un première étude a été menée pour évaluer l'impact de l'absorption sur le C_{n^2} , en comparant le C_{n^2} mesuré dans une bande d'absorption et celui mesuré dans une bande moins absorbante. La contribution de l'absorption a été estimée dans le chapitre précédent à environ 1% de la valeur du C_{n^2} , mais avec des valeurs pouvant être de l'ordre de 40%.

Les paramètres de structure de l'indice de réfraction, C_{n^2} , ont été calculés pour les 2 longueurs d'onde sur des périodes de 30 minutes. Les résultats de la comparaison entre les deux canaux sont représentés sur la Fig. 5.11, pour les cas stables ($L_0 > 0$) et instables ($L_0 < 0$), en ayant pris soin d'appliquer un filtrage passe bas (LP=Low Pass) dont la fréquence de coupure est 400Hz. On limite ainsi le bruit présent aux fréquences élevées.

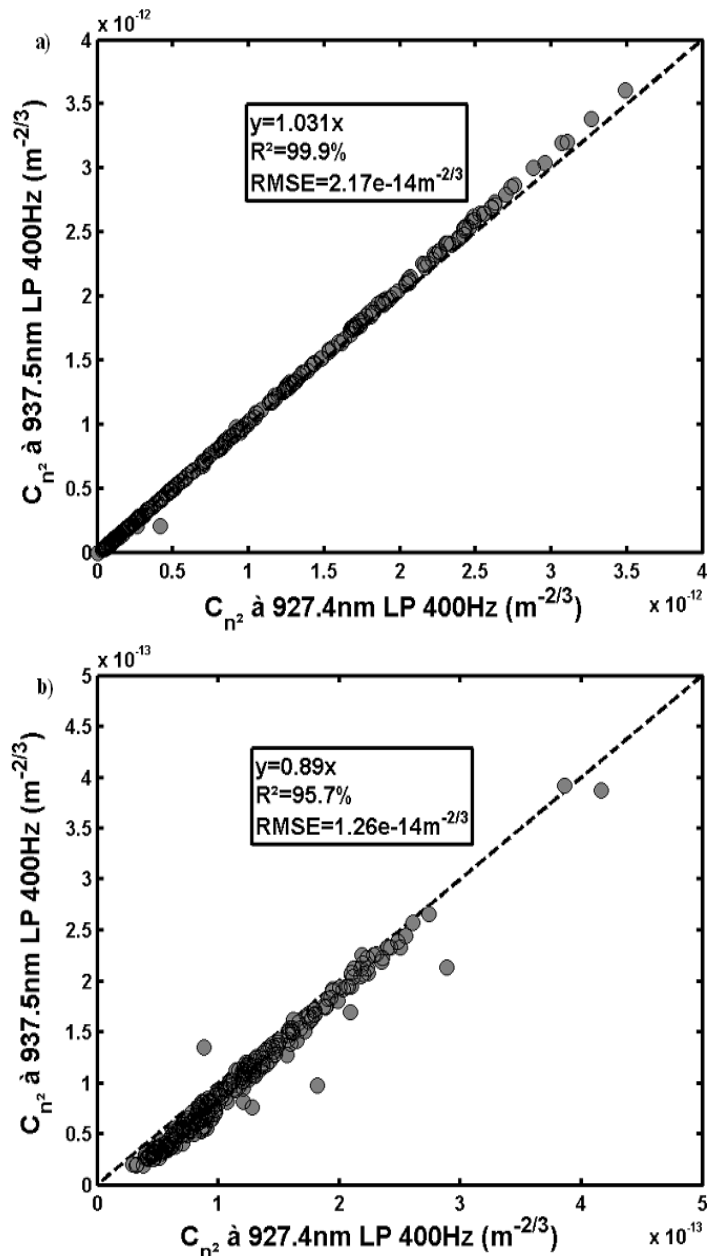


Figure 5.11 : Comparaison du C_{n^2} obtenus avec les filtres optiques 937.5nm et 927.4nm filtré par transformée de Gabor LP 400Hz. Différenciation entre les cas instables (en haut) et les cas stables (en bas).

La différence entre les deux canaux est assez faible de jour, environ 3%, alors qu'elle est plus importante de nuit, entre 10 et 20%. Ces résultats étaient attendus étant donné que de nuit les flux H sont faibles, et donc le signal C_{n^2} est beaucoup plus faible, laissant place à plus d'absorption, mais aussi à une plus grande différence du S/N entre les 2 canaux. Avec ces seuls résultats, il est difficile d'attribuer cette différence aux uniques phénomènes d'absorption, ou à l'unique différence du rapport S/N. Afin de quantifier quelle part de ces variations est due à la sensibilité du signal à l'absorption ou à la conception du prototype, j'ai appliqué le filtrage de Gabor décrit au chapitre précédent. Le filtre PB 0.2-400Hz a été utilisé

pour optimiser le filtrage des données. Les résultats obtenus par comparaison des données avant le filtrage des basses fréquences et après (Fig. 5.12) montrent que le rapport entre les deux canaux est identiques que l'on filtre ou non les basses fréquences. Ceci permet de conclure que les différences observées entre les deux canaux ne peuvent être causées par les phénomènes de basses fréquences, c'est-à-dire à l'absorption et qu'elles sont dus à la sensibilité des capteurs.

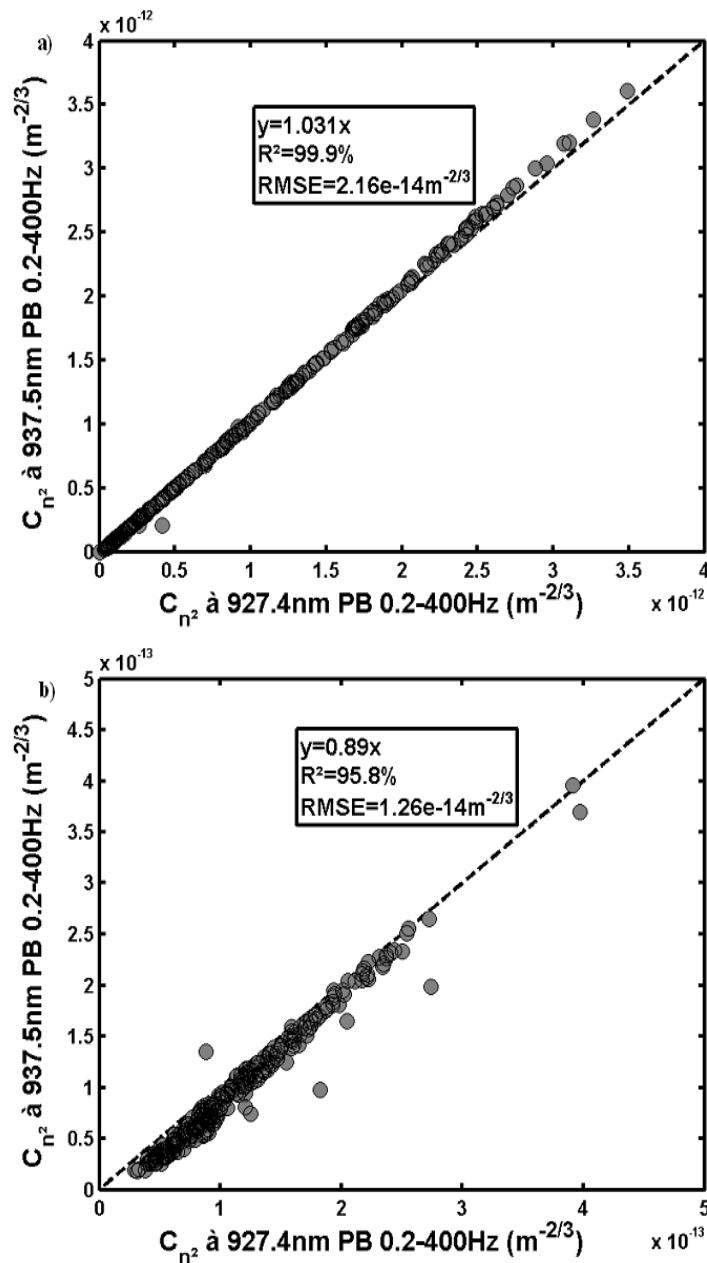


Figure 5.12 : Comparaison du C_{n^2} obtenus avec les filtres optiques 937.5nm et 927.4nm, filtré par transformée de Gabor PB 0.2-400Hz. Différenciation entre les cas instables (en haut) et les cas stables (en bas).

L'absorption par la vapeur d'eau atmosphérique, dans notre contexte expérimental, ne semble pas modifier considérablement le signal en fonction de la longueur d'onde. Cette conclusion tirée par la détermination du C_{n^2} peut être confirmée par l'analyse du spectre des deux signaux.

5.4 Influence de la longueur d'onde sur la densité spectrale de puissance du signal du scintillomètre

Nieveen et al. (1998) ont été les pionniers dans la recherche de l'influence de l'absorption sur les scintillomètres large ouverture optique. Ainsi dans leur étude, ils ont travaillé sur la détection théorique et expérimentale des zones d'absorption, de réfraction et de dispersion du spectre en fréquence des fluctuations du logarithme de l'intensité lumineuse. Ces phénomènes avaient déjà été précédemment explorés par d'autres auteurs dans différentes parties du spectre électromagnétique, et avec des instruments variés : antennes (Medeiros Fihlo et al. 1983) ou TDL, Tunable Diode Laser (Kagawa et al. 1993, 1996). Les expérimentations menées par Nieveen et al. (1998) ont consisté à modifier un scintillomètre LAS à l'aide d'un filtre passe bande à 943.5nm et de largeur 9nm, fixé devant le photodétecteur. Leur objectif était de rendre le scintillomètre plus sensible à la présence de la bande d'absorption à 940nm. A l'aide de ce scintillomètre modifié, ils ont étudié l'évolution de la fréquence de coupure basse f_{CBF} (Eq. 5.13) au cours de la journée. Ils ont ensuite cherché à relier les fréquences de coupure basse, expérimentale et théorique. Leur conclusion a été que la fréquence de coupure basse n'était pas accessible à l'expérimentation. Les raisons les plus probables étant :

Conclusion n°1 : la vitesse du vent peut interférer dans les résultats ;

Conclusion n°2 : l'impact des variations de C_{nR^2} sur f_{CBF} est très supérieur à celui de C_{nI^2} ;

Les limitations techniques dues à la mesure absolue de f_{CBF} , peuvent être levées en utilisant une mesure relative à l'aide de la propagation bi-chromatique, possible à l'aide du prototype décrit précédemment. En m'appuyant sur le scintillomètre que j'ai conçu et dont le signal du récepteur peut être séparé en 2, avec 2 longueurs d'onde plus ou moins absorbées, je vais tenter d'éclaircir les limitations et discuter les conclusions de Nieveen et al. (1998).

Précédemment, nous avons vu que le rapport théorique entre les deux fréquences de coupure était de $f_{\lambda=927.4nm} / f_{\lambda=936.5nm} = 0.596$ pour une humidité relative HR=50% et de 0.592 pour HR=99%. Nous allons maintenant nous intéresser aux résultats expérimentaux. Sur la figure 5.11, les densités spectrales de puissance du logarithme de l'intensité lumineuse sur la

bande spectrale de 927.4nm et 937.5nm ont été tracées pour deux journées d'expérimentation présentant des conditions atmosphériques différentes. D'après la Fig. 5.10, la journée du 06 Août présente un rapport de Bowen compris entre 1 et 2, avec un taux d'humidité variant beaucoup entre la nuit et le jour (entre 94% et 41%). La journée du 15 Août est une journée plus humide avec une valeur de β proche de 1 et une évolution du taux d'humidité plus faible (entre 94% et 62%). Trois périodes de la journée ont été sélectionnées afin de comparer l'évolution de f_{CBF} . Les spectres présentés sur les figures 5.13 et 5.14 sont des spectres calculés sur 2^{21} points, échantillonnés à 1kHz, ce qui correspond à une durée de 35minutes .

D'après les résultats de la Fig. 5.13 et 5.14, on remarque que les spectres à 927.4nm et 937.5nm sont très peu différents l'un de l'autre quelles que soient les conditions atmosphériques. Pour la journée du 15 août, l'influence du taux d'humidité atmosphérique (HR plus importante le 15 août que le 6 août), et les faibles valeurs du flux de chaleur sensible se retrouvent sur la fréquence de coupure basse puisque celle-ci est plus grande que celle obtenue le 6 Août : $f_{CBF}(15 \text{ Août}) > f_{CBF}(06 \text{ Août})$. Cependant, on ne retrouve pas sur les spectres, le rapport théorique des fréquences de coupure de 0.59. De plus, il semblerait qu'il n'y ait pas de relations très marquées entre les fréquences de coupure déterminées expérimentalement et l'humidité relative de l'air. Le rapport des fréquences de coupure, pour une onde se propageant à 937.5nm, calculée entre une atmosphère avec HR=50%, et HR=99%, est de proche de 0.72. Ce rapport est loin de celui que l'on peut observer entre les 2 journées (fig. 5.13a) et 5.14c)), plus proche de 10.

Finalement, on peut remarquer, comme Nieveen et al. (1998), que la contribution de la zone d'absorption est plus importante lorsque le plateau de réfraction est bas (15 Août), que lorsqu'il est haut (06 Août). La légère différence d'amplitude au niveau des basses fréquences que l'on peut apercevoir sur les spectres 5.13b) et c), et 5.14c), pourrait être attribuée aux phénomènes d'absorption mais est plus probablement due à la différences de sensibilité des 2 canaux, et à la méthode de lissage utilisé. Pour permettre de confirmer ces hypothèses, on envisage d'utiliser 2 longueurs d'onde dont le rapport des fréquences de coupure est plus important. Cette expérience n'a pas encore été testée, mais devrait être mise en oeuvre sous peu.

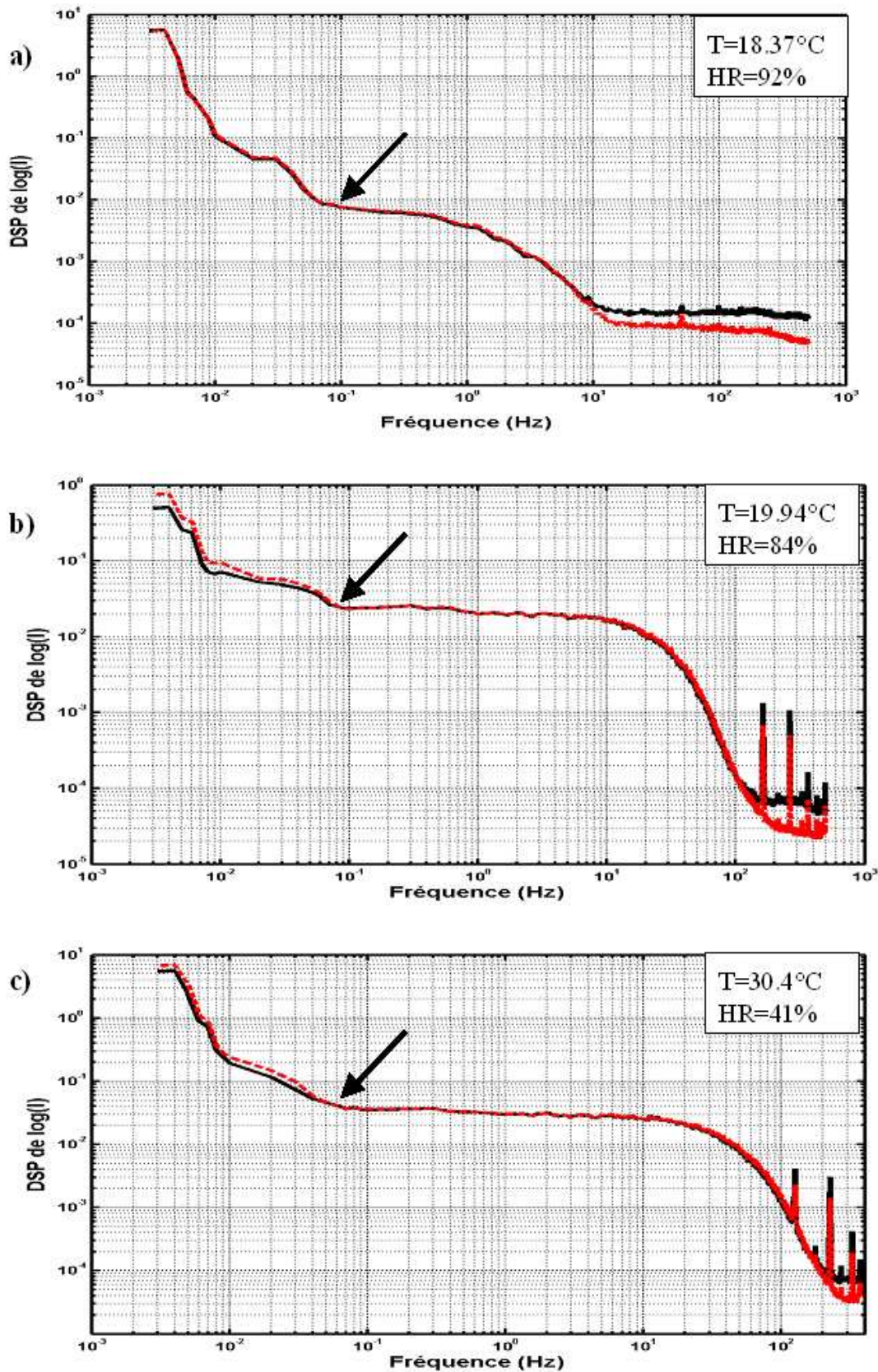


Figure 5.13 : Comparaison des densités spectrales de puissance du logarithme de l'intensité du signal lumineux, pour la journées du 06 Août 2008, sur des pas de temps de 35 minutes à différents moments de la journée : a) 5h, b) 8h30, c) 13h. En noir, le signal à 927.4nm, et en rouge, le signal à 937.5nm.

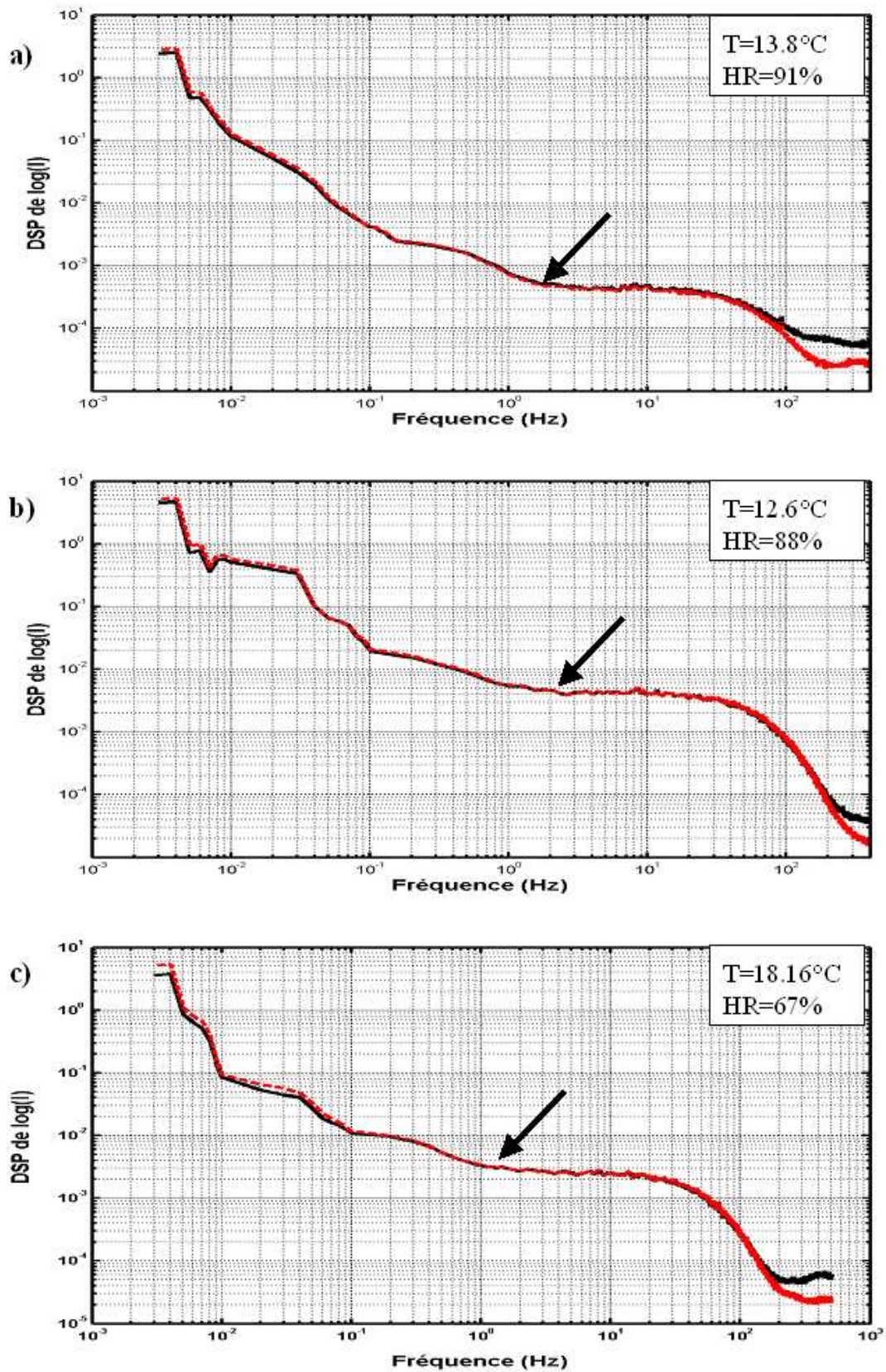


Figure 5.14 : Comparaison des densités spectrales de puissance du logarithme de l'intensité du signal lumineux, pour la journées du 15 Août 2008, sur des pas de temps de 35 minutes à différents moments de la journée : a) 5h, b) 8h30, c) 13h. En noir, le signal à 927.4nm, et en rouge, le signal à 937.5nm.

5.5 Discussion

On peut s'interroger sur les causes de cette différence entre le rapport théorique des fréquences de coupure basse f_{CBF} et le rapport expérimental, proche de 1. On peut d'abord supposer que cette différence provient de l'expression de f_{CBF} théorique (5.13), et plus particulièrement des hypothèses sur C_{n^2} . En effet, C_{n^2} est le seul paramètre qui soit dépendant de la longueur d'onde, et dont l'expression est soumise à certaines hypothèses. Les autres paramètres de 5.13, sont : faiblement dépendants de λ (C_{nR^2}), indépendants de λ (ν, L, D), ou connus avec précision (k). Une seconde explication pourrait provenir de la précision de l'instrument, limité par la proximité des filtres en λ , et de sa sensibilité au pic d'absorption.

Dans un premier temps, nous allons revenir sur l'hypothèse selon laquelle l'expression de C_{n^2} donnée par l'Eq. 5.9 ne dépend uniquement que des variations d'humidité. Or, d'après Hill et al. (1980), il est nécessaire que le rapport $C_q^2 / \langle q \rangle^2$ soit supérieur à $10^4 C_T^2 / \langle T \rangle^2$ pour qu'on puisse considérer que les variations de C_{n^2} par rapport à la température sont négligeables.

J'ai donc calculé le rapport $C_q^2 \langle T \rangle^2 / C_T^2 \langle q \rangle^2$ à partir des données $H, L_v E, u_*, L_O, T$ et q fournies par la station EC. A partir des flux de surface et de u_* (voir chapitre 2), on calcule tout d'abord les valeurs de l'échelle de température et d'humidité, T_* et q_* . En appliquant la fonction de similitude de Monin-Obukhov proposée par Andreas (1988), on obtient les valeurs de C_T^2 et de C_q^2 . Un traitement préliminaire a permis d'éliminer les échantillons enregistrés pendant les périodes de pluie pour lesquelles les données EC et des scintillomètres sont aberrantes. Comme pour l'étude du rapport de Bowen (Chapitre 3), les valeurs de H ($<7W/m^2$) et $L_v E$ ($<15W/m^2$) trop faibles pour être convenablement mesurées sont supprimées.

La figure 5.15 présente l'évolution du rapport $C_q^2 \langle T \rangle^2 / C_T^2 \langle q \rangle^2$ en fonction de la longueur d'Obukhov (L_O) pour la période du 07 Juillet au 10 Octobre 2008. On constate que les cas vérifiant l'hypothèse $C_q^2 \langle T \rangle^2 / C_T^2 \langle q \rangle^2 \geq 10^4$ (condition nécessaire pour l'approximation de C_{n^2} à la simple composante d'humidité) sont peu nombreux, et qu'ils n'apparaissent que lorsqu'on a des conditions atmosphériques fortement instables (ou stables), avec L_O proche de 0. Ces cas synonymes d'une faible valeur de C_{n^2} , sont difficilement visualisables avec notre prototype étant donné que le signal a tendance à se confondre dans le bruit. Cependant, il existe certaines périodes où l'hypothèse de forte humidité est vérifiée. Par exemple, la figure 5.16 décrit deux cas présentant un rapport $C_q^2 \langle T \rangle^2 / C_T^2 \langle q \rangle^2$ de $3.54 \cdot 10^5$

(Fig. 5.16 à gauche) et $1.52 \cdot 10^5$ (Fig. 5.16 à droite). Les modifications du spectre en fonction de la longueur d'onde, restent négligeables même dans les cas où l'hypothèse de forte humidité est vérifiée.

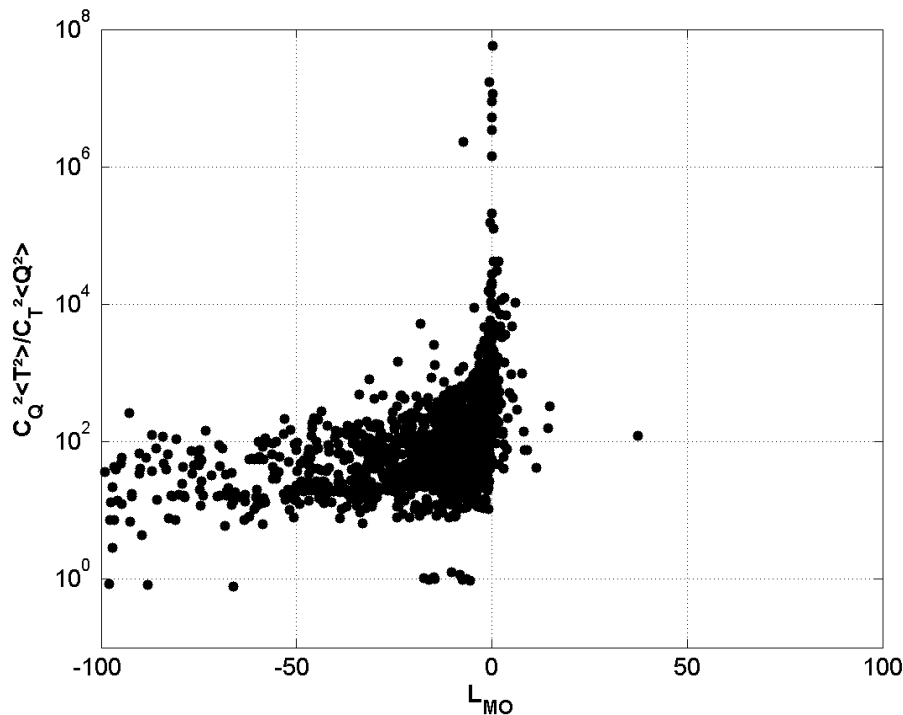


Figure 5.15 : Rapport $C_q^2 \langle T \rangle^2 / C_T^2 \langle q \rangle^2$ en fonction de la stabilité de la couche limite.

Le rapport théorique des f_{CBF} entre 937.5nm et 927.4nm dépend exclusivement du nombre d'onde et des valeurs de C_{nI^2} . Etant donné que l'incertitude sur le nombre d'onde est nulle (ou réellement faible), on peut donc aisément mettre en cause l'expression du C_{nI^2} . Finalement, l'expression du C_{nI^2} limitée aux seules variations d'humidité comme le proposait Nieveen et al. (1998) est discutable dans notre étude. Effectivement si on examine les cas expérimentaux où les variations d'humidité sont beaucoup plus importantes que celles de température, celles-ci sont peu nombreuses et proches des conditions atmosphériques fortement instables (ou stables). On peut donc rajouter à la conclusion de Nieveen et al. (1998), que f_{CBF} n'est directement lié à C_{Q^2} que dans l'hypothèse très rarement vérifiée de variations d'humidité plus importantes que celles de température. Dans les cas contraires, l'expression 5.9 n'est plus vérifiée, et f_{CBF} dépend à la fois de C_{T^2} et de C_{Q^2} . Cependant, même lors de conditions atmosphériques où l'hypothèse est vérifiée, l'expérimentation ne rejoint pas la théorie, et il est très difficile d'accéder au rapport théorique des fréquences de coupure.

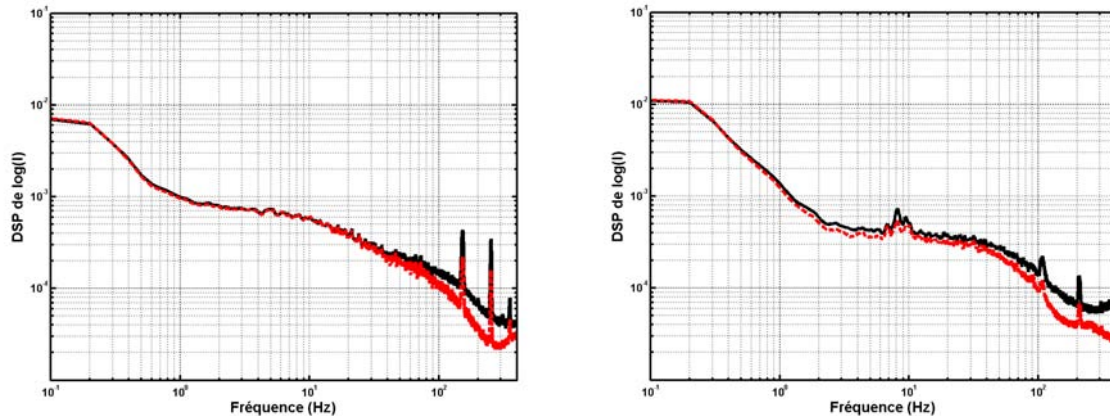


Figure 5.16 : Densité spectrale de puissance du logarithme de l'intensité du signal lumineux pour la journée du 15 Août 2008, à 1h30 et à 5h30, sur un pas de temps de 35 minutes.

Une autre explication au désaccord entre la théorie et l'expérimentation, peut être le fait que la forme des courbes de réaction des filtres soit des gaussiennes mal séparées et qui, de plus, dépendent de la courbe d'émission de la LED. Cette dernière est fortement dépendante de la température de la cellule émettrice, et une augmentation de température provoque une augmentation de la longueur d'onde du pic d'émission. Ceci peut ainsi modifier les coefficients d'absorption calculés précédemment, et augmenter la difficulté à différencier les 2 signaux.

5.6 Conclusions et perspectives

L'utilisation d'un système à deux longueurs d'onde donne donc une nouvelle ouverture sur l'influence de l'absorption en scintillométrie. L'utilisation d'une longueur d'onde absorbante et d'une autre moins affectée par les phénomènes d'absorption, permet d'observer le comportement du C_{n^2} vis à vis de la présence de vapeur d'eau dans l'atmosphère. Cette étude m'a permis notamment de revenir sur les résultats de Nieveen et al. (1998).

Contrairement à la théorie proposée par Nieveen et al. (1998), il semble expérimentalement que l'influence de la vapeur d'eau sur la propagation du signal lumineux du scintillomètre n'ait pas d'impact majeur sur la valeur du C_{n^2} . Dans notre cas, le système de réception réalisé n'a pas un rapport signal sur bruit assez élevé pour obtenir un résultat significatif, et permettre de quantifier quelle part de la différence entre les deux canaux est due à la transmission du signal à travers l'atmosphère, ou au bruit. L'application du filtrage passe-bas par transformée de Gabor à 0.2-400Hz permettant de supprimer la plupart des

phénomènes dus à l'absorption, n'apporte pas non plus de confirmation sur la contribution de l'absorption sur la mesure du C_{n^2} à chacune des longueurs d'onde.

Parallèlement à cette première conclusion, l'étude menée sur le spectre de puissance des deux canaux montre qu'il n'existe pas de différences du spectre aux basses fréquences en fonction de la longueur d'onde. Ce résultat souligne encore la faible influence de la vapeur d'eau sur le signal d'un scintillomètre optique, et le fait que la zone d'absorption soit principalement dépendante des valeurs du C_{n^2} (Nieveen et al., 1998). Cette étude a aussi permis de repérer une erreur possible dans l'approximation de C_{n^2} ne tenant compte que de l'influence de C_q^2 et permet d'approfondir les conclusions de Nieveen et al. (1998) sur le sujet. Effectivement, il faut ajouter à leurs conclusions le fait que l'approximation de C_{n^2} à la seule influence du terme C_q^2 n'est réalisée que dans très peu de situations, et qu'elle est cependant nécessaire. Pourtant, même dans les cas où cette hypothèse est vérifiée, il n'existe pas, dans les conditions expérimentales actuelles, de différence entre les deux canaux qui soit en accord avec la théorie.

Le prototype présenté dans ce chapitre peut difficilement nous permettre de conclure, étant donné la proximité des longueurs d'onde, et la différence mesurée qui est de l'ordre du bruit de l'électronique. Le fait d'utiliser 2 longueurs d'onde plus éloignées, avec des différences d'absorption très importantes devrait permettre d'obtenir de meilleurs résultats. Par exemple l'utilisation de longueurs d'onde à 850nm et 936nm, permettrait d'avoir un rapport de fréquence de coupure proche de 10, ce qui serait plus facilement visualisable sur les spectres, et devrait permettre de confirmer les conclusions précédentes. Une autre perspective serait la réalisation d'un scintillomètre capable de mesurer la concentration de vapeur d'eau sur de longues distances, à partir d'un système d'absorption différentiel (principe du DOAS, présenté en Annexe 1).

Conclusion

Une meilleure connaissance des échanges énergétiques entre la Terre et l'atmosphère est nécessaire pour bien comprendre et simuler les interactions entre le climat et la végétation, afin de tenter de répondre à une situation écologique délicate. Par exemple, les études portant sur cette thématique peuvent permettre d'orienter l'aménagement du territoire, en vue d'une meilleure gestion des cultures, ou encore l'optimisation des consommations d'eau. La couche de surface, est un endroit privilégié pour étudier ces phénomènes car elle est le lieu des activités anthropiques et du développement de la végétation. S'élevant dès les premiers mètres au-dessus de la surface et atteignant quelques centaines de mètres, cette couche, étudiée depuis longtemps, reste un objet d'investigation, étant donné son importance pour les échanges entre la surface et l'atmosphère. Parmi les différents instruments utilisés en mesure de flux, la méthode des corrélations est de loin la plus répandue. Cette méthode consistant à mesurer à de hautes fréquences les fluctuations du vent vertical et à les corréler à des mesures rapides de concentration ou de température, sert de référence à la plupart des systèmes de mesure actuels. Cependant, il n'en reste pas moins que ces stations de mesures sont des instruments ponctuels permettant d'avoir une mesure dans un voisinage allant de la dizaine à la centaine de mètres. Leur encombrement les rend difficilement mobiles et donc peu intéressants pour des mesures sur de plus grandes surfaces. La scintillométrie permet de palier ce problème dans les cas de mesure des flux de chaleur sensible. Le signal optique du scintillomètre est altéré par les variations de l'indice de réfraction elles mêmes engendrées par les variations d'humidité et de température de l'air. La mesure des fluctuations du signal optique permet, à l'aide de la théorie de similitude de Monin et Obukhov, d'en déduire les flux de chaleur sensible. Cependant, le signal du scintillomètre est perturbé au niveau des basses fréquences par les phénomènes d'absorption, et principalement celle de la vapeur d'eau. L'étude menée dans cette thèse permet de quantifier l'impact de celle-ci sur le C_{n^2} d'un scintillomètre optique, ainsi que sur le flux qui en dérive, et d'étudier la possibilité de mesurer d'autre flux.

La démarche a consisté d'abord à maîtriser la technologie et les modèles théoriques associés aux scintillomètres optiques. Ces connaissances ont ensuite été utilisées pour étudier l'impact des phénomènes d'absorption sur les mesures actuelles du C_{n^2} , et *in fine* sur l'estimation de H . Puis, dans une perspective plus ouverte, nous avons conçu un nouvel instrument (double canal) pour tenter de quantifier les transferts de vapeur d'eau dans la CLS.

A partir de télescopes de Newton, il est possible de réaliser un scintillomètre optique de 20cm d'ouverture, comme le montre les description du Chapitre 2. Par rapport aux scintillomètres du commerce, l'avantage d'un scintillomètre développé soi-même est de maîtriser les différentes étapes : chaîne électronique et traitement du signal, montage de l'optique, ce qui facilite la moindre modification du système en vue de tests de développement. Le signal émis est un signal optique à 940nm, modulé en amplitude, pouvant se propager sur quelques kilomètres. Le signal altéré par la propagation dans l'atmosphère est récupéré au niveau du récepteur, puis est traité pour calculer le paramètre de structure de l'indice de réfraction, C_n^2 . Le prototype réalisé dans l'équipe GRITE (CESBIO/IUT Mesures Physiques) permet l'acquisition du signal démodulé et sa numérisation de façon à avoir une grande souplesse de traitement. Les résultats de la comparaison du C_n^2 au pas de temps de 30 minutes entre le prototype et un LAS montrent un très bon facteur de corrélation ($R^2=99\%$), mais un rapport qui dépend fortement de l'alignement.

Le prototype de scintillomètre a été calibré puis utilisé dans une campagne de mesure intégrée au projet Sud-Ouest. Les résultats des mesures sont présentés au Chapitre 3. Cette étude permet de mettre en avant les contraintes et les limites de précision du scintillomètre lors de son utilisation dans des conditions de forte humidité. Le prototype a été installé sur un mât, à une hauteur de 3m au-dessus du sol, et avec un transect de 550m. Le trajet optique survole un champ de blé pendant 3 périodes de 2007 correspondant à différentes phases de la culture : en Avril (croissance), en Juin (sénescence) et en Septembre après la récolte. Ces trois périodes présentent des caractéristiques différentes du rapport de Bowen ($\beta = \text{flux de chaleur sensible} / \text{flux de chaleur latente}$) moyen entre 0.12 (Avril) et 2.8 (Septembre). L'évolution de ce dernier peut avoir de fortes conséquences sur la mesure de H , ainsi que sur l'incertitude de la mesure. Afin de caractériser l'impact de β sur l'estimation de H par scintillométrie (H_{scint}), 2 méthodes de calcul itératives ont été testées, et les résultats ont été comparés à ceux d'une station EC (H_{ec}). La première méthode, dite classique, intégré dans le logiciel WinLAS (Kipp&Zonen) tient compte de la valeur de β en paramètre d'entrée et fournit des flux H_{scint} proches de H_{ec} dans les cas de faibles rapports de Bowen, à condition que β soit connu avec une bonne résolution temporelle (30 minutes). Cependant, associé à cela, on observe aussi une augmentation de l'incertitude sur la mesure de H qui est comprise entre 17% et 48% de la valeur du flux, dans les cas de faibles rapport de Bowen. Afin de réduire cette incertitude, une méthode par ' β -closure' a été testée. Celle-ci ne tient pas compte de β en paramètre d'entrée, mais nécessite la connaissance des différents termes intervenant dans le bilan d'énergie (R_N , G , S), et de faire l'hypothèse que le bilan d'énergie est fermé. Les résultats obtenus dans le cas

de faible rapport de Bowen permettent de limiter l'incertitude sur H à 18%. Dans les cas de fort rapport de Bowen ($\beta > 1$), les 2 méthodes sont équivalentes en terme de corrélation aux flux EC et d'incertitude.

La souplesse de l'acquisition numérique du signal a été mise à profit dans une étude d'optimisation de la bande passante du signal, et de quantification de la contribution des phénomènes d'absorption sur le C_{n^2} mesuré par un LAS. L'observation des variations du signal sur une bande passante spécifique, provient principalement du fait que pour les fréquences les plus basses, il existe des phénomènes énergétiques qui ne sont plus engendrés par les phénomènes de réfraction mais par l'absorption. Ces phénomènes ne sont pas souhaitables pour la mesure et doivent être éliminés, d'où le choix d'une bande passante et principalement d'une fréquence de coupure basse. A l'aide d'une méthode de filtrage numérique temps/fréquence par transformée de Gabor, il est possible d'optimiser le choix de cette fréquence de coupure. L'utilisation de ce traitement sur un jeu de données brutes acquises à la sortie d'un LAS a permis de localiser la fréquence de coupure optimale entre 0.1 et 0.2Hz, afin d'effectuer un filtrage indépendant de la vitesse du vent. Dans un second temps, un filtrage adaptatif a permis de calculer la contribution de l'absorption à la mesure du C_{n^2} . Pour cela, l'écart entre les valeurs du C_{n^2} obtenu en utilisant une fréquence de coupure fixe à 0.1Hz, et celles obtenues à l'aide d'un filtrage adaptatif, a été calculé sur une période de 6 jours. Celle-ci est faible et de l'ordre de 0.5% (en moyenne) de la valeur du C_{n^2} mais peut atteindre les 10% dans les cas les plus défavorables. Ces cas correspondent généralement à de faibles flux. Une étude sur le plus long terme pourrait permettre d'obtenir des résultats plus représentatifs de conditions atmosphériques variées.

Enfin, dans une dernière partie, l'influence de cette zone d'absorption a été étudiée, dans le but d'être utilisée pour le calcul de flux de chaleur latente. L'approche est novatrice, et consiste à estimer les modifications des variations du signal de 2 longueurs d'onde (transmittances différentes mais proches sur le spectre) lors de leurs propagations dans l'atmosphère chargée de vapeur d'eau. La souplesse du prototype a permis sans de trop lourdes modifications, d'adapter la réception du signal lumineux. En utilisant un séparateur de faisceau au niveau du récepteur du scintillomètre, il est possible de récupérer d'un côté du séparateur un signal à 927.4nm (faiblement perturbé par la vapeur d'eau), et de l'autre un signal à 937.5nm (situé au milieu d'un pic d'absorption). Les valeurs du C_{n^2} ont été calculées pour les 2 longueurs d'onde. La différence entre les 2 est pratiquement nulle, et difficilement dissociable de la précision de l'instrument. Une étude sur les spectres de puissance des signaux a été réalisée afin de vérifier les résultats précédents. On montre que le rapport

théorique entre les fréquences de transitions absorption/réfraction des deux longueurs d'onde n'est pas retrouvé avec l'expérimentation. Une première explication provient du fait que certaines hypothèses sont rarement vérifiées, mais elle ne suffit pas à trouver le rapport théorique. Une seconde explication pourrait provenir du fait que les longueurs d'onde observées sont proches l'une de l'autre, et sensibles au déplacement du pic gaussien d'émission de la LED, dont la position dépendant de la température.

Les résultats obtenus lors de cette étude peuvent être mis à profit afin d'effectuer des optimisations supplémentaires sur les différents types de scintillomètres :

- l'utilisation d'un filtrage adaptatif de la bande passante des scintillomètres micro-ondes peut permettre d'améliorer les résultats de ce dernier qui sont beaucoup plus sensibles à l'absorption par la vapeur d'eau que les scintillomètre optiques. Si le filtrage présenté dans cet ouvrage n'est actuellement pas optimisé pour être embarqué, il peut servir d'étude préliminaire, ou bien être optimisé pour être intégré sur du matériel type DSP (Digital Signal Processing);
- les résultats obtenus dans le dernier chapitre pourraient être améliorés à l'aide d'une étude avec des longueurs d'onde plus éloignées, (850nm et 937.5nm). Le rapport des fréquences de coupure basse est ainsi de l'ordre de 10, et donc plus facilement observable. Ceci pourrait permettre de conclure avec plus de certitude sur la question de la zone d'absorption en scintillométrie et peut être permettre de quantifier la quantité de vapeur d'eau en suspension le long du transect;

Annexe 1 : Mesure des flux de CO₂ par scintillométrie. Etude de faisabilité.

Le calcul des flux intégrés sur de longues distances présente un intérêt majeur à l'échelle du paysage pour ce qui est de la compréhension des mécanismes physiques, du suivi des ressources et de la complémentarité avec les données satellites... Cependant, le passage de la mesure ponctuelle à la mesure intégrée est sujet à de nombreuses contraintes technologiques. Actuellement, très peu de moyens permettent de calculer sur de grandes distances des flux autre que ceux de chaleur (sensible et latente). Par suite, développer un instrument à d'autres flux tend à être un défi technique. Dans le Chapitre 2, les différents instruments du commerce pour mesurer les flux de chaleur sensible (et latente) sur de longues distances ont été présentés. Dans cette partie, l'intérêt sera porté les techniques existantes et les contraintes relatives au développement d'instrument de mesure de flux des constituants atmosphériques (en particulier les flux de CO₂) intégré sur plusieurs centaines de mètres.

Le Chapitre 5 a mis en évidence l'impossibilité de mesurer directement le flux de chaleur latente avec un scintillomètre optique. Il a été montré que l'utilisation de la zone d'absorption du spectre des scintillations ne permettait pas d'obtenir un paramètre de structure du composé absorbant. La seule alternative permettant de mesurer le flux de CO₂ serait d'associer la méthode de scintillométrie à une mesure de concentration des constituants. L'estimation des flux sur de grandes surfaces, susceptibles d'être hétérogènes, implique donc une mesure de la concentration intégrée sur le même transect que le scintillomètre. Une solution proposée par Meijninger (2003) est d'utiliser un système scintillomètre/DOAS (Differential Optical Absorption Spectrometer). La question est alors de savoir si la mesure turbulente du scintillomètre associé à la mesure en concentration du CO₂ peut mener aux flux de CO₂. Cette annexe présente cette méthode, du point de vue théorique et technique, puis vérifie les hypothèses nécessaires à son utilisation.

1. Théorie

Ce paragraphe présente les hypothèses utilisées par la méthode d'estimation du flux de CO₂ sur de longues distances avec un scintillomètre et une mesure intégrée de la concentration de CO₂ (Meijninger, 2003). Une étude théorique sur les technologies existantes pour mesurer la concentration des constituants atmosphériques a été réalisée pour choisir l'instrument le plus adapté à cette méthode : DOAS, Lidar/DIAL (Light Detection and

Ranging/Differential absorption lidar), TDLAS (Tunable Diode Laser Absorption Spectrometry).

1.1 Démarche et Hypothèses

Meijninger (2003) propose, dans les perspectives de sa thèse, une méthode indirecte de calcul de flux de CO₂ dans l'atmosphère. Cette méthode nécessite au préalable que la corrélation de la température et de la concentration en CO₂ dans l'atmosphère soit maximale, i.e. $R_{Tc}=\pm 1$. En partant de cette hypothèse et à l'aide d'une mesure intégrée de la concentration de CO₂ à des hauteurs différentes, il est possible d'observer les flux de CO₂ sur de longues distances.

L'idée de Meijninger est d'utiliser des DOAS (Differential Optical Absorption Spectrometer) installés à des hauteurs z_1 et z_2 . Les deux instruments permettent alors d'obtenir un gradient de concentration de carbone (dc/dz), intégré sur la longueur du transect. Le flux de chaleur sensible H est calculé à l'aide du scintillomètre, ce qui permet *a posteriori* de calculer le coefficient d'échange turbulent (K_H), à l'aide de profils de température. Etant donnée l'hypothèse d'une parfaite corrélation entre la température et la concentration en CO₂ de l'atmosphère, les deux coefficients d'échanges turbulents sont égaux : $K_H=K_{CO_2}$. Les coefficients d'échange turbulent interviennent directement dans le calcul de flux par la méthode des gradients. Ainsi, le flux de chaleur sensible s'exprime :

$$H = -\rho c_p K_H \left(\frac{dT}{dz} \right)$$

et le flux de carbone :

$$F_{CO_2} = -\rho K_{CO_2} \left(\frac{dc}{dz} \right)$$

Connaissant (dc/dz) par la mesure et K_{CO_2} par la corrélation entre température et concentration de CO₂ atmosphérique, on peut accéder aux flux de CO₂ intégrés sur de longues distances.

1.2 Discussion de la méthode et validation des hypothèses

Les points abordés dans cette section sont principalement la validité de l'égalité des coefficients d'échanges turbulents et la comparaison des différentes technologies permettant la mesure de concentration de CO₂ sur de longues distances

1.2.1 Egalité des coefficients d'échanges turbulents

L'égalité des coefficients d'échanges turbulents entre température et carbone atmosphérique est l'hypothèse la plus importante du protocole de calcul de flux de CO₂. Il n'existe à ma connaissance aucune publication permettant d'affirmer que cette égalité est vraie, et le passage par le coefficient de corrélation est nécessaire (Ohtaki, 1984). Effectivement, il existe une équivalence entre l'égalité des coefficients d'échanges turbulents de deux scalaires et la bonne corrélation entre ces deux scalaires.

L'équivalence entre $R_{Tq}=\pm 1$ et $K_w=K_H$, (avec K_w , le coefficient d'échange turbulent de la vapeur d'eau) a été prouvée expérimentalement. Hill (1989) a montré que $K_w=K_H$ avec en plus, $R_{Tq}=\pm 1$, si T , q et T_v (température virtuelle) vérifient la théorie de similitude de Monin et Obukhov. La réciproque est vraie. Ainsi Kroon (1984) montre que si $R_{Tq}=\pm 1$, alors $K_w=K_H$. L'égalité des coefficients d'échanges turbulents de vapeur d'eau et de température est admise couramment pour les modèles météorologiques ($K_w=K_H$). Cependant, de Bruin et al. (1999) ont fait un état de l'art où de nombreuses publications indiquent que cette égalité n'est pas obtenue de façon expérimentale : $K_H < K_w$ par Verma et al. (1978), $K_H > K_w$ par Lang et al. (1983). Lüdi et al. (2005), ont montré que dans les cas de faibles rapport de Bowen, la corrélation entre T et q n'était plus égale à un, $R_{Tq} \neq 1$.

Meyers et al. (1996), ont montré avec une technique intitulée 'Modified Bowen ratio' (Hicks and Wesely, 1978 ; Baldocchi et al., 1988) que les coefficients d'échanges turbulents entre vapeur d'eau et carbone sont plus ou moins bien corrélés. Il apparaît au vu de leurs résultats que l'écart type est assez important au-dessus de la forêt, et encore plus au-dessus du lac Gårdsjön (sud ouest de la Suède). De plus, les incertitudes dues aux mesures atteignent 30% sur le coefficient de la vapeur d'eau et 40% pour le carbone. L'affirmation d'égalité entre les coefficients d'échanges turbulents pour la vapeur d'eau et le CO₂, ($K_w \approx K_{CO_2}$) est donc à utiliser avec précaution. Ohtaki (1984) calcule le coefficient de corrélation R_{cT} et R_{cq} sur une journée entre 11h30 et 2h, au dessus d'une rizière. Les corrélations sont assez bonnes : $-0.6 < (R_{cT}, R_{cq}) < -0.9$ hors des périodes d'inversion de flux. Lors de ces périodes, la corrélation se rapproche de +1, en raison du décalage temporel entre l'inversion des flux de chaleur (sensible et latent) et les flux de carbone.

A partir de l'étude bibliographique effectuée, l'hypothèse de forte corrélation entre température/humidité et carbone semble applicable. Elle est cependant soumise aux contraintes de stabilité de l'atmosphère. Une étude sur un jeu de données plus important semble nécessaire pour le confirmer.

1.2.2 Calcul des concentrations de CO₂ sur de longues distances

Les DOAS (Differential Optical Absorption Spectrometer) utilisés pour l'observation de coupes horizontales de l'atmosphère sont constitués d'un émetteur (en général, une lampe au Xenon, Mellqvist et al., 1996 (3)) et d'un récepteur situé à une centaine de mètres de l'émetteur. Ce dernier possède un miroir permettant de focaliser la lumière incidente sur une fibre optique reliée à un spectromètre, permettant d'observer différents types de molécule. Les DOAS fonctionnent en général dans l'UV/visible (DOAS 2000®, Thermo Environmental Instruments Inc.). Dans ce domaine spectral, les pics d'absorption du carbone sont quasiment nuls. Ainsi les DOAS calculent les concentrations de différentes molécules : NO₂, SO₂, HNO₂, NO₃, O₃ (Mellqvist et al., 1996 (1))...mais afin de calculer les concentrations en CO₂, ils doivent s'équiper de sources PIR/MIR (proche et moyen infrarouge ; Pizarro (PhD Thesis, 2004)). Différentes campagnes, comme VOTALP (Furger et al., 2000) ou ECOMONT (Cernusca et al., 1998) où participait l'institut Paul Scherrer, ont utilisé des DOAS pour observer des concentrations d'ozone, de H₂O ou de CO₂. Bien que les publications de résultats de DOAS ne sont pas très nombreuses, il semble qu'il soit l'outil idéal pour appliquer la méthode proposée par Meijninger (2003).

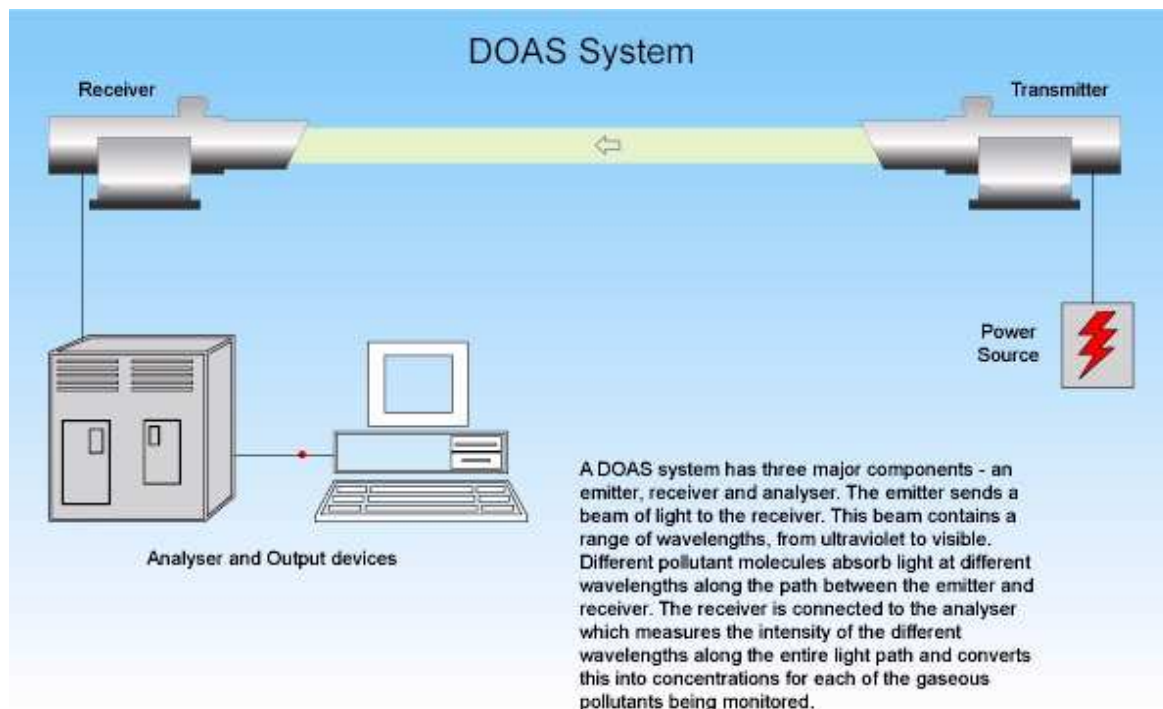


Figure 1 : Schéma du système DOAS (Differential Optical Absorption Spectrometer)

On compte parmi les différentes techniques de mesure de concentration de CO₂ atmosphérique : les mesures par rétrodiffusion (LIDAR/DIAL) et celles par transmission et absorption (LAS), qui présentent de bons résultats mais encore une fois une disponibilité commerciale limitée.

La technique par LIDAR (Light Detection and Ranging) est fortement utilisée dans les mesures spatiales, pour calculer la présence de molécules ou particules en suspension. Comme le phénomène physique invoqué est la rétrodiffusion, l'émetteur et le récepteur sont situés à proximité, et l'intensité lumineuse récupérée est celle diffusée par les molécules dans la direction opposée au rayon émis. La source émettrice est un Laser pulsé, permettant d'estimer la distance à laquelle se trouvent les particules diffusantes. Le signal est reçu par un miroir, ce qui permet d'augmenter l'angle solide du récepteur. Afin de pouvoir calculer les concentrations de molécules dans l'atmosphère, on utilise les systèmes DIAL, Differential Absorption Lidar. Ces derniers fonctionnent avec deux longueurs d'onde d'émission proches (diffusion équivalente) mais dans des zones d'absorption différentes. On appelle λ_{ON} , la longueur d'onde du pic d'absorption, et λ_{OFF} la longueur d'onde où l'absorption est minimale. Gibert (2005) mesure le CO₂ atmosphérique avec $\lambda_{ON}=2064.41\text{nm}$ et $\lambda_{OFF}=2064.10\text{nm}$. Il obtient de très bons résultats : 3.3ppm de déviation par rapport au Licor sur un intervalle de 30 minutes, sur une distance d'1km en visée horizontale (Gibert et al., 2008). Cette technique est très utilisée pour déterminer des profils verticaux de concentration de polluants (Wolf, 2000 ; Hodzic et al., 2004), ou d'ozone (Thomasson, 2001). A la différence des concentrations en SO₂, O₃ ou Hg, qui se font dans l'UV/Visible, l'observation des concentrations de CO₂ par LIDAR/DIAL requiert des sources dans le moyen infrarouge ($\approx 2.06\mu\text{m}$). Le développement de ces instruments étant assez récent, peu d'entreprises le commercialisent, à la différence des LIDAR/DIAL UV/Visible (Kipp&Zonen, Elight...).

Le système TDLAS, pour Tunable Diode Laser Absorption Spectrometry, fonctionne sur les théories d'absorption par un milieu, et la loi de Beer-Lambert. L'utilisation de sources Laser (Tunable Diode, Schiff et al., 1994) permet une grande directivité ainsi qu'une largeur spectrale d'émission fine, ce qui évite d'utiliser des spectromètres qui sont généralement plutôt encombrant. D'après Menzies et al. (2003), dans le cas de l'observation du CO₂ en bas de la troposphère, l'emploi de TDLAS fonctionnant près du pic d'absorption du CO₂ à $2.06\mu\text{m}$ est conseillé, afin de limiter les incertitudes dues aux profils de température. La seconde longueur d'onde doit être sélectionnée dans une zone non-absorbante, proche de la première. Cependant, ces instruments ont l'inconvénient de fonctionner sur quelques mètres uniquement (Gibert et al., 2008 ; Svanberg, 2002).

Au final, après comparaison des différents systèmes existants sur le marché, je choisirais l'utilisation d'un DOAS équipé d'une source MIR, comme le propose la compagnie OPSIS. Le modèle de base Analyseur AR 500/520 n'effectue des mesures que dans l'UV/Visible, alors que l'évolution Analyseur AR 550 permet de calculer les concentrations de CO₂, mais aussi d'H₂O, de CO et de CH₄. Cet instrument permet de couvrir des transects de 100m à 800m, ce qui correspond aux longueurs observées par les scintillomètres.

2. Expérimentation

Les hypothèses d'égalité des coefficients d'échanges turbulents entre T , q et la concentration de CO₂ ont été étudiées en 2007, afin de vérifier si la méthode scintillomètre/DOAS peut être utilisée.

A l'aide de la station EC disponible sur le site de Lamasquère, j'ai calculé les coefficients de corrélation entre les différents paramètres T , q et c . Ces derniers seront notés respectivement R_{Tc} et R_{qc} et me permettront de vérifier l'égalité sur les coefficients d'échanges turbulents. Afin de calculer ces corrélations, j'ai utilisé le logiciel EdiRe (University of Edinburgh) sur le jeu de données de l'année 2007 entre le 10 Avril et le 10 Octobre. Les corrections effectuées sur les différentes mesures pour l'alignement, l'éloignement des capteurs ou l'humidité, sont celles présentées au Chapitre 1. Les corrélations sont calculées et moyennées sur des périodes de 30 minutes. Les résultats en période de précipitations sont éliminés car la réponse des capteurs est moins précise. Une correction supplémentaire a été apportée à l'aide de tests de contrôle de qualité des données de flux suivant les recommandations de CarboEurope. Ces tests de contrôle sont décrits dans Foken and Wichura (1996) et Foken et al. (2004), et seules les données dont le résultat au test est bon seront conservées.

2.1 Corrélation R_{qc}

A partir du coefficient de corrélation R_{qc} calculé tout au long de l'année 2007, il est possible de vérifier, de façon qualitative, si l'égalité $K_w=K_{CO_2}$ présentée par Meyers (1996) est vérifiée.

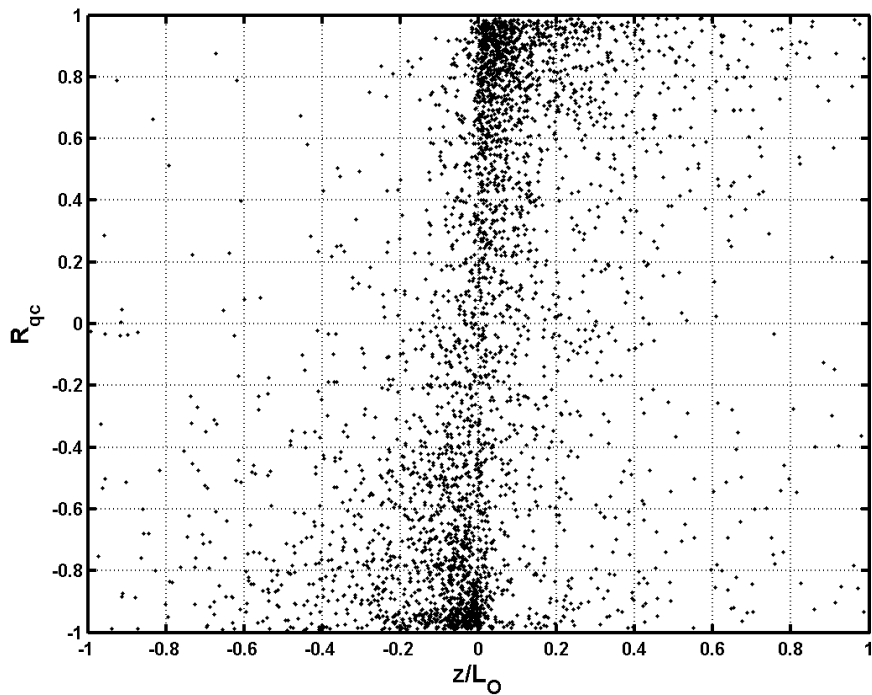


Figure 2 : Corrélation entre humidité et carbone (R_{qc}) en fonction de la stabilité (z/L_0) entre le 10 Avril et le 10 Octobre 2007.

D'après la Fig. 2, le signe de R_{qc} dépend de la stabilité de l'atmosphère. Dans les cas instables, q et c sont anti-corrélés : on assiste à la fois à la transpiration de la plante (dégagement de H_2O) et à sa photosynthèse (absorption de carbone par la plante). Dans les cas stables, la corrélation est positive due à la respiration de la plante (dégagement de CO_2). Ces résultats diffèrent de ceux obtenus par Ohtaki (1984) principalement par l'inversion des valeurs des coefficient de corrélation qui sont positifs et négatifs selon l'état de l'atmosphère, $R_{qc} > 0$ pour $z/L_0 > 0$ et $R_{qc} < 0$ pour $z/L_0 < 0$. Dans l'ensemble, la corrélation est assez moyenne puisqu'elle est estimée à $|R_{qc}| = 65.4\%$ sur la période d'étude.

2.2 Corrélation R_{Tc}

Les corrélations entre les fluctuations de température et celles de CO_2 , ont aussi été calculées sur la période d'étude. Les résultats, si concluants, peuvent permettre de valider l'égalité des coefficients d'échanges turbulents entre température et carbone.

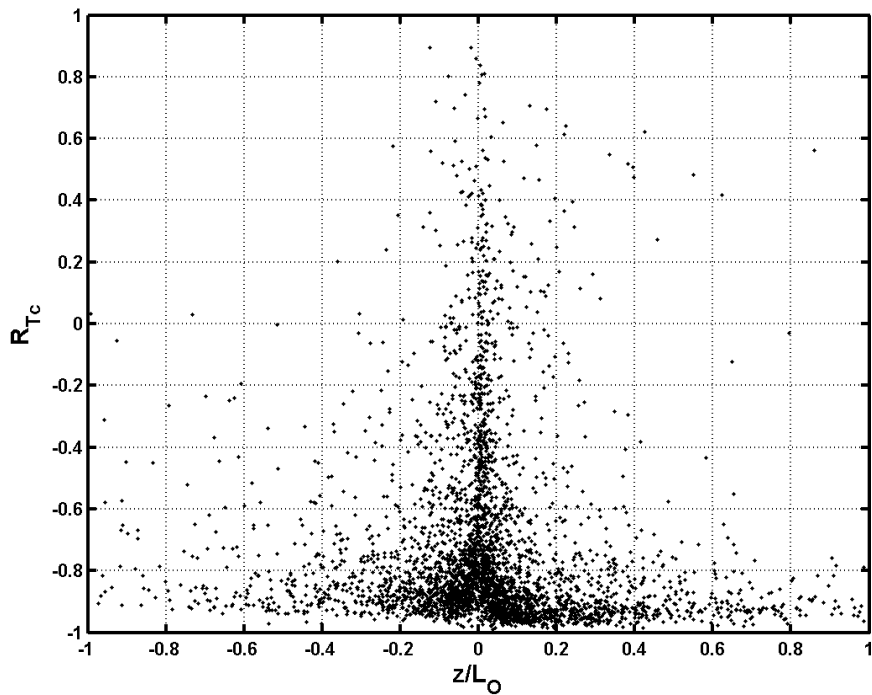


Figure 3 : Corrélation entre température et carbone (R_{Tc}) entre le 10 Avril et le 10 Octobre de l'année 2007 en fonction de la stabilité de l'atmosphère (z/L_0).

Sur la période d'étude 2007, entre les mois d'Avril et d'Octobre, R_{Tc} a été calculé et comparé à la stabilité de l'atmosphère (Fig. 3). On remarque que la corrélation est majoritairement négative, synonyme de flux opposés. En conditions instables, les flux de chaleur sensible sont positifs et le carbone est absorbé par photosynthèse. Dans les cas stables, les flux de chaleur sensibles sont négatifs alors que ceux de carbone sont positifs du fait de la respiration de la plante (absorption d' O_2 et dégagement de CO_2). Le coefficient de corrélation entre température et carbone est proche de -1 tout au long de l'année avec une valeur moyenne $R_{Tc} = -0.75$ (et une valeur médiane à 0.85). Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par Ohtaki (1984) sur une courte période, avec une corrélation légèrement inférieure. On remarque de plus, que la corrélation est légèrement meilleure dans des conditions stables ; i.e., quand les flux de carbone et ceux de chaleur sensible sont faibles.

3. Perspectives

On a vu dans ce chapitre l'équivalence entre l'égalité des coefficients d'échanges turbulents de deux scalaires s_1 et s_2 , et le coefficient de corrélation entre s_1 et s_2 égal à un, i.e $K_{s_1} = K_{s_2} \Leftrightarrow R_{s_1-s_2} = \pm 1$. A partir d'un jeu de données mesurées à différentes périodes sur la

végétation, on a pu évaluer cette hypothèse de Meijninger (2003), qui proposait l'égalité des coefficients d'échanges turbulents de température et de CO₂ atmosphérique. Cette dernière est assez bonne au vu des résultats de l'année 2007, sur le site de Lamasquère, si l'on écarte les jours de pluie, ainsi que les états neutres de l'atmosphère. Ainsi, il apparaît correct d'estimer que $K_H \approx K_{CO_2}$. L'utilisation d'un DOAS (AR 550 d'Opsis) semble être un choix judicieux pour la mesure de la concentration de carbone à différentes altitudes, de par ses caractéristiques techniques et sa souplesse d'utilisation. Cependant, le prix de l'instrument de mesure étant très onéreux (120 000€), une alternative sera préférable.

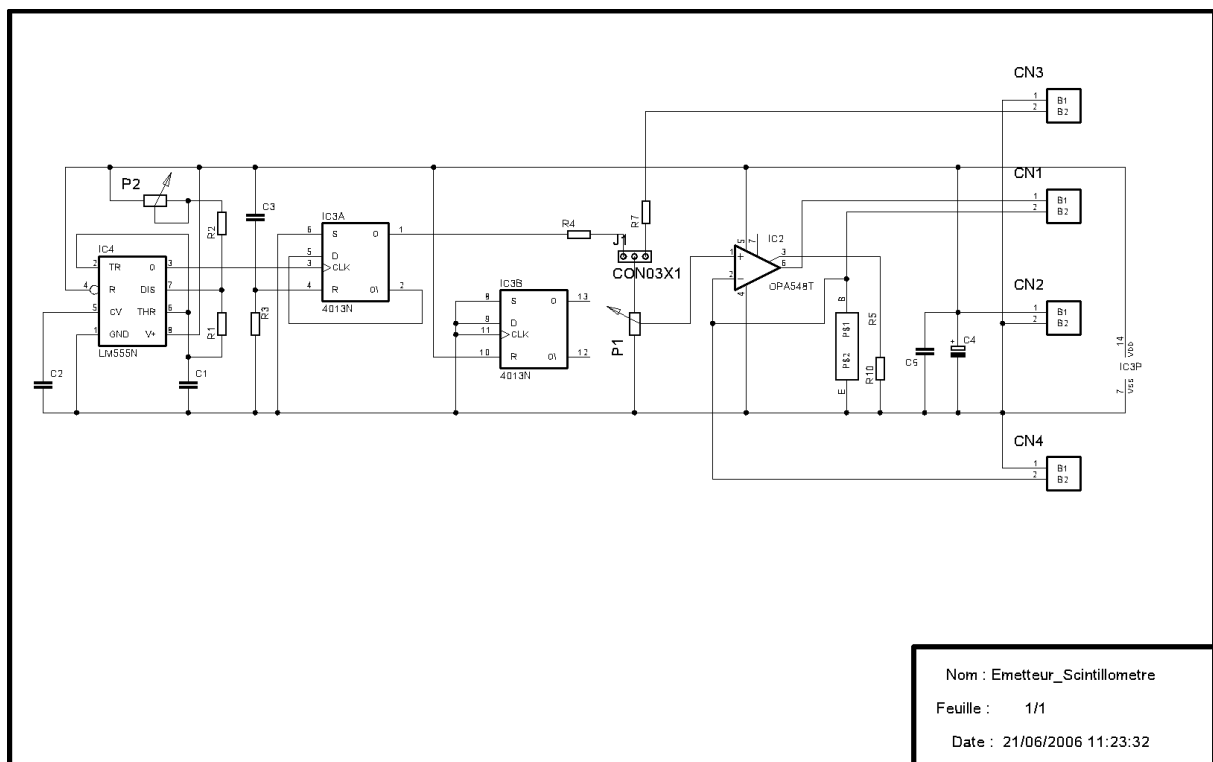
Annexe 2 : Schématiques du circuit de l'émetteur et du récepteur

L'ensemble électronique du scintillomètre est composé de deux parties, l'une pour l'émission, et l'autre pour la réception.

Partie Emetteur

Le signal d'horloge est créé à partir du Timer LM555, et peut être réglé à l'aide du potentiomètre P2. Par la suite, celui-ci est réglé à 14kHz. Afin d'avoir un signal carré de rapport cyclique 50%, le signal est injecté à l'entrée d'une bascule D. La fréquence du signal est alors divisée par 2, i.e 7kHz.

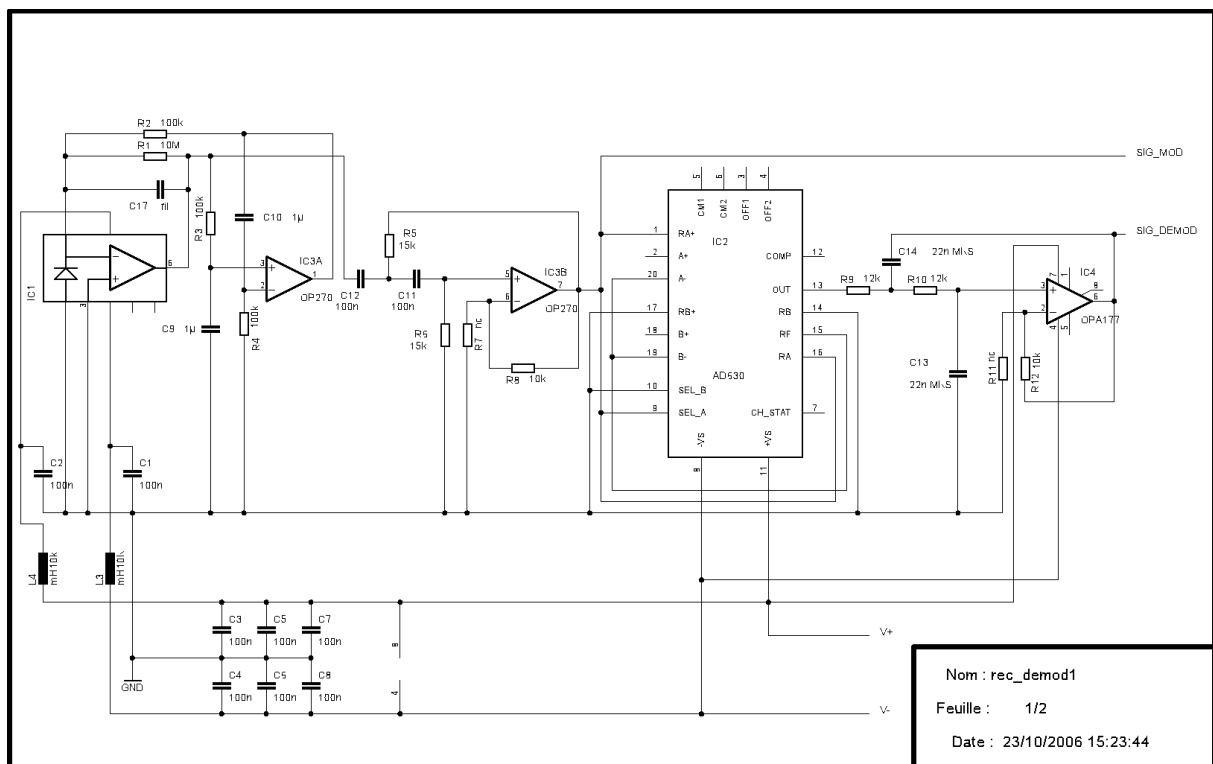
L'amplification du signal se fait à l'aide de l'OPA548, permettant une attaque de la diode en courant. Le courant de sortie se règle à l'aide du potentiomètre P1, mais est cependant limité par la résistance R10, afin de ne pas détériorer la diode. La résistance R5, de $1\Omega \pm 5\%$ permet le branchement d'un voltmètre indiquant le courant délivré. L'ensemble est alimenté par une batterie de 12V.



Partie Détecteur

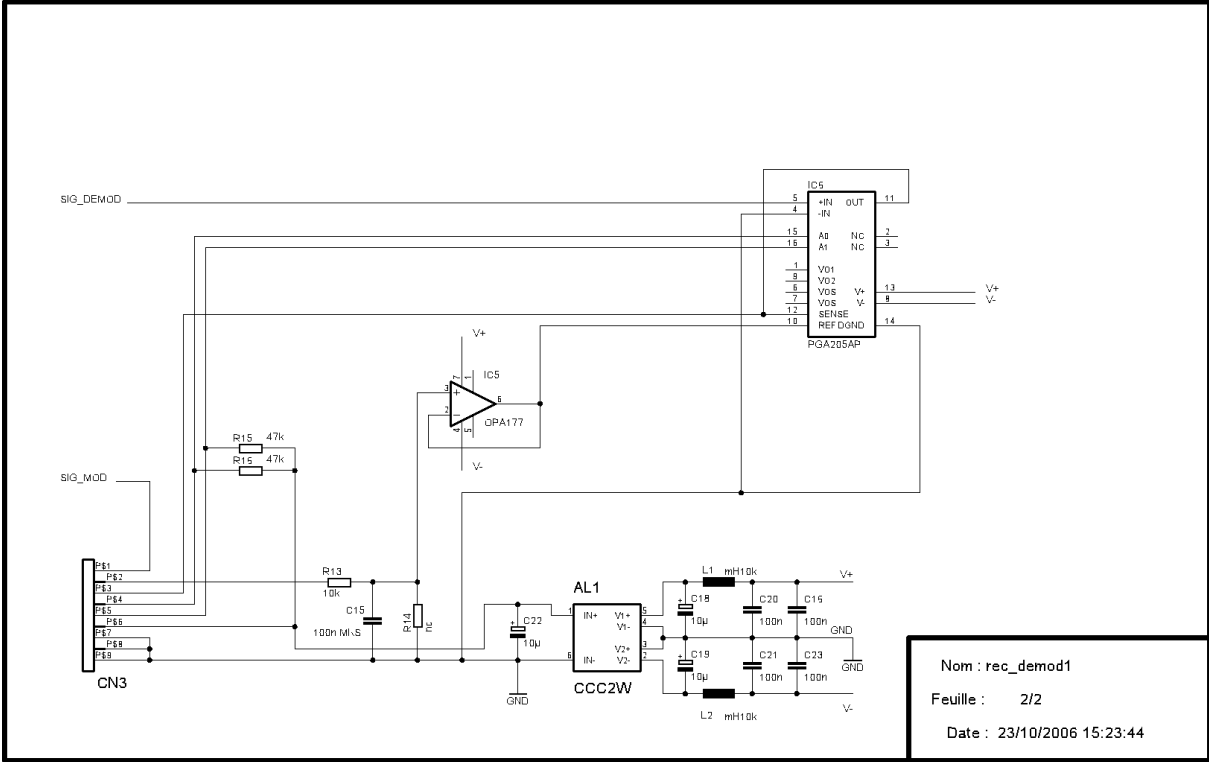
La partie électronique du détecteur est composée de deux parties, permettant la récupération du signal lumineux ainsi que l'enregistrement sur support numérique.

La première est proche de ce qui est réalisée sur les scintillomètres commerciaux. L'UDT 455 est relié à OP270, qui fonctionne en temps qu'intégrateur, afin d'effectuer une boucle de retour permettant d'enlever la composante continue, indésirable lors de l'étude de scintillations. Le signal obtenu est filtré avant d'attaquer le démodulateur AD630, à l'aide du second OP270 (Passe haut du 2nd ordre : 2kHz). Ce signal est échantillonné et permet une visualisation de la bonne réception du signal carré, il s'agit de la sortie 'Sig_Mod'. Ce dernier est démodulé (AD630 optimisé pour 7kHz), puis filtré par l'OPA177 (Passe Bas du 2nd ordre : 400Hz). La sortie de l'AO est 'Sig-demod', qui correspond à la sortie 'Demod' des scintillomètres Kipp&Zonen.



Afin d'optimiser l'acquisition du signal démodulé, qui oscille entre 0 et 1V suivant la configuration lors de l'installation du scintillomètre, il est important de centrer le signal au milieu de la plage d'acquisition. Afin d'effectuer cette correction, le signal est injecté à l'entrée du PGA205 (Amplificateur à Gain programmable). Ce dernier va jouer un double rôle, qui sont : 1) la suppression de la composante continue afin d'optimiser la résolution de l'acquisition, 2) l'amplification du signal suivant le mode d'expérimentation. La composante continue retirée est mise en mémoire en début de fichier d'enregistrement. Le signal ainsi corrigé peut être enregistré sur le disque dur.

L'ensemble du récepteur est alimenté par la sortie 5V de l'ordinateur, qui est amplifiée par l'alimentation CCC2W afin d'obtenir une alimentation stabilisée de +15/-15V.



References

- Andreas, E.L., 1988. 'Estimating C_n^2 over Snow and Sea Ice from Meteorological Data', *J. Opt. Soc. Am.* **5**, 481-495.
- Andreas, E.L., 1989. 'Two-wavelength method of measuring path-averaged turbulent surface heat fluxes', *J. Atmos. And Ocean Tech.* **6**, 280-292.
- Andreas, E.L., 2000: Obtaining Surface Momentum and Sensible Heat Fluxes from Crosswind Scintillometers. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**, 3–16.
- Arivazhagan, S., Ganesan, L. and Bama, S., 2006. 'Fault segmentation in fabric images using Gabor wavelet transform', *Machine Vision and application*, **16**, 6.
- Aubinet, M. et al., 2000. 'Estimates of the annual net carbon and water exchange of forests: The EUROFLUX methodology', *Advances in Ecological Research*, **30**, 113-175.
- Baldocchi, D.D., Hicks, B.B., and Meyers, T.P., 1988. 'Measuring biosphere-atmosphere exchanges of biologically related gases with micrometeorological methods' *Ecology*, **69**, pp. 1331–1340.
- Béteille, J.P., Solignac, P.A., Selves, J.L, Gastellu-Etchegorry, J.P., Ceshia, E. and Hoedjes J.C.B., 2006. 'Mesures atmosphériques par scintillométrie, traitement numérique du signal', *Proc. 4ème Conférence STIC et Environnement 2006, Narbonne, 5-7 avril 2006*.
- Beziat, P., Ceshia, E., and Dedieu, G., 2009. 'Carbon balance of three crop succession over two cropland sites in South-West France', accepted in *Agric. For. Meteorol. in May 2009*.
- Billesbach, D.P., Fischer, M.L, Torn, M.A., and Berry, J.A. 2004. 'A Portable Eddy Covariance System for the Measurement of Ecosystem-Atmosphere Exchange of CO₂, Water Vapor, and Energy' *J. Atmos. Ocean. Tech.* **21**, 684-695
- Brotzge, J.A., 2001. 'Closures of the surface energy budget', PhD Thesis, The Univeristy of Oklahoma, March 2001, 208 pp.
- Brunet, Y., Pradel E., Camenen L, 1995. 'Introduction aux transferts turbulents' - *Actes de l'École Chercheur en Bioclimatologie*, Tome 1, p. 405-423.
- Brunner, F. K. 1980. Systematic and random atmospheric refraction effects in geodetic levelling, in *Proc. of Second International Symposium on Problems Related to the Redefinition of North American Vertical Geodetic Networks*, Ottawa (Canada), 691–703.
- Bsaibes Aline, 2007. 'Evaluation d'une approche multi-locale d'estimation spatiale de l'évapotranspiration : cas d'un bassin versant agricole hétérogène en région méditerranéenne', PhD Thesis, Université Montpellier 2, 238pp.
- Businger, J.A., 1986. 'Evaluation of the accuracy with which dry deposition can be measured with current micrometeorological, techniques', *Journal of Climate and applied meteorology*, **25**, 1100-1124.

- Businger, J.A., Miyake, M., Dyer, A.J., and Bradley, E.F., 1967. 'On the direct determination of heat flux near the ground', *J. Appl., Meteorol.*, **6**, 1025-1031.
- Cernusca, A., Bahn, M., Chemini, C., Graber, W., Siegwolf, R., Tappeiner, U. And Tenhunen, J., 1998.'ECOMONT: a combined approach of field measurements and process-based modelling for assessing effects of land-use changes in mountain landscapes', *Ecological Modelling*, 113, pp 167-178.
- Clifford, S.F. 'Temporal-Frequency Spectra for a Spherical Wave propagating through Atmospheric Turbulence', *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1285-1292 (1971)
- Conrad, B., Devitt, D.A., Young, M.H., Fenstermaker, L, 2007. 'Estimating sensible heat in the great Basin, NV, using a Large Aperture Scintillometer', American Geophysical Union, Fall meeting 2007.
- Consortini, A., Yi Yi Sun, Innocenti, C. and Zhi Ping Li, 2003.'Measuring inner scale of atmospheric turbulence by angle of arrival and scintillation', *Opt. Com.*, **216**, pp19-23.
- Corrsin S. (1951). On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *J. Appl. Phys.*, **22**, 469–473.
- Da Rocha H.R., Goulden M.L., Miller S.D., Menton M.C., Pinto L.D.V.O., de Freitas, H.C. and Silva Figueira, A.M., 2004. ' Seasonality of water and heat fluxes over a tropical forest in eastern amazonia', *Ecological Applications*, **14**, No. sp4, pp. 22–32.
- De Bruin, H.A.R, Kohsiek,W., van den Hurk, B.J.M, 1993. 'A verification of some methods to determine the fluxes of momentum, sensible heat, and water vapor using standard deviation and structure parameter of scalar meteorological quantities', *Boundary Layer Meteorol*, **63**, 231-257.
- De Bruin, H.A.R., Van den Hurk, B.J.J.M., and Kohsiek, W., 1995. 'Ths Scintillation Method tested over a dry vineyard area' *Boundary-Layer Meteorol.* **76**, 25-40.
- De Bruin, H. A. R., van den Hurk, B. J. J. M., and Kroon, L. J. M.: 1999, 'On the Temperature-Humidity Correlation and Similarity', *Boundary-Layer Meteorol.* **93**, 453–468.
- De Bruin, H.A.R, Van den Hurk, B.J.J.M and Kroon, J.M., 1999. 'On the temperature-humidity correlation and similarity', *Boundary Layer Meteorology*, 93, pp. 453-468.
- De Bruin, H.A.R., Meijninger, W.M.L, Smedman, A.S. and Magnusson, M., 2002. 'Dislpaced-Beam Small Aperture Scintillometer test Part I: the WINTeX data set', *Boundary-Layer Meteorol.* **105**, 129-148.
- De Moor, G. : les théories de la turbulence dans la couche limite atmosphérique. Note de cours. Météo-France. Boulogne
- Ezzahar, J., Chehbouni, A., Hoedjes, J.C.B., and Chehbouni, A., 2007. 'On the application of scintillometry over heterogeneous grids, *J. Hyrol.*, **334**, 493-501.

- Foken, T. And Wichura, B., 1996. 'Tools for quality assessment of surface-based flux measurements', *Agr. and For. Meteorol.*, **78**, 83-105.
- Foken, T., Göckede, M., Mauder, M., Mahrt, L., Amiro, B.D. and Munger, J.W., 2004. Post-field data quality control. In: Lee, X., Massman, W.J. and Law, B.E. (Eds.), *Handbook of Micrometeorology: A guide for Surface Flux Measurements*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, pp. 181-208.
- Font Jimenez, C.O., 2006. 'Understanding the atmospheric turbulence structure parameter, Cn^2 , in the littoral regime', *PhD thesis at University of Puerto Rico, Mayaguez Campus*.
- Frehlich R.G., Ochs G.R., 1990. 'Effects of Saturation on the Optical Scintillometer', *Appl. Optics*, **29**, 548–553.
- Frehlich, R., 1992. 'Laser scintillation measurements of the temperature spectrum in the atmospheric surface layer', *J. Atmos. Sci.* **49**, 1494–1509.
- Furger, M., Dommen, J., Graber, W.K, Poggio, L., Prévôt, A.S.H., Emeis, S., Grell, G., Trickl, T., Gomiscek, B., Neininger, B., Wotawa, G., 200. 'The VOTALP Mesolcina Valley Campaign 1996 – concept, background and some highlights', *Atm. Environment*, **34**, pp. 1395-1412.
- Gibert, F., 2005. 'Télédétection du CO₂ atmosphérique par lidar DIAL Doppler hétérodyne à 2 μ m', Ph.D Thesis, Ecole polytechnique, 279 pp.
- Gibert, F., Joly, L., Xuéref-Rémy, I., Schmidt, M., Royer, A., Flamant, P.H., Ramonet, M., Parvitte, B., Durrty, G., Zéninari, V., 2008. 'Inter-comparison of 2 μ m heterodyne differential absorption lidar, laser diode spectrometer, LICOR NDIR analyser and flask measurements of near ground atmospheric CO₂ mixing ratio', *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and biomolecular Spectroscopy*, **71**, pp. 1914-1921.
- Green, A.E., McAneney, K.J. and Lagouarde, J.-P., 1997. 'Sensible heat and momentum flux measurements with an optical inner scale meter', *Agric. For. Meteorol.*, **85**, 259–267.
- Green, A.E., Ayashi, Y., 1998. 'Using the scintillometer over a rice paddy', *Japan Agric. Meteorol.* **54**, 225–231.
- Green, A. E., Green, S. R., Astill, M. S. and Caspari, H. W.: 2000, 'Estimating Latent Heat Flux from a Vineyard Using Scintillometry', *J. Terr. Atmos. Ocean. Sci.*, **11**(2), 525–542.
- Green, A.E, Astill, M.S, McAneney, K.J. and Nieveen J.P., 2001. 'Path-averaged surface fluxes determined from infrared and microwave scintillometers', *Agr. And Forest Meteorol*, **109**, 233-247.
- Gu, J., Smith, E.A., and Merritt, J.D. 1999. 'Testing Energy Balance Closure with GOES retrieved Net Radiation and in Situ Measured Eddy Correlation Fluxes in BOREAS', *J. Geophys. Res.*, **104**, 27-81.

- Guillemet, B., 1983. 'Contribution à l'étude de la structure turbulente dans la couche limite de mélange convective : Normalisation de spectres, des cospectres et des taux de dissipation', PhD thesis, University de Clermont-Ferrand.
- Guyot, A., Cohard, J.M., Anquetin, S., Galle, S. And Lloyd, C.R., 2009. 'Combined analysis of energy and water balances to estimate latent heat flux of a sudanian small catchment', *J. Hydro.*, **375**, 227-240.
- Hartogensis, O.K., De Bruin, H.A.R., Van de Wiel, B.J.H., 2002. 'Displaced-Beam Small Aperture Scintillometer Test. Part II: Case-99 Stable Boundary-Layer Experiment', *Boundary-Layer Meteorol.* **116**, 253–276.
- Hartogensis, O.K., Watts, C.J., Rodriguez, J.-C., de Bruin, H.A.R., 2003. 'Derivation of the effective height for scintillometers: La Poza experiment in Northwest Mexico', *J. of Hydrol.* **4**, 915-928.
- Hartogensis, O.K.; Debruin, H.A.R., 2005. 'Monin-Obukhov Similarity Functions of the Structure Parameter of Temperature and Turbulent Kinetic Energy Dissipation Rate in the Stable Boundary Layer', *Boundary-Layer Meteorol.* **116** (2), 253 - 276.
- Hartogensis, O.K., 2006. 'Exploring scintillometry in the stable atmospheric surface layer', Ph.D thesis, Wageningen University, Wageningen, Netherland, 227pp.
- Hicks B. B. and Wesley M. L. (1978) An examination of some micrometeorological methods for measuring dry deposition. U.S. EPA Report *EPA600/7-78-116*, U.S. Environmental Protection Agency;
- Hill, R.J., 1978. 'Spectra of fluctuation in Refractivity, Humidity, and Temperature-Humidity Cospectrum in the inertial and Dissipation Range', *Radio Sci.* **13**, 953-961.
- Hill, R.J. and Ochs, G.R., 1978. 'Fine Calibration of Large-Aperture Optical Scintillometers and an Optical Estimate of the Inner Scale of turbulences', *Appl. Optics* **17**, 3608-3612.
- Hill, R.J., Clifford, S.F. and Lawrence, R.S.: 1980. 'Refractive index and absorption fluctuations in the infrared caused by temperature, humidity and pressure fluctuations', *J. Opt. Soc. Am.* **70**, 1192-1205.
- Hill, R.J.: 1988, 'Comparison of Scintillation Methods for Measuring the Inner Scale of Turbulence', *Appl. Opt.*, **27**, 2187–2193.
- Hill, R.J., 1989. 'Implications of Monin–Obukhov Similarity Theory for Scalar Quantities', *J. of Atm. Sci.* **46**, No.14.
- Hill, R.J. and Lataitis, R.J., 1989.'Effect of refractive dispersion on the bichromatic correlation of irradiance for atmospheric scintillation', *Appl. Opt.*, **28**, 4121-4125.
- Hill, R. J., Ochs, G. R., and Wilson, J. J., 1992. 'Measuring Surface Layer Fluxes of Heat and Momentum Using Optical Scintillation', *Boundary-Layer Meteorol.* **58**, 391–408.

- Hill, R.J., 1997. 'applicability of Kolmogorov's and Monin's equations of turbulence' *J. of Fluid Mechanics*, **353**, 67-81.
- Hodzic, A., Chepfer, H., Vautard, R., Chazette, P., Beekman, M., Bessagnet, B., Chatenet, B., Cuesta, J., Drobinski, P., Goloub, P., Haeffelin, M., Morille, Y., 2004. 'Comparison of aerosol chemistry transport model simulations with lidar and Sun photometer observations at a site near Paris', *J. Geophys. Res.*, 109.
- Hoedjes, J.C.B., Zuurbier, R.M. and Watts, J.C., 2002. 'Large aperture scintillometer used over a homogeneous irrigated area, partly affected by advection', *Boundary-Layer Meteorol.* **105**, 99-117.
- Hoedjes J.C.B., A. Chehbouni, J. Ezzahar, R. Escadafal, H.A.R. De Bruin, 2007. 'Comparison of Large Aperture Scintillometer and Eddy Covariance Measurements: Can Thermal Infrared Data be Used to Capture Footprint Induced Differences?', *J. Hydrometeorol.* **8** (2), 144-159.
- Hogstrom, U., 1996. 'Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer', *Boudary-Layer Meteorol.*, **78**, 215-246.
- Hollinger, D. and Richardson, A. 2005. 'Uncertainty in eddy covariance measurements and its application to physiological models', *Tree Physiol.*, **25**, 873-885.
- Horst, T. W. and Weil, J. C.: 1992, 'Footprint Estimation for Scalar Flux Measurements in the Atmospheric Surface Layer', *Boundary-Layer Meteorol.*, **59**, 279-296.
- Horst, T.W., and Weil, J.C., 1994. 'How far is far enough? The fetch requirements for micrometeorological measurement of surface fluxes', *J. Atm. Oc. Tech.*, **11**, 1018-1025.
- Horst, T.W., 1999. 'On frequency response corrections for eddy covariance flux measurements'. *Boundary-Layer Meteorol.*, **94**, 517-520.
- Ingensand, H., 2002. 'Concepts and solution to Overcome the refraction problem in Terrestrial precision measurement', *FIG XXII International Congress, Washington D.C*, April 19-26, 2002.
- Irvine M., Lagouarde J.-P., Bonnefond J.-M., Grimmond S., and Oke, T. R. 'Spectral analyzes of Optical Scintillation: Refraction and Absorption Components in an Urban Zone (Marseille, France)', *Proc. 4th AMS Symposium on Urban Environment*, May 2002, Norfolk, VA, 217-21.
- Pizarro, R.J., 2004. 'Development and application of UV-visible and mid-IR differential absorption spectroscopy techniques for pollutant trace gas monitoring', Ph.D Thesis, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 230 pp.
- Joseph Caniou, 1999. 'Passive infrared detection theory and application', Springer, 652pp.
- Kagawa, N., Wada, O., Koga, R., 1993. 'PSDF of log-amplitude scintillation for 7 μ m band laser beam with absorption by water vapour', *Waves in Random Media*, **3**, 317-324.

- Kagawa, N., Osami, W., and Koga, R.: 1996, 'Calculations of the PSDF of Scintillation for a 7 μm Band TDL Beam Around a Water Vapour Line', *Infrared Phys. and Tech.* **37**, 13–19.
- Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y., and Cote, O.R., 1972. 'Spectral characteristics of surface layer turbulence', *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **98**, 563-589.
- Kaimal, J.C. and Finnigan, J.J., 1994. *Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement*. Oxford University Press, New York, 289 pp.
- Kleissl, J., Gomez, J., Hong, S.-H., Hendrickx, J.M.H, Rahn, T., and Defoor, W.L., 2008. 'Large Aperture Scintillometer Intercomparison Study', *Boundary-Layer Meteorol.* **128**, 133-150.
- Kleissl, J., Watts, C.J., Rodriguez, J.C., Naif, S., and Vivoni, E.R., 2009. 'Scintillometer Intercomparison study-continued', *Boundary-Layer Meteorol.*, **130**, 437-443.
- Kljun, N., Kormann, R., Rotach, M.W., Meixner, F.X., 2003. 'Comparison of the Lagrangian footprint model LPDM-B with an analytical footprint model', *Boundary-Layer Meteorology*, **106**, 349-355.
- Kohsiek, W. and Herben, M. H. A. J. 1983. "Evaporation derived from optical and radio-wave scintillation", *Appl. Opt.*, **22**, 2566-2570.
- Kohsiek, W. 1987: A 15 cm aperture LED scintillometer for and crosswind measurements. KNMI Scientific Reports WR 87-3.
- Kohsiek, W., Meijninger, W.M.L, De Bruin, H.A.R. and Beyrich, F., 2006. 'Saturation of the large aperture scintillometer', *Boundary-Layer Meteorol.*, **121**, 11-126.
- Kolmogorov, A.N., 1941. 'Dissipation of energy in a locally isotropic turbulence', *Doklady Akad. Nauk SSSR*, **32**, 141
- Kroon, L.J.M., 1984. 'Profile derived fluxes above inhomogeneous terrain : a numerical approach', Ph.D Thesis. Wageningen Agricultural University, 158 pp.
- Kruijt, B., Elbers, J.A., von Randow, C., Araújo, A.C., Oliveira, P.J., Culf, A., Manzi, A.O., Nobre, A.D., Kabat, P., and Moors, E.J., 2004. 'The robustness of eddy correlation fluxes for amazon rain forest conditions', *Ecological Applications*, **14** (4) Supplement, pp. S101-S113.
- Lagouarde, J.-P., Chebouni, A., Bonnefond, J.-M., Rodriguez, J.-C., Kerr, Y.H., Watts, C. And Irvine, M., 2000. 'Analysis of the CT²-profile method for sensible heat flux measurements in unstable conditions', *Agr. and Forest Meteorol.*, **205**, pp 195-214.
- Lagouarde, J.P., Bonnefond, J.M., Kerr, Y.H., McAneney, K.J. and Irvine, M., 2002. 'Integrated sensible heat flux measurements of a two-surface composite landscape using scintillometry', *Boundary-Layer Meteorol.*, **105**, 5-35.
- Lang, K.R. 2006. 'Sun, Earth and Sky', Springer, 2nd ed., 284p.

Lang, A.R.G, McNaughton, K.G., Fazu, C., Bradley, E.F., and Ohtaki, E., 1983. 'Inequality of Eddy transfert Coefficient for vertical transport of sensible and latent heat under eddy convective inversions', *Boundary Layer Meteorol.*, **25**, pp. 25-41.

Leclerc, M.Y., Shen, S.H., Lamb, B., 1997. 'Observations and large-eddy simulation modeling of footprints in the lower convective boundary layer', *Journal of Geophysical Research*, **102**, pp. 9323-9334.

Lüdi, A., Beyric, F. and Mätzler, C., 2005. 'Determination of the Turbulent Temperature-Humidity Correlation from Scintillometric Measurements', *Boundary-Layer Meteorol.*, **117**, 3, 525-550.

S. Mallat, 1999. 'A Wavelet Tour of Signal Processing 2ed', Academic Press: 1999.

Mandics, P.A., Lee, R.W., and Waterman Jr, A.T., 1973. 'Spectra of Short-Term Fluctuations of Line-of-Sight Signals: Electromagnetic and Acoustic', *Radio Sci.*, **8**, 185-201.

Marx, A., Kunstmann, H., Schuttemeyer, D. and Moene, A.F., 2008. 'Uncertainty analysis for satellite derived sensible heat fluxes and scintillometer measurements over Savannah environment and comparison to mesoscale meteorological simulation results', *Agric. For. Meteorol.* **148**, 656–667.

McAneney, K.J., Green, A.E., and Astill, M.S., 1995. 'Large-Aperture scintillometry : the homogeneous case', *Agric. For. Meteorol.*, **76**, 149-162.

Medeiros Fihlo, F. C., Jayasuriya, D. A. R., Cole, R. S., and Helmis, C. G.: 1983, 'Spectral Density of Millimeter Wave Amplitude Scintillations in an Absorbing Region', *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **AP 31**, 672–676.

Meijninger, W.M.L. and de Bruin, H.A.R., 2000. "The sensible heat fluxes over irrigated ares in western Turkey determined with a large aperture scintillometer", *J. Hydrol.*, **229**, 42-49.

Meijninger, W. M. L., Hartogensis, O. K., Kohsiek, W., Hoedjes, J. C. B., Zuurbier, R. M., and De Bruin, H. A. R., 2002, a. 'Determination of Area-Averaged Sensible Heat Fluxes with a LargeAperture Scintillometer over a Heterogeneous Surface – Flevoland Field Experiment', *Boundary-Layer Meteorol.*, **105**, 37–62.

Meijninger, W.M.L., Green, A.E., Hartogensis, O.K., Kohsiek, W., Hoedjes, J.C.B., Zuurbier, R.M., and de Bruin, H.A.R., 2002b. 'Determination of area-averaged water vapour fluxes with large aperture and radiowave scintillometers over a heterogeneous surface-flevoland field experiment' *Boundary-Layer Meteorol.*, **105**, 63-83.

Meijninger, W.M.L., 2003. 'Surface Fluxes over Natural Landscapes Using Scintillometry', PhD thesis, Wageningen University, Wageningen, Netherlands, 164pp.

Meijninger, W.M.L.; Beyrich, F.; Kohsiek, W.; Bruin, H.A.R. de; Lüdi, A., 2004. 'Scintillometer fluxes of sensible and latent heat over a heterogeneous area - a contribution to LITFASS-2003', 16th Symposium on Boundary Layers and Turbulence, 9-13 August 2004, Portland, Maine. - Boston, USA : American Meteorological Society, - p. 9.2.

- Meijninger, W.M.L., Beyrich, F., Lüdi, A., Kohsiek, W. and De Bruin, H.A.R., 2006. 'Scintillometer-based turbulent fluxes of sensible and latent heat over a heterogeneous land surface- a contribution to LIFTASS-2003', *Boundary-Layer Meteorol.*, **121**, 89-110
- Mellqvist, J. and Rosén A., 1996 (1). 'DOAS for flue gas monitoring_1. Temperature effects in the U.V/visible absorption spectra of NO, NO₂, SO₂ and NH₃', *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**, pp. 225-240.
- Mellqvist, J., Axelsson, H., and Rosén A., 1996 (3). 'DOAS for flue gas monitoring_3. In-situ monitoring of sulfur dioxide, nitrogen monoxide and ammonia', *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**, pp. 187-208.
- Menzies, R.T., Tratt, D.M., 2003. 'Differential laser absorption spectrometry for global profiling of tropospheric carbon dioxide : selection of optimum sounding frequencies for high-precision measurements', *App. Opt.*, **42**, pp. 6569-6577.
- Meyers, T.P., Hall, M.E., Lindberg, S.E., and Kim, K., 1996. 'Uses of the modified Bowen ratio technique to measure fluxes of trace gases', *Atm. Environment*, **30**, pp. 3321-3329.
- Willemin, M., 2005. 'Quelques tests optiques de télescopes et de lunettes astronomiques', Séminaire SNA, Malvilliers, 20 Mai 2005.
- Moene, A.F., 2003. 'Effects of water vapour on the structure parameter of the refractive index for near-infrared radiation', *Boundary-Layer Meteorol.*, **107**, 635-653.
- Moene, A.F., Meijninger, W.M.L., Hartogensis, O.K., Kohsiek, W., and de Bruin, H.A.R., 2005a. 'A review of the relationships describing the signal of a Large Aperture Scintillometer', Internal Report 2004/2, Meteorology and Air Quality Group, Wageningen University, Wageningen, the Netherlands, 39pp.
- Moene, A.F., Meijninger, W.M.L., Hartogensis, O.K., Heusinkveld, B.G., and de Bruin, H.A.R., 2005b. 'The effect of finite accuracy in the manufacturing of Large Aperture Scintillometers', Internal Report 2005/1, Meteorology and Air Quality Group, Wageningen University, Wageningen, the Netherlands, 19pp.
- Monin A. and Yaglom A., 1971. 'Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence, Volume 1'. The MIT Press, Cambridge.
- Moore, C.J., 1986. 'Frequency response corrections for eddy correlation systems', *Boundary-Layer Meteorol.* **37**, 17-35.
- K. Nakaya, C. Suzuki, T. Kobayashi, H. Ikeda and S. Yasuike, Application of a displaced-beam small aperture scintillometer at a deciduous forest under unstable atmospheric conditions, *Agric. For. Meteorol.* **136** (2006), pp. 45-55.
- Nie, D., E. T. Kanemasu, L. J. Fritschen, H. L. Weaver, E. A. Smith, S. B. Verma, R. T. Field, W. P. Kustas, and J. B. Stewart, 1992: An intercomparison of surface energy flux measurement systems used during FIFE 1987. *J. Geophys. Res.*, **97**, 18715-18724.

- Nieveen J.P., Green A.E., Kohsiek W. (1998). Using a large-aperture scintillometer to measure absorption and refraction index fluctuations, *Boundary-Layer Meteorol.*, **87**, 101-116.
- Nieveen, J.P, and Green, A.E, 1999. 'Measuring sensible heat flux density over pasture using the Ct2 profile method', *Boundary-Layer Meteorol.*, **91**, 1, 23-35.
- Obukhov, A. M., 1949. 'Structure of the temperature field in turbulent' flow. *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Geogr. Geofiz.*, **13**, 59-69.
- Ochs, G. R., S. F. Clifford, and T.-I. Wang, 1976. 'Laser wind sensing: The effects of saturation of scintillation', *Appl. Opt.*, **15**, 403-408.
- Ochs, G.G. and Hill, R.J., 1982. 'A study of factors influencing the calibration of optical C_n^2 meters, NOAA Tech. Memor. ERL WPL-106, NOAA Environmental Research Laboratories, Boulder, CO, USA, 24pp.
- Ochs G., Wilson J., 1993. A second Generation large-aperture scintillometer, *NOAA Technical Memorandum ERL WPL-232*.
- Ohtaki, E., 1984. 'Application of an infrared carbon dioxide and humidity instrument to studies of turbulent transport', *Boundary Layer Meteorology*, **29**, pp. 85-107.
- Panofsky, H.A and Dutton, J.A.: 1984, *Atmospheric Turbulence: Models and Methods for Engineering Applications*, J. Wiley, 397 pp.
- Paulson, C.A., 1970. 'The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer', *Journal of Applied Meteorology* **9**, pp. 857-861.
- Priestley, J. T. and Hill, R. J.: 1985, 'Measuring High-Frequency Humidity, Temperature and Radio Refractive Index in the Surface Layer', *J. Atmos. Oceanic Tech.* **2**, 233-251.
- Qian, S. And Chen, D., 1993. 'Discrete Gabor Transform', *IEEE Trans. Signal Proc.*, **41**, 2429-2438.
- Rannik, U., Aubinet, M., Kurbanmuradov, O., Sabelfeld, K.K., Markkanen, T., Vesala, T., 2000. 'Footprint analysis for the measurements over a heterogeneous forest', *Boundary-Layer Meteorol.*, **97**, 137-166.
- Rao, R., Wang, S., Liu, X. And Gong, Z., 1999. 'Turbulence Spectrum Effect on Wave Temporal-Frequency Spectra for Light Propagating Through the Atmosphere', *J. Opt. Soc. Am. A* **16**, 2755-2762.
- Recio Recio, J.A., Ruis Fernandez, L.A., Fernandez-Sarria, A., 2005. 'Use of Gabor filters for texture classification of digital images', *Fisica de la Tierra*, **17**, 47-59.
- Renhorn, Ingmar G.E., Svensson, T., Carlsson, G., Cronström, S., 2006. 'Infrared Image Scintillation : Comparison of Modeling and Measurement', *Op. Eng.* **45**.

- Richardson, A.D., Hollinger, D.Y., Burba, G.G, Davis, K.J., Flanagan, L.B, Katul, G.G., Munger, J.W., Ricciuto, D.M., Stoy, P.C., Suyker, A.E., Verma, S.B. and Wofsy, S.C., 2006. 'A multi-site analysis of random error in tower-based measurements of carbon and energy fluxes', *Agr. and For. Meteorol.*, **136**, 1-18.
- Rivolta, C., 1986. 'Airy disk diffraction pattern-Comparison of some values of F/No and obscuration ratio', *Appl. Opt.*, **25**, 14, 2404-2408.
- Sadhuram Y., T. V. Ramana Murthy, Y. V. B. Sarma, and V. S. N. Murthy, 2001: Comments on "On the estimation of overwater Bowen ratio from sea – air temperature difference.". *J. Phys. Oceanogr*, **31**, 1933–1934.
- Samaali, M, 2002. 'Evaluation d'un modèle de couche limite atmosphérique 3D sur un cas homogène : application à une parcelle agricole de soja' PhD thesis at INRA, Avignon.
- Sawford, B.L., and Guest, F.M., 1987. 'Lagrangian stochastic analysis of flux-gradient relationship in the convective boundary layer', *J. of the Atm. Sci.*, **44**, 1152-1165.
- Schiff, H.I., Mackay, G.I. and Bechara, J., 1994. 'The use of tunable diode laser absorption spectroscopy for atmospheric measurements', *Research on chemical intermediates*, **20**, pp.525-556.
- Schotanus, P., Nieuwstadt, F.T.M. and de Bruin, H.A.R, 1983. 'Temperature Measurement with a Sonic Anemometer and its Application to Heat and Moisture Fluctuations', *Boundary-Layer Meteorol.* **26**, 81-93.
- Schuepp, P.H., Leclerc, M.Y., MacPherson, J.I., Desjardins, R.L., 1990. 'Footprint prediction of scalar fluxes from analytical solutions of the diffusion equation.' *Boundary-Layer Meteorol.*, **50**, 355-373.
- Shaw, W.J., 1990. ' Theory and scaling of lower atmospheric turbulence. In Surface Waves and fluxes, Vol.1-Current Theory', Ed. Kluwer Academic Publishers. Pp 63-90.
- Sogachev, A., Rannik, U., Vesala, T., 2004. 'On flux footprints over the complex terrain covered by a heterogeneous forest', *Agricultural and Forest Meteorology*, **127**, 143-158.
- Solignac, P.A., Selves, J.L., Bêteille, J.P., and Gastellu-Etchegorry, J.P., 2007." Scintillometer data processing enhancement by Gabor transform and expansion", *Proc. IEEE IMTC, May 2007, Warsaw, Poland*.
- Solignac, P.A. "Réalisation d'un scintillomètre et traitement numérique. Estimation de la vitesse du vent", *Journée Ecole Doctorale GEET, Mars 2008, Toulouse*.
- Solignac, P.A., Brut, A., Selves, J.L., Bêteille, J.P., Gatsellu-Etchegorry, J.P., Keravec, P., Béziat, P., and Ceshia, E., 2009. 'Uncertainty analysis of the computation methods to derive the sensible heat flux from scintillometer', *submitted to AMT in April 2009*.
- Sorbjan, Z., 1993. 'Notes and Correspondance : Monin-Obukhov Similarity for Refractive Index Revisited', *J. of Atmos. Sci.*, **50**, 21, 3677-3679.

- Strohbehn J., 1968. 'Line-of-sight wave propagation through the turbulent atmosphere', *Proceedings of the IEEE*, **56**, 1301–1318.
- Strohbehn, J. W., 1978. 'Laser Beam Propagation in the Atmosphere', Springer-Verlag, Berlin.
- Sutton, O. G. 1953 *Micrometeorology*, McGraw-Hill, London.
- Svanberg, S., 2002. 'Geophysical gas monitoring using optical techniques : volcanoes, geothermal fields and mines', *Opt. And Lasers in Engineering*, **37**, pp. 245-266.
- Tatarskii V. I., 1961: *Wave Propagation in a Turbulent Medium*. McGraw Hill, 232 pp.
- Thiermann V. and Grassl H., 1992. 'The measurement of turbulent surface-layer fluxes by use of bichromatic scintillation', *Boundary-Layer Meteorol.*, **58**, 367–389.
- Thiermann, V. 1992. 'A displaced-beam scintillometer for line-averaged measurements of surface layer turbulence' pp. 244–247, *Proceedings of the Tenth Symposium on Turbulence and Diffusion*.
- Thomasson, A., 2001. 'Evaluation and calibration methods for lidar/DIAL measurements in ambient air', *Ph.D. Thesis*, Univ. Claude Bernard Lyon I, Lyon, France.
- Twine, T. E., Kustas, W. P., Norman, J. M., Cook, D. R., Houser, P. R., Meyers, T.P., Prueger, J.H., Starks, P.J. and Wesely, M.L., 2000. 'Correcting Eddy-Covariance Flux Underestimates over a Grassland', *Agric. For. Meteorol.* **103**, 279-300.
- U.S. Standard Atmosphere, 1976, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1976.
- Van der Hoven, I., 1957. 'Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour', *J. Meteorol.*, **14**, 160-164.
- Van Dijk, A., Moene, A.F., and De Bruin, H.A.R., 2004. 'The principles of surface flux physics theory, practice and description of the ECPACK library', Internal report 2004/1, Meteorology and Air Quality Group, Wageningen University, Wageningen, the Netherlands, 99pp.
- Van Ulden, A.P., 1978. 'Simple estimates for vertical diffusion from sources near the ground', *Atmos. Environ.*, **12**, 2125-2129.
- Verma, S.B., Rosenberg, N.J., and Blad, B.L., 1978. 'Turbulent Exchange coefficient for sensible heat and water vapor under advective conditions', *J. Appl. Meteorol.*, **17**, pp. 303-338.
- Vesala, T., Kljun, N., Rannik, U., Rinne, J., Sogachev, A., Markkanen, T., Sabelfeld, K., Foken, Th., Leclerc, M.Y., 2008. 'Flux and concentration footprint modelling: State of art', *Environmental Pollution*, **152**, 653-666.

- Von Randow, C., Kruijt, B., Holtslag, A.A.M., deOliveira, M.B.L., 2008. 'Exploring eddy-covariance and large-aperture scintillometer measurements in an Amazonian rain forest', *Agr. For. Meteorol.*, **148**, pp 680-690.
- Wang, T.I, G. R. Ochs, and R. S. Lawrence, 1981: Wind measurements by the temporal cross correlation of the optical scintillations. *Appl. Opt.*, **20**, 4073–4081.
- Wang, T., Ochs, G., Clifford, S., 1978. 'Saturation-Resistant optical scintillometer to measure C_n^2 ', *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 334-338.
- Webb, E.K. Pearman, G.I., Leuning, R., 1980. 'Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapor transfer', *Q.J Roy. Meteor. Soc.* **106**, 85-100.
- Wesely, M.L., 1976. 'The combined effect of Temperature and humidity Fluctuations on Refractive index', *J. Appl. Meteorol.* **15**, 43-49.
- Wolf, J.P., 2000. 'UV-DIAL-Lidar techniques for air pollution monitoring'. In: R.A. Meyers, Editor, *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, 3, Wiley, New York, pp. 2226–2247.
- Wolf, A., Saliendra, N., Akshalov, K., Johnson, D.A., and Laca, E., 2008. 'Effects of different eddy covariance correction schemes on energy balance closure and comparison with the modified Bowen ratio system', *Agr. And For. Meteorol.*, **148**, 942-952.
- Wyngaard, J. C., Izumi, Y., and Collins, Jr., S. A., 1971. 'Behavior of the Refractive Index Structure Parameter near the Ground', *J. Opt. Soc. Amer.*, **61**, 1646–1650.
- Wyngaard J.C. (1973). On surface-layer turbulence. In: Haugen D.A. (ed.), *Workshop on Micrometeorology*, pp. 101–149, Boston, Mass. American Meteorological Society.
- Wyngaard, J.C., Pennell, W.T., Lenschow, D.H, and LeMone M.A., 1978. 'The temperature-humidity covariance budget in the convective boundary layer', *J. Atmos. Sci.*, **35**, 47-58.