



HAL
open science

Études sur la filamentation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air

Rami Salamé

► **To cite this version:**

Rami Salamé. Études sur la filamentation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air. Autre [cond-mat.other]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2009. Français. NNT : 2009LYO10124 . tel-00521867v2

HAL Id: tel-00521867

<https://theses.hal.science/tel-00521867v2>

Submitted on 21 Jul 2011

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

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD – LYON 1

pour l'obtention

du **DIPLÔME** de **DOCTORAT**

(arrêté du 7 août 2006)

présentée et soutenue publiquement le

24 juillet 2009

par

Rami SALAME

Études sur la filamentation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air

Directeurs de thèse : Jérôme KASPARIAN et Jean-Pierre WOLF

JURY: Mme Natalia DEL FATTI, Président
 M. Ludger WÖSTE, Rapporteur
 M. Christoph HAURI, Rapporteur
 M. John M. DUDLEY, Examineur
 M. Jérôme KASPARIAN
 M. Jean-Pierre WOLF

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD – LYON 1

pour l'obtention

du **DIPLÔME** de **DOCTORAT**

(arrêté du 7 août 2006)

présentée et soutenue publiquement le

24 juillet 2009

par

Rami SALAME

Études sur la filamentation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air

Directeurs de thèse : Jérôme KASPARIAN et Jean-Pierre WOLF

JURY: Mme Natalia DEL FATTI, Président
 M. Ludger WÖSTE, Rapporteur
 M. Christoph HAURI, Rapporteur
 M. John M. DUDLEY, Examineur
 M. Jérôme KASPARIAN
 M. Jean-Pierre WOLF

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

Président de l'Université

Vice-président du Conseil Scientifique

Vice-président du Conseil d'Administration

Vice-président du Conseil des Etudes et de la Vie Universitaire

Secrétaire Général

M. le Professeur L. Collet

M. le Professeur J.F. Mornex

M. le Professeur G. Annat

M. le Professeur D. Simon

M. G. Gay

UFR SANTE

Composantes

UFR de Médecine Lyon R.T.H. Laënnec

UFR de Médecine Lyon Grange-Blanche

UFR de Médecine Lyon-Nord

UFR de Médecine Lyon-Sud

UFR d'Odontologie

Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques

Institut Techniques de Réadaptation

Département de Formation et Centre de Recherche en Biologie Humaine

Directeur : M. le Professeur P. Cochat

Directeur : M. le Professeur X. Martin

Directeur : M. le Professeur J. Etienne

Directeur : M. le Professeur F.N. Gilly

Directeur : M. le Professeur D. Bourgeois

Directeur : M. le Professeur F. Locher

Directeur : M. le Professeur Y. Matillon

Directeur : M. le Professeur P. Farge

UFR SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Composantes

UFR de Physique

UFR de Biologie

UFR de Mécanique

UFR de Génie Electrique et des Procédés

UFR Sciences de la Terre

UFR de Mathématiques

UFR d'Informatique

UFR de Chimie Biochimie

UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et Sportives

Observatoire de Lyon

Institut des Sciences et des Techniques de l'Ingénieur de Lyon

Institut Universitaire de Technologie A

Institut Universitaire de Technologie B

Institut de Science Financière et d'Assurance

Directeur : Mme. la Professeure S. Fleck

Directeur : M. le Professeur H. Pinon

Directeur : M. le Professeur H. Ben Hadid

Directeur : M. le Professeur G. Clerc

Directeur : M. le Professeur P. Hantzpergue

Directeur : M. le Professeur A. Goldman

Directeur : M. le Professeur S. Akkouche

Directeur : Mme. la Professeure H. Parrot

Directeur : M. C. Collignon

Directeur : M. le Professeur R. Bacon

Directeur : M. le Professeur J. Lieto

Directeur : M. le Professeur M. C. Coulet

Directeur : M. le Professeur R. Lamartine

Directeur : M. le Professeur J.C. Augros

Remerciements

La première leçon que j'ai apprise en commençant mon travail de thèse est qu'il est très loin d'être un travail solitaire. Je tiens donc à remercier toute personne avec laquelle j'ai travaillé durant les trois années de ma thèse, en m'excusant auprès celles que j'aurais pu involontairement oublié.

Je commence par remercier chaleureusement mes directeurs de thèse **Jérôme Kasparian** et **Jean-Pierre Wolf**, sans lesquels ce travail n'aurait pas pu être réalisé.

Merci **Jean-Pierre** de m'avoir donné la chance de travailler dans tes équipes à Lyon et à Genève, pour ton support, ta patience, tes idées et tes remarques judicieuses. Je n'oublierai jamais que j'ai eu la chance de rencontrer, discuter et travailler avec un homme de science comme toi.

Merci **Jérôme** pour milles et milles choses : pour ta gentillesse, ton support à la fois scientifique et humain, ton optimisme et ton enthousiasme même quand j'avais la fausse impression que rien ne marchait. Merci pour tes idées par milliers, ta volonté de donner, avec plaisir, toute aide possible, ta disponibilité pour discuter, répondre à mes questions, lire, corriger et relire mon manuscrit de thèse si efficacement que soigneusement. Avec un grand sourire et un merci infiniment grand, je t'exprime toute ma gratitude.

Je poursuis la tâche si touchante que délicate qu'est l'expression de mes remerciements avec mon équipe d'accueil ; **l'équipe PUBLI** à Lyon que je tiens à remercier l'ensemble de ses chercheurs, doctorants et support technique. J'exprime mes grands remerciements à **Estelle** sans qui je n'aurai rien pu faire si facilement : de la formation laser au laboratoire et dans le conteneur du Teramobile, au soin généreux avant, pendant et durant les manip et la période de rédaction de ma thèse, dans tous les sens et avec tous les détails !! Merci pour ta patience, ton support scientifique et même administratif qui s'est poursuivi après le jour de ma soutenance. Un grand merci pour **Noëlle**, pour tes conseils utiles et tes nombreuses belles idées, pour les longues heures de manip et tout le travail qu'on a réalisé ensemble et avec les autres, au Lasim, à l'école centrale de Lyon et à Berlin. Merci pour ta disponibilité, ton support, pour les discussions fructueuses et les remarques judicieuses. Un merci tout particulier, très reconnaissant, à toi cher **Paolo**. Ton arrivée dans notre équipe a profondément marqué mon travail de thèse, l'a donné la joie et la vie. Merci pour ta gentillesse, ton support, ta disponibilité pour entendre, discuter, expliquer, proposer des solutions, aider, encourager... même après avoir quitté notre équipe. Merci pour toutes les discussions, toutes les courbes, toutes les idées et remarques qui m'ont été très utiles durant la rédaction de ma thèse et les répétitions. J'adresse aussi mes remerciements à **Hao** pour toutes les nuits de mesures qu'on a passées ensemble à Lyon et à Berlin, ainsi que pour toutes les discussions scientifiques et culturelles, les mots chinois que tu m'as appris pendant notre séjour à Berlin et tout.

Ma reconnaissance va aussi à **Véronique** pour sa gentillesse, sa disponibilité, ses remarques judicieuses durant mes répétitions, ses conseils, son support pendant les manips et pour le partage du matériel et du laser. Merci également à **Jin** que j'ai eu comme professeur en master et qui m'a transmis une part de sa passion pour l'optique quantique et l'optique non-linéaire. Merci **Jin** pour ta disponibilité et ton aide, toujours avec un grand sourire. Je tiens aussi à remercier **Laurent, Roland, Christophe, Jérôme Morville, Vincent, Mathieu, Matthieu et Benoît** pour leur soutien et toutes discussions fructueuses, les coups de main pendant les manips, les commentaires pendant les répétitions, les repas de midi (avec les autres membres de l'équipe) et surtout pour leur gentillesse. Un merci souriant à **Myriam**, toujours souriante, optimiste et dynamique. Merci pour les discussions inoubliables en Français et en Arabe libanais (je sais que tu parles milles autres langues !!). Merci pour ton amitié, tes encouragements, tes conseils et tout...et bon courage pour la fin de ta thèse.

Je ne saurais oublier d'exprimer mes remerciements pour l'ensemble du **Lasim**, en particulier pour son directeur **Christian Bordas**, son secrétariat : **Aurélie, Yvette, Véronique**, son support technique : **Francisco, Sad, Xavier, Marc Barbaire, Marc Néri, Michel Kerleroux**. Merci pour tous les doctorants, surtout mes collègues de bureau : **Yara, Moussab, Mathieu et Julien**. Un grand merci, pour les autres collègues qui m'ont soutenu le jour de ma soutenance, pour les mots si touchants qu'ils m'ont écrits, le cadeau et tout.

Pendant ma deuxième et troisième année de thèse, j'ai passé six mois de stage au sein de l'équipe de recherche **GAP-Biophotonics** dirigé par Jean-Pierre Wolf. Je tiens tout d'abord à remercier **Laurent** de m'avoir proposé l'idée de faire ce stage et la région Rhône-Alpes pour le financement de mon séjour à Genève. Je remercie également l'ensemble du **laboratoire Genevois**, en particulier son directeur **Nicolas Gisin** et le **support technique et administratif**.

Un grand merci à **Yannick et Pierre-Marie**, avec lesquels j'ai passé de longues heures dans la salle de manip à faire des séries de mesure. Merci **Yannick** pour ton encouragement, tes remarques, ta patience et surtout pour ta gentillesse. Merci également pour le travail fructueux de jour comme de nuit durant la campagne de mesure à Berlin. Je souhaite aussi remercier **Michel**, le génie de tout, pour tout son aide et les belles pièces mécaniques qu'il sait faire. Je remercie également **Denis**, mon co-bureau talentueux, pour les repas de midi de chaque jour et les discussions inoubliables qu'on a eu ensemble...même en philosophie ! Merci également à **Ariana et Luigi** pour leurs encouragements et leur patience quand leur manip ne marchait pas à cause de la notre!! Merci pour le partage et la mise en route du laser et tout le support qu'ils m'ont donné. Un grand merci à **Jérôme Extermann**, l'expert de la ville de Genève. Merci pour tout le support que tu m'as donné, pour la formation laser, les discussions scientifiques fructueuses, et les soirées qu'on a passé ensemble, « Choukran » **Jérôme**. Un merci très amical à **Pierre** pour les discussions qu'on a eu ensemble à Lyon et à Genève, pour ton aide même avant le début de ma thèse, en

stage (tu étais le premier à m'accueillir le jour de mon arrivée en stage). Merci **Pierre** pour la formation laser, Matlab, Labview, et les idées de manips aussi simples qu'efficaces, pour ton aide et ta disponibilité pendant la rédaction. Un grand merci pour le trajet Gaillard-Genève-Gaillard qu'on a fait ensemble chaque matin dans ta voiture. Merci également à **Stefano** et bon courage pour la suite de thèse.

Je tiens aussi à remercier les **téramobilistes Berlinois** : Prof. **WÖSTE**, **Kamil**, **Philipp**, **Manuel**, **Walter** et le **support technique et administratif**. Merci pour les longues nuits de mesure qu'on a passé ensemble, pour les idées et les discussions fructueuses, pour les repas de midi et de nuit (**Walter**, tu manges encore au resto vietnamien ?), pour l'organisation de mon séjour à Berlin (**Kamil**) et tout.

Je remercie également tous les membres de mon jury de thèse qui ont accepté cette tâche avec plaisir.

Finalement, je remercie infiniment toute **ma famille** au Liban, surtout mon frère **Houssam**, pour leur soutien et leur amour sans lesquels je n'aurais pu rien faire.

..... MERCI A TOUS !!!!!!!

Résumé

La propagation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air se fait sous la forme de structures d'une centaine de micromètres de diamètre appelées filaments, qui ont entre autres les propriétés d'être autoguidées, de se propager sur plusieurs centaines de mètres, de générer un continuum de lumière blanche, etc. Ces propriétés originales trouvent de nombreuses applications dans le domaine de la télédétection des polluants par mesures lidar, le déclenchement et le guidage de la foudre par laser, le LIBS à distance, etc.

Au cours de mon travail de thèse, nous avons mené de nombreuses expériences de laboratoire et sur terrain dans le cadre du projet Teramobile. Nous avons en particulier étudié les propriétés géométriques de la filamentation, sa robustesse dans une région de turbulence étendue, la propagation verticale d'un faisceau d'impulsions ultrabrèves dans un régime multijoules, et des applications atmosphériques de la filamentation. Nous avons par exemple caractérisé la distribution angulaire de l'émission conique dans le visible et dans l'ultraviolet. Nous avons également prouvé que la turbulence atmosphérique n'est pas un facteur limitant de la propagation des filaments qui arrivent même à garder leurs propriétés spectrales nécessaires aux applications atmosphériques. Enfin nous avons illustré une méthode de déclenchement et de guidage de foudre par laser et réalisé une expérience de condensation de gouttelettes d'eau assistée par laser en laboratoire ainsi que dans une atmosphère réelle.

Table des matières

Résumé	i
Table des matières	iii
Introduction	1
1 État de l’art et cadre théorique	5
1.1 Propagation linéaire des impulsions laser dans l’air	6
1.1.1 De l’équation d’onde au faisceau gaussien	6
Équation d’onde	6
Équation paraxiale de Helmholtz	7
Faisceau gaussien	8
1.1.2 Processus linéaires de propagation	9
Diffraction	10
Dispersion de la vitesse de groupe	10
1.2 Processus non-linéaires de propagation	11
Équation de propagation et concept de la non-linéarité	11
Réponse non-linéaire du milieu de propagation	12
Automodulation de phase	13
Autofocalisation par effet Kerr	14
Ionisation de l’air et génération de plasma	16
Filamentation	18
Multifilamentation des impulsions laser de très forte puissance	19
1.3 Propriétés des filaments	20
1.3.1 Robustesse dans une atmosphère « hostile »	20
1.3.2 Propagation à grande échelle	20
1.3.3 Génération de lumière blanche	21
Émission conique	21
1.4 Génération d’impulsions laser ultrabrèves	22
1.4.1 Amplification à dérive de fréquence et laser ultrabref	22
1.4.2 Différentes chaînes laser utilisées dans nos expériences	24

1.4.3 Le système laser Teramobile.....	25
La chaîne laser.....	26
Le compresseur et la compensation de la DVG.....	26
Le télescope d'émission.....	27
Références.....	29
2 Propriétés géométriques de la filamentation.....	33
2.1 Effet de la focalisation sur la filamentation.....	34
2.1.1 Effet d'une focalisation uniforme.....	34
Principe de l'expérience.....	34
Zone de filamentation en dépendance de la focalisation et du chirp.....	35
2.1.2 Étude de l'effet de la focalisation non-uniforme.....	37
2.1.2.1 Principe de l'expérience.....	37
2.1.2.2 Résultats et discussion.....	38
Effet d'une lentille semi-circulaire sur la longueur de filamentation.....	38
Effet sur la longueur de filamentation d'une lentille circulaire placée au centre du faisceau.....	40
2.1.2.3 Conclusion.....	42
2.2 Caractérisation angulaire de l'émission conique.....	42
2.2.1 Principe de l'expérience.....	43
2.2.2 Dépendance angulaire de l'émission conique.....	44
2.2.3 Différentes interprétations de l'émission conique.....	45
Réfraction par le plasma.....	45
Mélange à quatre ondes et accord de phase.....	46
Les X-Waves.....	46
Émission Čerenkov.....	47
Discussion.....	47
2.2.4 Mesure de l'efficacité de conversion.....	48
2.2.5 Conclusion.....	50
2.3 Analyse de la lumière blanche rétroémise par un filament.....	50
2.3.1 Shéma expérimental et principe de l'expérience.....	50
2.3.2 Dépendance angulaire de la rétroémission.....	52
2.3.3 Mesures sans focalisation préalable du faisceau.....	53
2.3.4 Discussion.....	54

2.3.5 Conclusion.....	55
2.4 Étude de la réflexion de micro-ondes sur un réseau de filaments	55
2.4.1 Introduction	55
2.4.2 Étude préliminaire	56
2.4.3 Réalisation d'un réseau de filaments.....	57
2.4.4 Premiers essais de mesure d'un signal micro-onde réfléchi sur le réseau de filaments	58
2.5 Conclusion générale du chapitre	59
Références	61
3 Impacts de la turbulence de l'air sur la filamentation.....	63
3.1 Objectifs et motivation.....	64
3.2 La turbulence.....	64
3.2.1 Théorie de Kolmogorov et grandeurs caractéristiques de la turbulence	65
Turbulence localement homogène et isotrope.....	65
Variations de C_n^2 , l_0 et L_0 en fonction de l'altitude	68
3.3 Effet de la turbulence sur la naissance et la propagation des filaments	70
3.3.1 Dispositif expérimental	70
3.3.2 Mode de traitement et calcul de C_n^2	72
3.3.3 Effet de la puissance sur la stabilité de pointé	72
3.3.4 Effet de la turbulence sur la filamenation	73
3.3.5 Comparaison avec la turbulence localisée	74
3.3.6 Discussion	76
3.3.7 Conclusion.....	78
3.4 Effet de la turbulence sur les propriétés spectrales des filaments	78
3.4.1 Effet de la turbulence sur les corrélations entre les longueurs d'onde du spectre élargi	79
3.4.1.1 Dispositif expérimental et mode de traitement	79
Cartes de corrélation.....	80
3.4.1.2 Résultats et discussion.....	81
Effet de la position de la zone turbulente.....	83
Effet de la puissance crête des impulsions incidentes.....	85
3.4.1.3 Conclusion.....	87

3.4.2 Effet de la turbulence sur la génération de la troisième harmonique	87
Dispositif expérimental et mode de traitement	87
Résultats et discussion.....	88
3.4.3 Conclusion.....	89
3.5 Conclusion générale du chapitre	89
Références	91
4 Propagation et applications atmosphériques de la filamentation.....	93
4.1 Propagation atmosphérique verticale des impulsions laser ultrabrèves multijoules	93
4.1.1 Problématique.....	94
4.1.2 L'installation laser Alisé	95
4.1.3 Montage expérimental.....	97
4.1.4 Résultats et discussion	98
Profils du laser en fonction de la focalisation	98
Effet du chirp sur la filamentation.....	99
Propagation du continuum de lumière blanche jusqu'à 20 km d'altitude.....	101
Dépendance en chirp de la génération de lumière blanche	102
4.1.5 Conclusion.....	104
4.2 Vers le déclenchement et le guidage de la foudre par des impulsions laser ultrabrèves.....	105
4.2.1 Introduction	105
4.2.2 Différentes méthodes de déclenchement et de guidage de la foudre	106
Utilisation des fusées pour déclencher et guider la foudre.....	106
Utilisation des lasers pour déclencher et guider la foudre	107
Approche Teramobile.....	109
4.2.3 Problématique.....	110
Utilisation d'une seconde impulsion	110
4.2.4 Décharges haute-tension induites par laser	110
4.2.4.1 Dispositif expérimental	111
4.2.4.2 Résultats et discussion.....	112
Effet des impulsions femtosecondes sur la probabilité de décharge.....	112
Effet d'une seconde impulsion nanoseconde	113
4.2.5 Conclusion	115
4.3 Condensation assistée par laser	116

4.3.1 Expériences en laboratoire	116
4.3.1.1 Principe d'une chambre à nuage	117
4.3.1.2 Dispositif expérimental	117
Chambre à diffusion	118
Chambre chaude.....	119
Système de détection.....	119
4.3.1.3 Résultats et discussion.....	120
4.3.2 Condensation assistée par laser dans les conditions atmosphériques réelles	123
Conditions atmosphériques de l'expérience.....	123
Dispositif expérimental	123
Traitement statistique des signaux lidar	124
4.3.2.1 Résultats et discussion.....	125
Contribution de la fragmentation à la condensation assistée	126
4.3.3 Conclusion.....	127
Références	128
Conclusion et perspectives.....	133

Introduction

Les laser ultrabrefs et ultraintenses constituent une génération de laser largement utilisée à travers le monde dans différents domaines de la recherche et de l'industrie. Grâce à la technique d'amplification à dérive de fréquence ces laser sont capables de générer des impulsions de durées typiquement de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes voire moins, et des puissances de l'ordre du térawatt pour une énergie par impulsion de dizaines à quelques centaines de millijoules.

En particulier, la non-linéarité de l'air se dévoile à ce niveau de puissance et les impulsions laser changent de mode de propagation. Elles arrivent notamment à s'affranchir de la limite de diffraction et se propagent sous la forme de structures autoguidées d'une centaine de microns de diamètre.

Ces structures appelées filaments possèdent de nombreuses propriétés outre l'autoguidage, telles qu'une haute intensité d'environ 10^{13} W/cm², leur capacité de se propager sur des centaines de mètres, leur conductivité électrique bien supérieure à celle de l'air, la génération de la lumière blanche, etc.

De nos jours, les propriétés originales de la filamentation ouvrent la porte à de nombreuses applications potentielles dans différents domaines. Citons par exemple la spectroscopie à distance par ablation laser (LIBS) basée sur la haute intensité que transportent les filaments ou, dans le domaine des applications atmosphériques la télédétection de plusieurs polluants à la fois par la technique lidar non-linéaire, basée sur la génération de lumière blanche par les filaments. Une autre application encore plus spectaculaire est le déclenchement et le guidage de la foudre par laser, qui profite des propriétés de conductivité électrique des filaments. Dans le même domaine, citons la condensation assistée par laser qui se base essentiellement sur l'ionisation de l'air par les filaments de très haute intensité. A cette liste non exhaustive d'applications, nous pouvons ajouter le guidage des micro-ondes par les filaments, la communication avec ou entre les satellites, etc.

Les applications atmosphériques envisagées exigent entre autres la compréhension, la caractérisation et la maîtrise du processus de la filamentation, et de la physique de propagation des impulsions laser ultrabrèves et ultraintenses dans l'air. Pour répondre à ces exigences, il est nécessaire de disposer d'un système laser capable à la fois de générer des

impulsions ultrabrèves et ultraintenses et de sortir du laboratoire pour s'adapter aux différentes conditions expérimentales, y compris la propagation verticale dans l'atmosphère. Depuis sa mise en service en l'an 2000, notre outil pour la réalisation de ce genre d'expériences est le système laser Teramobile¹, le premier système laser femtoseconde térawatt mobile du monde.

C'est dans ce cadre que je présente mon travail de thèse, durant lequel nous avons mené plusieurs expériences de laboratoire et plusieurs campagnes de mesures sur le terrain.

Dans le but d'optimiser la géométrie de la filamentation en regard des applications atmosphériques, nous présenterons au deuxième chapitre l'effet de la focalisation uniforme et non-uniforme d'un faisceau laser femtoseconde térawatt du plasma généré dans la zone de filamentation. En outre, nous avons caractérisé angulairement et spectralement la lumière blanche émise sous la forme d'une émission conique, ainsi que celle émise vers l'arrière.

Dans le but de se rapprocher des conditions atmosphériques réelles, nous présenterons dans le troisième chapitre une étude en laboratoire de l'effet de la turbulence sur la formation et la propagation des filaments ainsi que sur la conservation de leurs propriétés spectrales.

Par ailleurs, le quatrième chapitre est consacré à l'étude de la propagation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air et la réalisation des applications atmosphériques potentielles de la filamentation. En particulier, nous avons utilisé l'installation laser *Alisé* pour étudier la propagation atmosphérique verticale des impulsions ultrabrèves dans un régime multijoules, dans le but de caractériser la physique de propagation à ce niveau d'énergie et de puissance. Quant aux applications atmosphériques, nous avons étudié la possibilité du déclenchement et du guidage de la foudre par laser, à une échelle de quelques mètres grâce à l'installation haute tension du laboratoire Ampère de l'École Centrale de Lyon. Dans le même domaine d'application, nous avons étudié la capacité des filaments à assister la condensation de gouttelettes sous des conditions contrôlées en laboratoire, ainsi que dans l'atmosphère réelle.

Avant de détailler le travail expérimental réalisé au cours de ma thèse, nous donnerons dans le premier chapitre les outils nécessaires pour traiter la filamentation. En particulier, nous

¹ Le projet Teramobile a regroupé depuis son lancement en l'an 2000 les laboratoires de recherche suivants :

- Laboratoire de spectrométrie ionique et moléculaire (Université de Lyon – France).
- Laboratoire d'optique appliquée (École Polytechnique – France).
- Institut für Quantenelektronik (Université de Jena – Allemagne).
- Institut für Experimentalphysik (Université libre de Berlin – Allemagne).
- GAP-Biophotonics (Université de Genève – Suisse).
- Forschungszentrum Dresden–Rossendorf (Allemagne).

rappellerons les phénomènes linéaires et non-linéaires de propagation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air, ainsi que la technique de génération de ces impulsions et la description du système laser Teramobile.

Chapitre 1

État de l'art et cadre théorique

Un an après l'invention du laser par Théodore Maiman en 1960 [1], Franken *et al.* [2] observèrent une génération de seconde harmonique en focalisant un faisceau laser à rubis (694,2 nm) sur un cristal de quartz. C'est ainsi qu'une nouvelle branche de l'optique est née : l'optique non-linéaire, qui attire la grande attention des chercheurs à travers le monde.

Cependant, il a fallu attendre le développement de la technique d'amplification à dérive de fréquence en 1985 [3] pour pouvoir générer des impulsions laser suffisamment intenses et capables d'induire des effets non-linéaires dans un milieu transparent tel que l'air. La propagation de telles impulsions ultrabrèves et ultraintenses est fortement non-linéaire et son étude nécessite la compréhension de nombreux phénomènes physiques mis en jeu.

Dans ce chapitre nous présenterons les outils théoriques nécessaires à la compréhension de la physique de la propagation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air. Nous commencerons tout d'abord par rappeler les équations linéaires de propagation des ondes lumineuses et les propriétés d'un faisceau gaussien. Ensuite, nous décrirons les principaux phénomènes linéaires de propagation des impulsions laser dans l'air, à savoir : la diffraction naturelle et la dispersion de la vitesse de groupe. Dans la deuxième partie du chapitre, nous expliquerons les processus non-linéaires de propagation mis en jeu tels que l'automodulation de phase et la filamentation dont nous résumerons les principales propriétés originales. Nous terminerons ce chapitre par un rappel du principe de fonctionnement d'une chaîne laser CPA, un résumé des principales caractéristiques des autres laser utilisés pendant ce travail de thèse et une description du système laser Teramobile.

1.1 Propagation linéaire des impulsions laser dans l'air

1.1.1 De l'équation d'onde au faisceau gaussien

Dans la suite nous présenterons les principales équations de la propagation linéaire [4] des ondes lumineuses. Nous commencerons par l'équation d'onde la plus générale, et ensuite nous rappellerons l'équation paraxiale de Helmholtz dont la solution usuelle est la fonction d'onde gaussienne qui décrit la propagation d'une impulsion laser.

Équation d'onde

Dans une approche ondulatoire de la lumière, une onde lumineuse vérifie l'équation d'onde :

$$\nabla^2 U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1)$$

où ∇^2 est l'opérateur laplacien donné par : $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, U la fonction d'onde et c la vitesse de l'onde dans le milieu de propagation.

Dans le domaine de l'optique, U représente le champ électrique E de l'onde lumineuse et c la vitesse de la lumière dans le milieu de propagation.

Pour décrire complètement une onde lumineuse, on utilise la fonction d'onde complexe :

$$E(r, t) = E(r) \cdot \exp(i\omega t) \quad (1.2)$$

où ω est la fréquence angulaire exprimée en $rd.s^{-1}$ et $E(r)$ l'amplitude complexe du champ électrique exprimée en V/m et écrite sous la forme :

$$E(r) = \varepsilon(r) \cdot \exp(i\varphi(r)) \quad (1.3)$$

où $\varepsilon(r)$ est le module de l'amplitude complexe et $\varphi(r)$ sa phase exprimée en *radian*.

La fonction complexe $E(r, t)$ étant une fonction d'onde, doit vérifier l'équation **1.1**. Ainsi en la substituant dans celle-ci nous obtenons l'équation de Helmholtz :

$$(\nabla^2 + k^2) E(r) = 0 \quad (1.4)$$

où $k = \frac{\omega}{c}$ est le nombre d'onde exprimé en m^{-1} .

Une solution simple de l'équation de Helmholtz est l'onde plane :

$$E(\vec{r}) = E_0 \cdot \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.5)$$

où E_0 est l'amplitude de $E(\vec{r})$ et \vec{k} le vecteur d'onde qui a pour module le nombre d'onde k . Pour simplifier, on considère généralement une direction de propagation z selon \vec{k} , donc l'équation 1.5 devient :

$$E(z) = E_0 \cdot \exp(-ik \cdot z) \quad (1.6)$$

Équation paraxiale de Helmholtz

Une onde dont les fronts d'onde sont quasiment plans est dite paraxiale (Fig. 1.1). Elle peut être traitée comme une onde plane (Éq. 1.5) avec une amplitude $E_0(r)$ qui varie très peu sur une distance de propagation Δz égale à la longueur d'onde. En d'autres termes : $\Delta E_0 \ll E_0$ sur une distance $\Delta z = \lambda$.

Or $\Delta E_0 = \frac{\partial E_0}{\partial z} \Delta z$ d'où $\frac{\partial E_0}{\partial z} \lambda \ll E_0$ et donc $\frac{\partial E_0}{\partial z} \ll \frac{E_0}{\lambda} = \frac{E_0 k}{2\pi}$. Finalement $\frac{\partial E_0}{\partial z} \ll k E_0$.

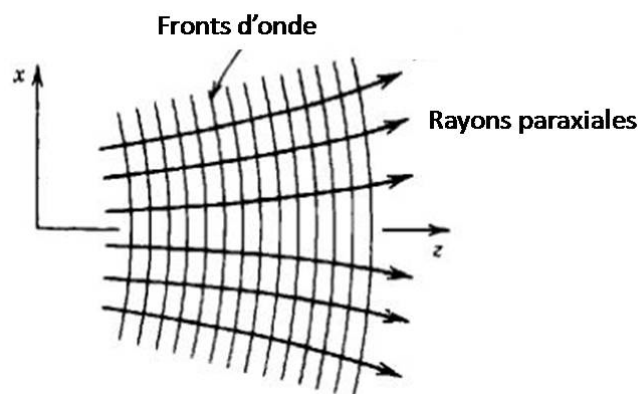


Fig. 1.1- Onde paraxiale où les fronts d'ondes sont quasiment plans [4].

De même, en dérivant l'inégalité $\frac{\partial E_0}{\partial z} \ll k E_0$ par rapport à z , on démontre que $\frac{\partial^2 E_0}{\partial z^2} \ll k^2 E_0$

En substituant $\frac{\partial E_0}{\partial z} \ll kE_0$ et $\frac{\partial^2 E_0}{\partial z^2} \ll k^2 E_0$ dans l'équation **1.4** on obtient l'équation paraxiale de Helmholtz :

$$\nabla_T E_0 - 2ik \frac{\partial E_0}{\partial z} = 0 \quad (1.7)$$

où ∇_T est le laplacien transversal : $\nabla_T = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

Faisceau gaussien

Une solution communément utilisée de l'équation paraxiale de Helmholtz est la fonction d'onde gaussienne (**Fig. 1.2**) qui décrit généralement la propagation d'une impulsion laser. Son amplitude complexe est donnée par :

$$E(\rho, z) = E'_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i\xi(z)\right) \quad (1.8)$$

où :

- E'_0 est une constante, elle représente l'amplitude au centre de l'impulsion ($r = 0$).
- w_0 est la largeur minimale du faisceau atteinte à $z = 0$ (le *waist* en anglais).
- $w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$ est la largeur du faisceau en fonction de la distance de propagation z .
- $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la longueur Rayleigh. C'est la distance sur laquelle le rayon du faisceau gaussien est multiplié par $\sqrt{2}$.
- $\rho = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ est la distance par rapport à l'axe de propagation (z). On a : $r^2 = \rho^2 + z^2$.
- $R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right]$ est le rayon de courbure du front d'onde.
- $\xi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$ est la phase de Gouy du faisceau.

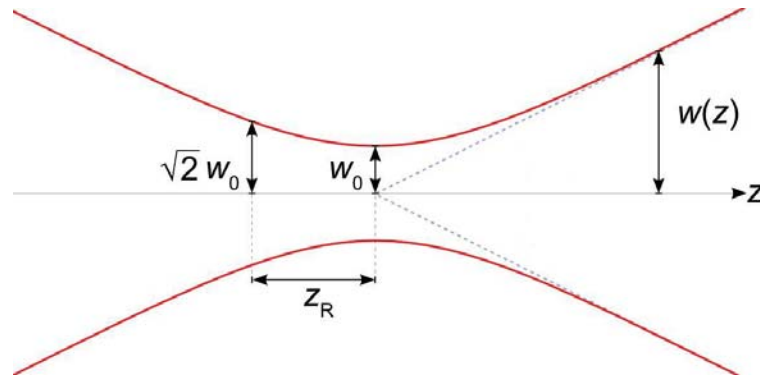


Fig. 1.2- Elargissement spatial d'un faisceau gaussien en propagation linéaire

Sachant que l'intensité optique est donnée par :

$$I(r) = \frac{\varepsilon_0 c_0 n}{2} |E(r)|^2 \quad (1.9)$$

où ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, c_0 la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu de propagation.

Pour un faisceau gaussien (Éq. 1.8) l'intensité I devient :

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp\left(-2 \frac{\rho^2}{w^2(z)}\right) \quad (1.10)$$

où $I_0 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c_0 n E_0'^2$ est une constante. Notons que $w(z)$ augmente avec z et donc, à ρ constante, l'intensité $I(z)$ diminue durant la propagation.

1.1.2 Processus linéaires de propagation

Avant de passer aux processus non-linéaires de propagation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air, nous présenterons les deux principaux processus linéaires qui y sont impliqués, à savoir : la diffraction et la dispersion de la vitesse de groupe.

Diffraction

Durant sa propagation, même dans le vide, un faisceau laser ne cesse de s'élargir spatialement par la diffraction naturelle (Éq. 1.8). Pour cette raison, l'intensité du faisceau diminue ce qui empêche sa propagation sur de longues distances (Éq. 1.10) .

Par exemple, pour un faisceau de largeur minimum de $100 \mu m$ à une longueur d'onde de 800 nm , la longueur de Rayleigh (Éq. 1.8) vaut $z_R = 3,9 \text{ cm}$ ce qui implique que dans un régime linéaire, la propagation est limitée à quelques distances Rayleigh, soit à quelques dizaines de centimètres.

Nous verrons plus tard (section 1.2) que les processus non-linéaires peuvent compenser les effets de la diffraction en rendant possible la propagation d'un faisceau bien au-delà de la distance de Rayleigh.

Dispersion de la vitesse de groupe

L'indice de réfraction d'un milieu transparent dépend de la longueur d'onde qui s'y propage, quelque soit sa nature : solide, liquide ou gaz. Cette dépendance est à l'origine de la **D**ispersion de la **V**itesse de **G**roupe (DVG).

Par exemple dans l'air, pour la plage de longueurs d'onde entre 185 nm et $1,7 \mu m$, cette dépendance est donnée par [5] :

$$(n_0 - 1) \times 10^8 = 8060,51 + \frac{2480990}{132,274 - k^2} + \frac{17455,7}{39,32957 - k^2} \quad (1.11)$$

où $k = 1/\lambda$ est le nombre d'onde exprimé en μm^{-1} .

L'équation 1.11 implique, comme le montre la figure 1.3, que l'indice de réfraction de l'air décroît avec les longueurs d'onde croissantes. Par conséquent, les composantes spectrales de grandes longueurs d'onde se propagent dans l'air plus vite que celles des plus courtes.

Il en résulte un allongement de la durée d'impulsion, et après une propagation d'une distance « d » dans le milieu dispersif, la nouvelle durée d'impulsion est donnée par [6]:

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{k'' \cdot d}{\tau_0^2} 4 \ln 2 \right)^2} \quad (1.12)$$

où τ est la durée de l'impulsion (FWHM) après la propagation dans le milieu dispersif, τ_0 la durée de l'impulsion initiale (FWHM) toutes les deux exprimées en fs , et $k'' \equiv \partial^2 k / \partial \omega^2_{\omega=\omega_0}$. Par exemple, $k'' = 0,2 fs^2 / cm$ dans l'air à $800 nm$ [6].

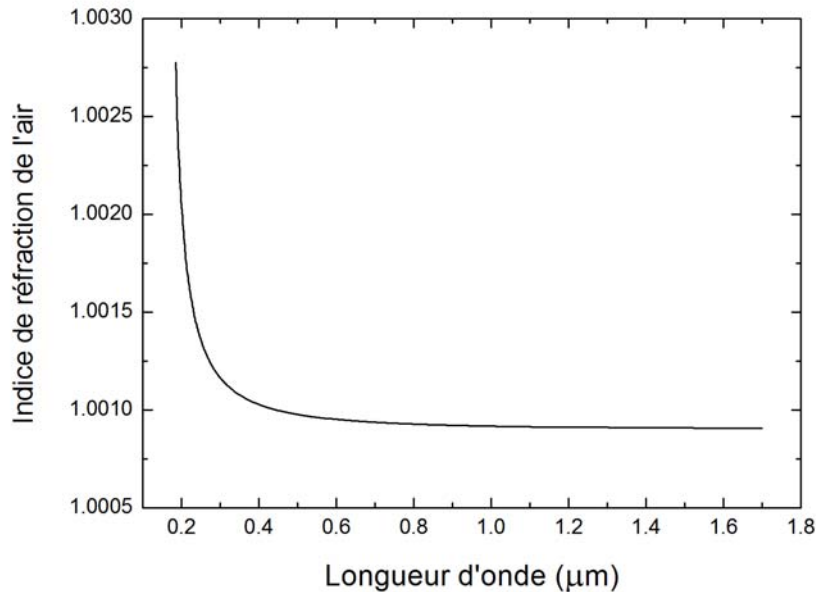


Fig. 1.3- Variation de l'indice de réfraction de l'air en fonction de la longueur d'onde

La conséquence directe de l'allongement de la durée de l'impulsion est la chute de la puissance crête qui empêche la propagation des impulsions sur de longues distances. Par exemple, une impulsion initiale de $60 fs$ à $800 nm$ est étirée à $926 fs$ après un kilomètre de propagation dans l'air, et ainsi la puissance est réduite d'un facteur de dix. Nous verrons plus bas dans la section **1.4** qu'il est possible de précompenser la DVG, et même de l'utiliser à notre avantage grâce aux réseaux du compresseur. Dans la suite, nous passerons au processus non-linéaires de propagation.

1.2 Processus non-linéaires de propagation

Équation de propagation et concept de la non-linéarité

Dans ce travail de thèse nous ne considérons que des intensités inférieures ou égales à $10^{17} W/cm^2$, en dessous des intensités relativistes où le milieu devient complètement ionisé.

Pour une onde lumineuse qui se propage dans un milieu polarisable avec des pertes, l'équation d'onde s'écrit directement à partir des équations de Maxwell [7] :

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \cdot \sigma \cdot \frac{\partial E}{\partial t} + \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1.13)$$

où σ est la conductivité du milieu et représente les pertes, μ_0 la susceptibilité magnétique et P la polarisation.

En fait, quand la lumière se propage dans un milieu, le champ électrique induit une polarisation qui dépend de l'amplitude et de la fréquence de la lumière incidente :

$$\vec{P}(\omega) = \vec{P}(\vec{E}(\omega)) \quad (1.14)$$

D'une manière complète, la polarisation s'écrit sous la forme d'un développement en série de puissance du champ électrique :

$$\vec{P} = \varepsilon [\chi^{(1)} \vec{E} + (\chi^{(2)} \vec{E}) \vec{E} + ((\chi^{(3)} \vec{E}) \vec{E}) \vec{E} + \dots] \quad (1.15)$$

où ε est la permittivité diélectrique du milieu et $\chi^{(1,2,3,\dots,n,\dots)}$ sont les tenseurs de susceptibilité électrique d'ordre (n) et de rang ($n+1$).

A faible intensité, seul le premier terme de l'équation 1.15 est considéré. On est alors dans le domaine de l'optique linéaire où la polarisation est proportionnelle à E :

$$\vec{P}(\omega) = \varepsilon \chi^{(1)}(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (1.16)$$

Cependant, pour une intensité suffisamment élevée les termes de plus haut degré ne sont plus négligeables : c'est le domaine de l'optique non-linéaire.

Réponse non-linéaire du milieu de propagation

Dans des milieux centrosymétriques tel que l'air, tous les éléments des tenseurs de susceptibilités $\chi^{(2n)}$ ($n \geq 1$) sont identiquement nuls. Par conséquent la réponse non-linéaire de ces milieux commence avec $\chi^{(3)}$.

Étant donné que l'air est un milieu isotrope, le tenseur de 3^{ème} degré $\chi^{(3)}$ est alors caractérisé par un seul paramètre n_2 appelé indice de réfraction non-linéaire :

$$\chi^{(3)} = \frac{4}{3} \varepsilon_0 c n_0^2 n_2 \quad (1.17)$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire de l'air ($n_0 \approx 1$), $n_2 = 3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 / \text{W}$ [8] ϵ_0 et c sont respectivement la permittivité diélectrique du vide et la célérité de la lumière dans l'air.

L'indice de réfraction de l'air est alors donné par :

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1.18)$$

Si l'on considère un profil d'intensité non homogène dans le domaine spatial et temporel, le gradient d'indice de réfraction $\Delta n(r, t) = n_2 I(r, t)$ est alors non nul. Notamment pour un profil gaussien du faisceau, le profil d'indice de réfraction est une gaussienne.

Il en résulte un effet connu sous le nom de *l'effet Kerr optique* qui se manifeste dans le domaine spatial par *l'autofocalisation* du faisceau et dans le domaine temporel par *l'automodulation de phase*.

Automodulation de phase

Comme nous l'avons dit plus haut, l'intensité I est dépendante du temps, il en est de même de l'indice de réfraction : $n(t) = n_0 + n_2 I(t)$.

Le vecteur d'onde devient alors dépendant du temps :

$$k(t) = \frac{n(t)\omega_0}{c_0} = \frac{n_0\omega_0}{c_0} + \frac{n_2\omega_0}{c_0} I(t) \quad (1.19)$$

où ω_0 est la fréquence initiale et c_0 la vitesse de la lumière dans le vide.

Cet effet induit un déphasage dépendant du temps :

$$\Phi(t) = \omega_0 t - k(t)z = \omega_0 t - \frac{n_0\omega_0}{c_0} z - \frac{n_2\omega_0}{c_0} I(t).z = \Phi_0(t) - \frac{n_2\omega_0}{c_0} I(t).z \quad (1.20)$$

Les deux premiers termes représentent la phase linéaire $\Phi_0(t)$, le dernier terme est une contribution non-linéaire à la phase, et z est la distance de propagation. On voit que la phase est modulée par la variation de l'intensité de l'impulsion, c'est ce qu'on appelle l'automodulation de phase.

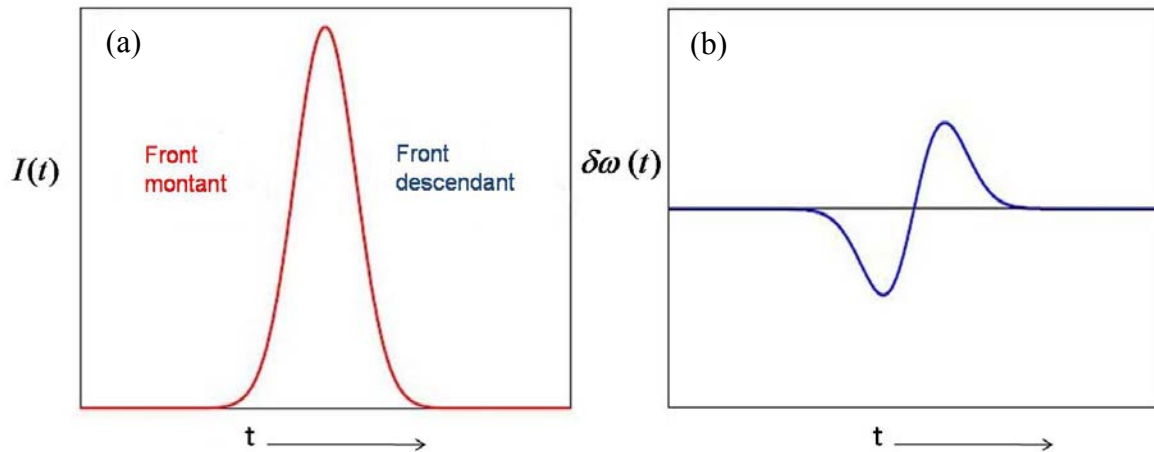


Fig. 1.4- Automodulation de phase (a) Profil temporel gaussien de l'intensité d'une impulsion (b) Décalage en fréquence de la fréquence initiale et enrichissement du spectre.

En dérivant la phase instantanée par rapport au temps, on obtient la fréquence instantanée de l'impulsion au temps t (**Fig. 1.4**) :

$$\omega(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = \omega_0 - \frac{n_2 \omega_0}{c_0} z \frac{dI(t)}{dt} \quad (1.21)$$

Le spectre initial de l'impulsion laser est alors fortement élargi et forme un continuum de lumière blanche couvrant une large gamme de longueurs d'onde. Par exemple, une impulsion de 30 fs à 800 nm , avec une intensité crête de $2 \cdot 10^{15} \text{ W/m}^2$ se propageant sur une distance de 100 m , permet d'obtenir une bande spectrale comprise entre 230 et 4500 nm [9, 10]. On parle alors d'un laser à lumière blanche, qui rend possible la télédétection de plusieurs polluants à la fois par la technique lidar non-linéaire [10-13].

Autofocalisation par effet Kerr

L'équivalent spatial de l'automodulation de phase est l'autofocalisation par effet Kerr. Si l'on considère un faisceau dont le profil spatial transversal de l'intensité est une gaussienne (**Éq. 1.10**) ceci implique que l'intensité soit plus élevée au centre du faisceau que sur les bords (**Fig. 1.5**, ligne pleine). Par conséquent, la partie centrale du faisceau voit un indice de réfraction plus élevé que la partie périphérique (**Fig. 1.5**, ligne pointillée).

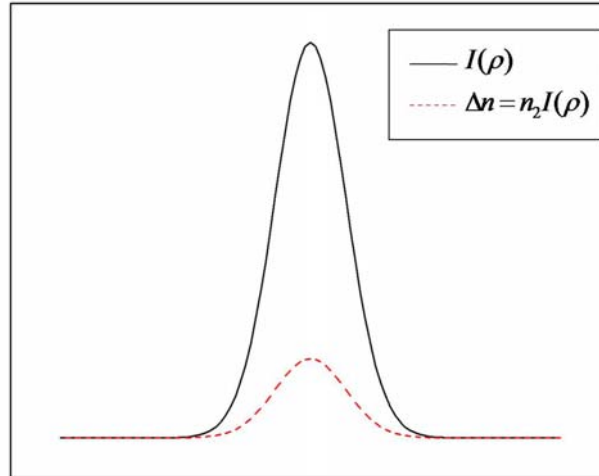


Fig. 1.5- Profil radial gaussien de l'intensité d'une impulsion et variation d'indice de réfraction correspondante ($n_2 > 0$)

La vitesse de phase est donc non homogène sur la section du faisceau, ce qui conduit à une courbure du front d'onde et une focalisation du faisceau. Celui-ci crée ainsi sa propre « lentille » convergente, appelée « lentille de Kerr » qui le focalise sur lui-même. Cet effet devient significatif dès lors qu'il domine la diffraction naturelle, ce qui se produit lorsque la puissance dépasse une certaine puissance critique [14] :

$$P_{\text{critique}} \equiv \frac{3,77 \lambda_0^2}{8 \pi n_0 n_2} \quad (1.22)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale du faisceau, n_0 et n_2 sont respectivement l'indice linéaire et non-linéaire de l'air. Par exemple dans l'air, $P_{\text{critique}} \approx 3,2 \text{ GW}$ et $5,8 \text{ GW}$ pour des longueurs d'onde de 800 nm et 1053 nm respectivement. Notons que l'équation 1.22 donne la valeur de la puissance critique pour un faisceau gaussien. Pour d'autres profils du faisceau, le coefficient 3,77 doit être légèrement modifié [15].

La distance d'autofocalisation par effet Kerr pour un faisceau gaussien est donnée par la formule empirique de Dawes-Marburger [14, 16] :

$$f_K = \frac{0.367 k w_0^2 / 2}{\sqrt{\left[\left(\frac{P_{\text{incidente}}}{P_{\text{critique}}} \right)^{\frac{1}{2}} - 0.852 \right]^2 - 0.0219}} \quad (1.23)$$

où $k = 2\pi/\lambda_0$ est le nombre d'onde, w_0 la largeur du faisceau à $e^{-1/2}$ de l'intensité initiale, $P_{incidente}$ la puissance initiale de l'impulsion et $P_{critique}$ la puissance critique définie ci-dessus.

Cependant, la lentille de Kerr n'est pas une simple lentille mince en raison de l'effet cumulatif. Lorsque le faisceau se focalise, l'intensité augmente et la lentille de Kerr devient plus forte. Sans autre processus limitant, le faisceau finirait par s'effondrer sur lui-même [17]. Dans l'air nous verrons que la défocalisation par le plasma qui résulte de l'ionisation induite par l'effet Kerr, ainsi que la diffraction naturelle déjà évoquée limitent l'autofocalisation par l'effet Kerr et évitent l'effondrement du faisceau.

Ionisation de l'air et génération de plasma

A faible intensité, un électron d'un atome dans son état fondamental arrive à s'affranchir de la barrière coulombienne en absorbant un photon d'énergie $\varepsilon = h\nu \geq U_i$ (U_i étant le potentiel d'ionisation) : c'est ce qu'on appelle la photoionisation.

A très haute intensité telles que celles atteintes par les impulsions ultrabrèves, d'autres processus d'ionisation deviennent possibles pour des photons d'énergies $\varepsilon = h\nu < U_i$.

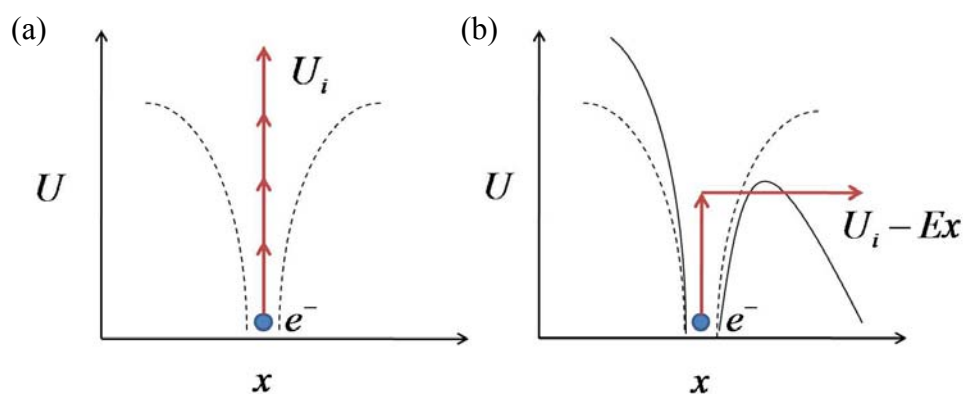


Fig. 1.6- (a) Ionisation multiphotonique (b) Ionisation par effet tunnel [15]

Un des processus est l'ionisation multiphotonique (**Fig. 1.6-a**) où l'atome s'ionise en absorbant n photons à la fois tel que : $E = n\varepsilon \geq U_i$.

Par exemple à 800 nm ($\varepsilon = 1,55\text{ eV}$), l'oxygène est le premier composant de l'air à s'ioniser ($U_i \approx 12\text{ eV}$) en absorbant 8 photons [15].

Un deuxième processus est l'ionisation par effet tunnel où la barrière coulombienne est déformée sous l'influence du champ électrique du photon incident (**Fig. 1.6-b**). L'électron arrive alors à s'échapper « par tunnel » de la barrière coulombienne.

En fait, c'est le paramètre de Keldish γ_k [18] qui nous permet de prévoir lequel des deux processus domine sur l'autre pour une impulsion incidente d'intensité I , de fréquence ν dans un milieu où les molécules possèdent un potentiel d'ionisation U_i :

$$\gamma_k = \frac{2\pi\nu}{|q_e|} \sqrt{\frac{2m_e U_i}{I}} \quad (1.24)$$

où q_e et m_e sont respectivement la charge et la masse d'un électron.

Pour $\gamma_k \ll 1$, c'est l'ionisation par effet tunnel qui prédomine et pour $\gamma_k \gg 1$ c'est l'ionisation multiphotonique qui prédomine.

En l'occurrence, la forte autofocalisation des impulsions laser ultrabrèves implique une haute intensité locale de l'ordre de 10^{13} à 10^{14} W/cm^2 . A ces intensités correspondent des valeurs de $\gamma_k \gg 1$ et c'est donc l'ionisation multiphotonique qui prédomine.

L'ionisation rapide de l'air résulte en un plasma de densité $N_e \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [9, 15]. C'est ce mécanisme d'ionisation de l'air qui augmente sa conductivité électrique et ouvre la porte aux applications atmosphériques telles que celles étudiées au chapitre 4, notamment le déclenchement et le guidage de la foudre par laser.

Le modèle de Drude [19] est bien adapté pour décrire la variation de l'indice de réfraction Δn dûe au plasma de densité N_e très faible devant la densité électronique critique

$N_{crit} \approx 1,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ à 800 nm :

$$\Delta n = \left(-1 + i \frac{\nu}{\nu_e} \right) \frac{N_e}{2N_{crit}} \quad (1.25)$$

où :

- ν est la fréquence de l'impulsion laser.
- ν_e est la fréquence de collisions électrons-ions.
- m_e est la masse des électrons.

- $N_{crit} = \epsilon_0 m_e \cdot 4\pi^2 \cdot \nu^2 / q_e^2$ représente la densité critique d'électrons libres au-delà de laquelle le plasma devient opaque.

La partie réelle de la variation Δn est négative, et ainsi le plasma tend à défocaliser le faisceau en limitant l'effet de l'autofocalisation par effet Kerr.

Filamentation

Pris séparément, l'effondrement du faisceau à cause de l'autofocalisation par effet Kerr, comme la défocalisation induite par le plasma devraient interdire toute propagation à longue distance des impulsions laser de forte puissance dans l'air. Or ces deux processus peuvent se compenser et donner lieu à une propagation autoguidée comme le montre la figure 1.7.

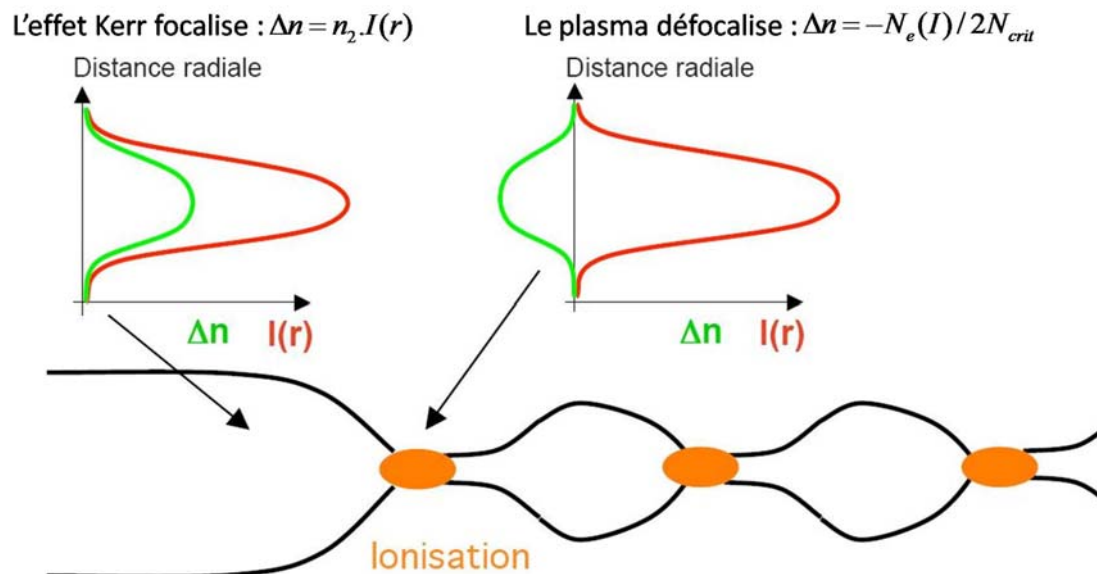


Fig. 1.7- Principe de la propagation autoguidée résultante d'un équilibre dynamique entre la focalisation par effet Kerr et la défocalisation par le plasma induit.

Le faisceau laser s'autofocalise d'abord par effet Kerr, puis lorsque l'intensité devient suffisamment élevée, un plasma est généré et tend à défocaliser le faisceau. Le diamètre du faisceau augmente, son intensité décroît et la génération de plasma s'arrête, permettant alors à l'autofocalisation de reprendre le dessus. Un équilibre dynamique s'établit entre l'effet Kerr et la défocalisation par le plasma et conduit à la formation de structures autoguidées d'une centaine de microns de diamètre connues sous le nom de filaments, qui peuvent se propager

sur plusieurs centaines de mètres [20-23], soit des milliers de fois la distance Rayleigh dont nous avons vu qu'elle vaut $3,9 \text{ cm}$ à 800 nm pour un faisceau de $100 \mu\text{m}$ de diamètre.

Multifilamentation des impulsions laser de très forte puissance

A de très fortes puissances crêtes $P \gg P_{crit}$, deux questions fondamentales se posent au propos de la physique de propagation du faisceau : La puissance transportée par le filament va-t-elle augmenter proportionnellement à la puissance incidente ? Le faisceau va-t-il s'effondrer sur lui-même ?

Plusieurs expériences ont été réalisées sur ce sujet [24-26] avec des puissances qui dépassent largement la puissance critique dans l'air. Ces expériences montrent que l'intensité dans les filaments est pratiquement constante (de l'ordre de $10^{13} - 10^{14} \text{ W/cm}^2$ [27, 28]) de même que l'énergie qu'ils transportent ($\sim \text{mJ}$) et leur diamètre ($100 - 200 \mu\text{m}$).

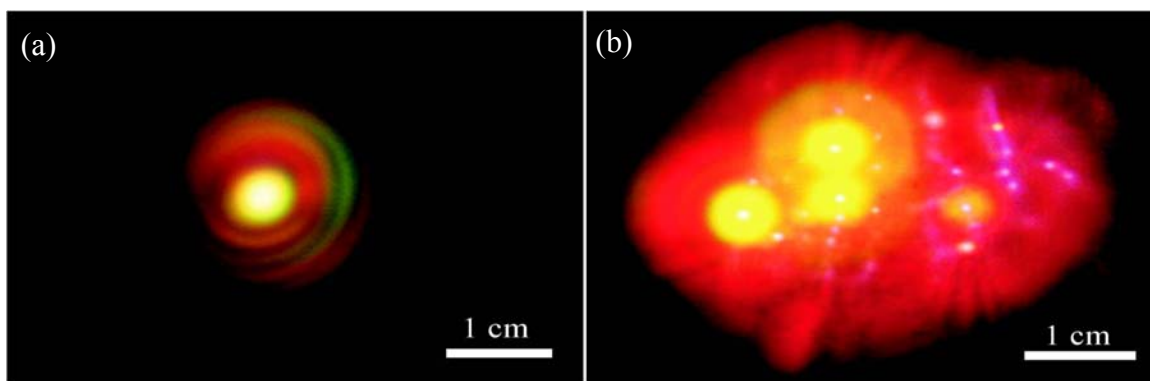


Fig. 1.8- Image sur un écran de la filamentation d'un faisceau laser ultrabref.

(a) Faisceau avec un seul filament (b) Multifilamentation à une très haute puissance

Ainsi, augmenter la puissance du faisceau n'influe pas notablement sur l'intensité des filaments ni sur leur énergie. En fait, le faisceau se divise en plusieurs cellules dont chacune contient un filament entouré de ce qu'on appelle un « bain de photons », qui aide à maintenir le filament par échange d'énergie (**section 1.3**): on parle alors de multifilamentation (**Fig. 1.8-b**). Les mesures montrent [29, 30] qu'un filament est généré par tranche de cinq puissances critiques dans le faisceau incident.

1.3 Propriétés des filaments

Après avoir décrit les principaux processus non-linéaires de propagation, dont la filamentation que nous venons de présenter, nous résumerons dans cette section les principales propriétés des filaments qui sont à l'origine de nombreuses applications atmosphériques.

1.3.1 Robustesse dans une atmosphère « hostile »

Durant leur propagation dans l'atmosphère, les filaments générés par les impulsions laser ultrabrèves et ultraintenses sont souvent perturbés par des conditions atmosphériques hostiles telles que la pluie, le brouillard et les nuages, la turbulence, etc.

De nombreuses expériences ont été réalisées, notamment dans le cadre du projet Teramobile (**section 1.4.3**) [31, 32], dans le but de tester la robustesse des filaments dans l'atmosphère.

Les résultats montrent, par exemple, que les filaments peuvent résister à l'interaction avec un aérosol [33, 34], à la pluie et au brouillard et même à une très forte turbulence [35, 36].

La robustesse des filaments est due à la réserve d'énergie contenue dans le « bain de photon » qui les entoure : les filaments qui sont bloqués par un obstacle pendant la propagation atmosphérique rendent leur énergie au bain de photon, qui permet leur régénération derrière l'obstacle ou la génération d'autres filaments tant que son énergie en dépit des pertes liées à la diffusion élastique reste suffisante [37].

1.3.2 Propagation à grande échelle

Une propriété très favorable aux applications atmosphériques est la propagation des filaments à une échelle bien plus large que l'échelle du laboratoire.

Rodriguez *et al.* [23] ont montré que les filaments peuvent se propager verticalement sur plusieurs centaines de mètres, et être initiés à de différents stades de la propagation (jusqu'à 2 km). Cette capacité à se propager sur de longues distances est due au mécanisme de la filamentation lui-même. En fait, l'équilibre dynamique entre la focalisation par effet Kerr et la défocalisation par le plasma résulte en une propagation autoguidée des filaments et maintient l'intensité proche du seuil d'ionisation. Ainsi, le plasma généré est peu dense, donc transparent ce qui réduit les pertes par absorption.

Malgré la faible densité de plasma, la conductivité électrique des filaments de l'ordre de $10^{-6} S/m$ est bien supérieure à celle de l'air ($\sim 10^{-14} S/m$) [38] et ouvre la porte aux applications atmosphériques telles que le déclenchement et le guidage de la foudre par laser.

1.3.3 Génération de lumière blanche

Comme nous l'avons vu plus haut (**section 1.2**), l'automodulation de phase résulte en un élargissement spectral du spectre initial. Une génération de lumière blanche devient alors possible et trouve, entre autres, des applications dans le domaine de la télédétection des polluants par la technique lidar non-linéaire.

Émission conique

Une partie de la lumière blanche émise se fait par émission conique, qui est visible à l'œil nu sur un écran (**Fig. 1.9**) comme des anneaux concentriques colorés allant du rouge au bleu en s'éloignant du centre du faisceau. Notons que l'ordre des couleurs dans l'émission conique est l'ordre inverse de celui de la diffraction. De plus, la lumière de l'émission conique est cohérente et des interférences peuvent être observées quand les anneaux de deux filaments voisins se recouvrent spatialement.

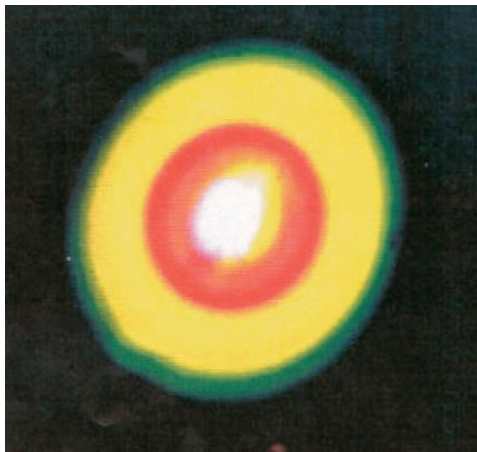


Fig. 1.9- Anneaux colorés de l'émission conique [39]

Cependant, l'interprétation de ce type d'émission couramment observée est encore l'objet de controverses. Elle est souvent attribuée à l'un des phénomènes suivant : la réfraction de l'arrière de l'impulsion par le plasma créé par son avant [39], l'émission Čerenkov [40],

l'accord de phase du mélange à quatre ondes (FWM) [41] et les X-Waves [42]. Nous présenterons au chapitre 2 une expérience de caractérisation angulaire et spectrale de l'émission conique, dont le grand intérêt réside dans les mesures réalisées dans l'ultraviolet entre 225 et 400 nm. Ces mesures nous ont permis, pour la première fois, de tester la validité des différentes interprétations de l'émission conique habituellement proposées dans cette plage de longueurs d'onde [43].

1.4 Génération d'impulsions laser ultrabrèves

L'étude des phénomènes non-linéaires dans l'air exige la génération des impulsions laser de très grande puissance crête. Dans cette section nous rappellerons le principe d'amplification à dérive de fréquence qui permet de générer des impulsions ultrabrèves et ultraintenses et nous décrirons le système laser Teramobile utilisé dans une part importante de mon travail de thèse et représentatif des autres laser utilisés.

Les laser ultrabrefs génèrent des impulsions de durées de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes voire moins. Concentrer l'énergie d'une impulsion laser en une durée aussi brève permet de fournir une intensité par impulsion extrêmement élevée pour une énergie modeste par impulsion, ouvrant la porte aux nouvelles applications de l'optique non-linéaire dans différents domaines tels que la télédétection des pollutions par mesures lidar à lumière blanche, la femtochimie, la médecine (chirurgie des yeux), etc.

1.4.1 Amplification à dérive de fréquence et laser ultrabref

Dans une chaîne laser, l'oscillateur produit des impulsions de faible énergie qui nécessitent ensuite d'être amplifiées. L'amplification est fortement limitée par le seuil d'endommagement des optiques d'amplification, notamment le milieu de gain, ce qui a longtemps empêché la génération d'impulsions de très hautes puissances crêtes. Ce problème fut résolu par Gérard Mourou et Donna Strickland en 1985 [3] grâce à la technique de l'amplification à dérive de fréquence ou CPA (acronyme anglais de : **Chirped Pulse Amplification**). Cette technique repose sur l'utilisation des réseaux dispersifs pour étirer les impulsions temporellement, ce qui résulte en une chute de leur puissance crête. Les impulsions peuvent ensuite être amplifiées sans risque d'endommager les milieux amplificateurs et sont finalement recomprimées pour atteindre leur durée initiale et donc le maximum de puissance crête.

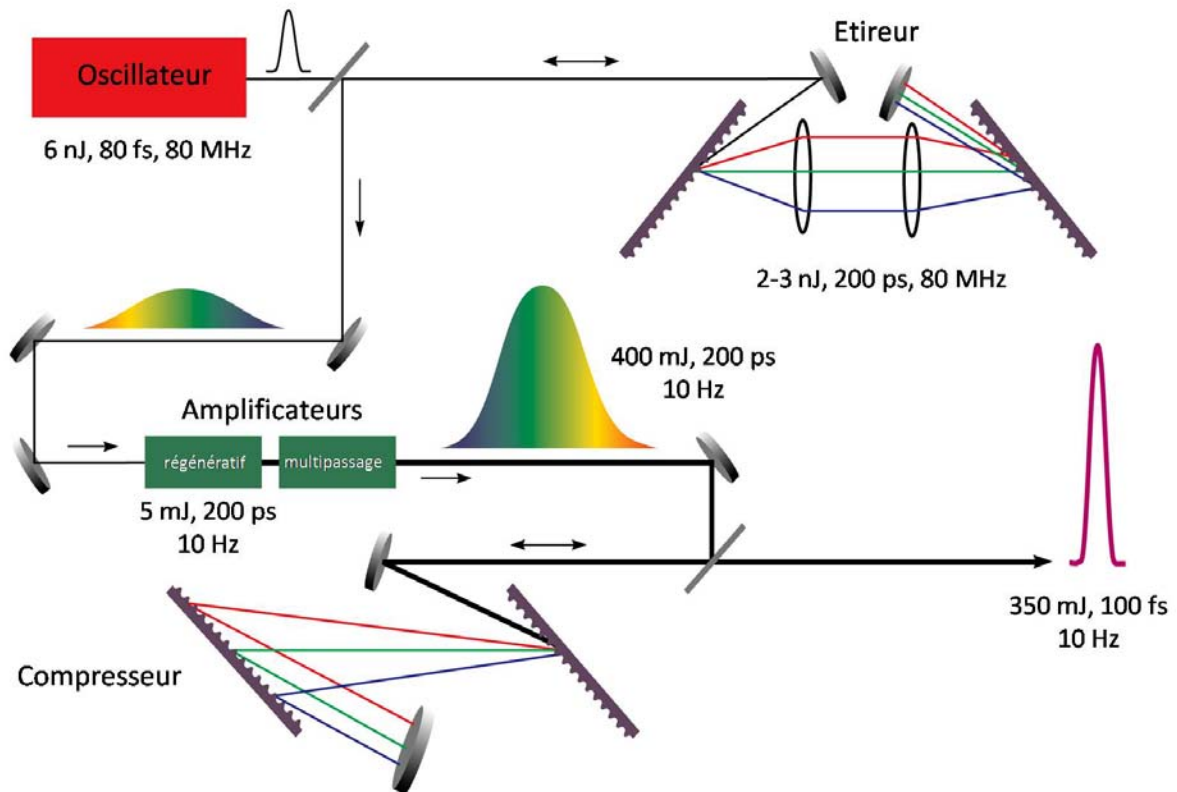


Fig. 1.10- Principe d'une chaîne femtoseconde basée sur la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA). Elle comporte : un oscillateur, un étireur, des amplificateurs et un compresseur. Les valeurs présentées dans la figure correspondent au système laser Teramobile (paragraphe 1.4.3).

De nos jours, les chaînes laser CPA sont largement commercialisées et utilisées pour générer des impulsions ultrabrèves et ultraintenses avec une intensité pouvant atteindre l'ordre de 10^{20} W/cm^2 . En général, une chaîne laser à dérive de fréquence se compose des éléments suivants (**Fig. 1.10**) :

- Un oscillateur pompé par un laser continu génère des impulsions femtosecondes de faible énergie (quelques nanojoules) par une technique de blocage de phase dans une cavité laser résonnante.
- Un étireur formé de deux réseaux dispersifs qui font parcourir aux différentes longueurs d'onde des chemins optiques différents. Le résultat est alors un étirement temporel de l'impulsion (durée d'impulsion de l'ordre du picoseconde) et une chute de puissance crête.
- Une chaîne amplificatrice qui consiste en deux types d'amplificateurs : amplificateur régénératif suivi d'un ou plusieurs amplificateur(s) à multipassage(s). Le principe de

l'amplification régénérative est basé sur l'injection d'une impulsion dans une cavité laser pour la forcer à laser sur un mode qui pourra être recompressé en fin de chaîne. Une fois l'impulsion injectée, elle est maintenue dans la cavité jusqu'à ce que son amplification soit maximale. Au moyen d'une cellule de Pockels qui joue le rôle d'interrupteur optique, on règle le temps correspondant à l'éjection de l'impulsion hors du résonateur. A la sortie, les impulsions ont une énergie de l'ordre du millijoule et nécessitent une amplification supplémentaire pour atteindre des puissances de l'ordre de la puissance critique (**Éq. 1.22**) nécessaire par exemple pour initier la filamentation. Elles passent alors dans un amplificateur multipassage où la technique consiste, comme l'indique le nom, à faire passer plusieurs fois le faisceau à travers un cristal amplificateur. A la sortie, les impulsions sont fortement amplifiées (énergie de l'ordre d'une dizaine à plusieurs centaines de *mJ*). On doit donc veiller à ce que leur puissance crête reste inférieure au seuil d'endommagement du cristal.

- Un compresseur joue le rôle inverse de l'étireur en comprimant temporellement les impulsions amplifiées afin d'obtenir une puissance crête maximale en sortie.

1.4.2 Différentes chaînes laser utilisées dans nos expériences

Dans mon travail de thèse, nous avons utilisé plusieurs chaînes laser dont nous résumerons les principales caractéristiques dans le tableau **1.1**.

	Laser du Lasim (Lyon)	Helvetera (Genève)	Alisé (CEA/CESTA)	Teramobile
Longueur d'onde centrale	810 nm	800 nm	1053 nm	793 nm
Energie par impulsion	6 mJ	30 mJ	26 J	350 mJ
Durée d'impulsion	300 fs	30 fs	570 fs	100 fs
Puissance crête	20 GW	1 TW	45 TW	5 TW
Fréquence	22.5 Hz	100 Hz	1 tir par heure	10 Hz

Tab. 1.1- Principales caractéristiques des chaînes laser utilisées dans nos expérience

Les chaînes utilisées sont : le laser de l'équipe PUBLI du LASIM (Université de Lyon), le laser Helvetera de l'équipe GAP-Biophotonics (Université de Genève), l'installation Alisé (CEA/CESTA) et le système Teramobile. Des détails supplémentaires sur ces chaînes seront donnés avec la description des montages expérimentaux dans les chapitres suivants. Dans la suite nous décrirons le laser Teramobile qui est représentatif des autres chaînes utilisées.

1.4.3 Le système laser Teramobile

Le Teramobile est constitué d'une chaîne laser CPA (**Fig. 1.10**) et d'un système de détection Lidar (Light detection and Ranging) logés, ensemble, dans un conteneur maritime standard pour que le système soit mobile (**Fig. 1.11**). C'est le premier laser femtoseconde-térawatt mobile du monde, et grâce à sa mobilité il est devenu possible de sortir des laboratoires pour réaliser des expériences de terrain et dans des sites adaptés aux types d'expériences désirées. Par exemple, le système a été déplacé pour réaliser des études de propagation dans l'air sous de différentes conditions atmosphériques (pluie, brouillard, pression réduite) ainsi que des mesures Lidar (observatoire de Tautenburg en Allemagne) et des expériences de décharges haute-tension à Berlin, à Toulouse, à Lyon et même d'étudier la possibilité de déclenchement de foudre au Nouveau Mexique (États Unis) à 3200 m d'altitude.



Fig. 1.11- Le système Teramobile lors d'une campagne de mesure à Tautenburg (Allemagne).

Le projet Teramobile [31, 32] est le fruit d'une collaboration qui a regroupé depuis son lancement plusieurs laboratoires de recherche : Laboratoire d'optique appliquée (École Polytechnique–France), Institut für Quantenelektronik (Université de Jena–Allemagne),

Institut für Experimentalphysik (Université libre de Berlin–Allemagne), Laboratoire de spectrométrie ionique et moléculaire (Université de Lyon–France), GAP-Biophotonics (Université de Genève–Suisse) et Forschungszentrum Dresden–Rossendorf (Allemagne).

La chaîne laser

La chaîne laser du Teramobile (Fig. 1.10) est une chaîne commerciale basée sur la technique CPA tel que nous l'avons décrit au paragraphe précédent. Si la technique CPA en elle-même est classique, son intégration dans l'espace réduit du conteneur, où le laser dispose de seulement 7 m^2 , a nécessité de nombreuses adaptations et fut une vraie réussite du projet.

Le compresseur et la compensation de la DVG

Comme nous l'avons déjà décrit dans le paragraphe 1.4.1, le compresseur permet de compenser l'effet de l'étireur en recomprimant l'impulsion et rassemblant les différentes composantes spectrales. Celui du Teramobile est un compresseur classique à deux réseaux en double passage (Fig. 1.12).

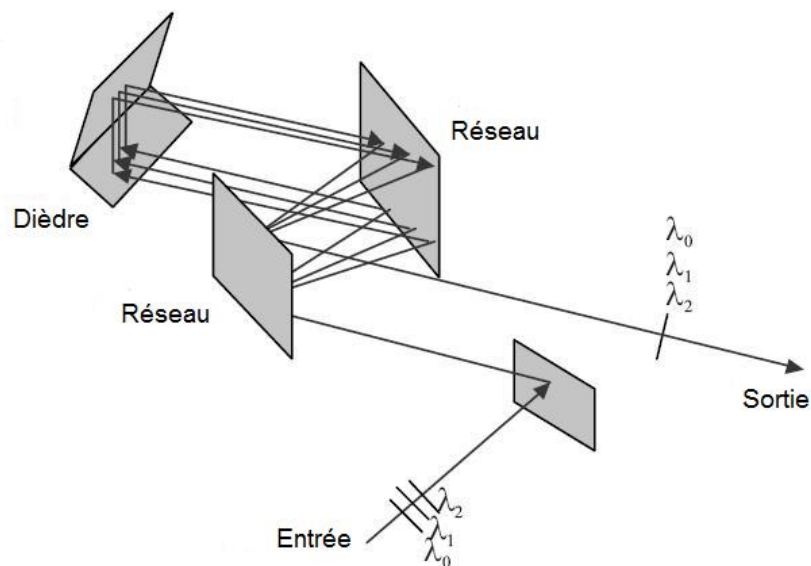


Fig. 1.12- Principe de fonctionnement du compresseur du Teramobile

Le deuxième réseau est monté sur une platine motorisée, dont la course de 50 mm permet, à raison d'un *chirp* nominal de 43 fs/mm, de précompenser la dispersion de la vitesse de groupe dans l'air jusqu'à 2 km (**Fig. 1.13**).

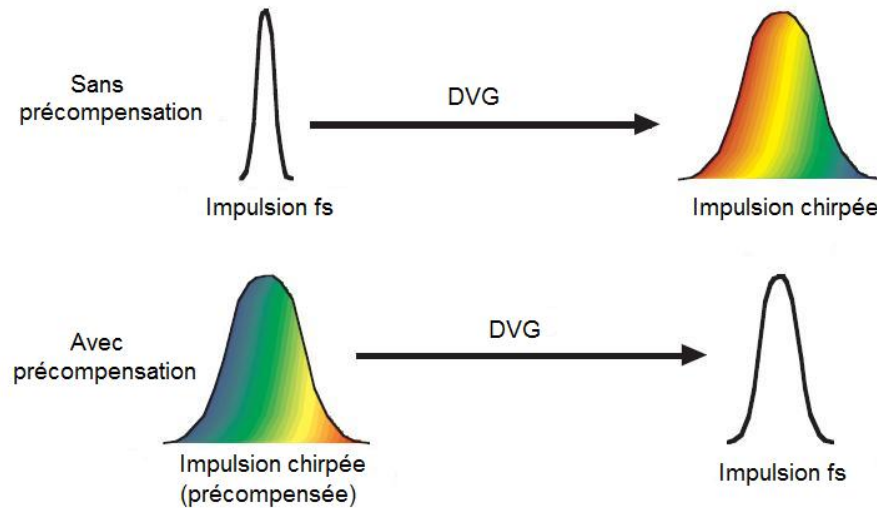


Fig. 1.13- Principe de précompensation de la DVG

La position où les impulsions atteignent leur intensité crête maximale est ainsi contrôlée. On peut donc choisir la distance à laquelle la filamentation pourra se produire. Cependant, un autre paramètre doit être pris en compte lorsque l'on souhaite contrôler la position du début de la filamentation : malgré le *chirp* qui réduit sa puissance, il est possible que l'impulsion atteigne la puissance critique avant d'être totalement recompressée et commence à s'autofocaliser. Dans ce cas, la filamentation se produira avant que l'impulsion ne soit refocalisée temporellement, mais à une distance plus grande que celle nécessaire à filamenter une impulsion non *chirpée* dont la puissance aurait été supérieure.

Le télescope d'émission

Le système Teramobile est équipé d'un télescope d'émission qui permet de réaliser des expériences avec différentes géométries du faisceau. Ce télescope (**Fig. 1.14**) permet de régler le diamètre du faisceau et sa focalisation (de 10 m jusqu'au faisceau divergent), comme nous allons le présenter en détail dans le chapitre 2. Notons que l'optique d'émission du Teramobile, notamment ce télescope, est entièrement réfléchive pour éviter toute dégradation

du faisceau à la traversée des milieux transparents ainsi que les dommages aux milieux traversés.

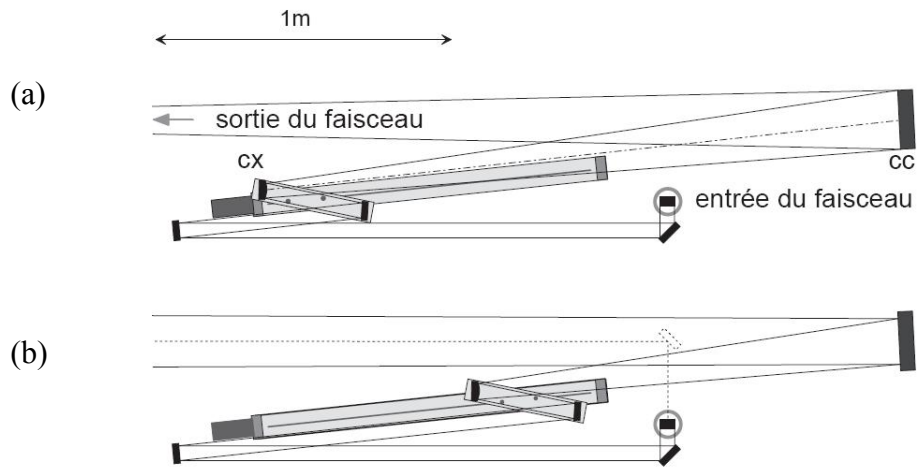


Fig. 1.14- Télescope d'émission du Teramobile dans les deux configurations possibles :
(a) faisceau fortement focalisé (b) faisceau faiblement divergent.

Références :

- [1] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, vol. 187, pp. 493-494, 1960.
- [2] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, "Generation of Optical Harmonics," *Physical Review Letters*, vol. 7, p. 118, 1961.
- [3] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications*, vol. 56, pp. 219-219, 1985.
- [4] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*: John Wiley & Sons, Inc, 1991.
- [5] E. R. Peck and K. Reeder, "Dispersion of Air," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 62, pp. 958-962, 1972.
- [6] R. Paschotta, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*: Wiley-VCH, Berlin, 2008.
- [7] Y. R. Shen, *The principles of nonlinear optics*: John Wiley & Sons, 1984.
- [8] E. T. J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B. S. Prade, and A. Mysyrowicz, "Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, pp. 650-660, 1997.
- [9] J. Kasparian and J.-P. Wolf, "Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation," *Optics Express*, vol. 16, pp. 466-493, 2008.
- [10] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon, J. P. Wolf, L. Bergé, and S. Skupin, "UV-Supercontinuum generated by long-range filamentation in air," *Applied Physics B*, vol. 82, pp. 341-345, 2006.
- [11] G. Méjean, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, R. Bourayou, R. Sauerbrey, M. Rodriguez, L. Wöste, H. Lehmann, B. Stecklum, U. Laux, J. Eislöffel, A. Scholz, and A. P. Hatzes, "Towards a supercontinuum-based infrared Lidar," *Applied Physics B*, vol. 77, pp. 357-359, 2003.
- [12] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon, and J.-P. Wolf, "Remote Detection and Identification of Biological Aerosols using a Femtosecond Terawatt Lidar System," *Applied Physics B*, vol. 78, pp. 535-537, 2004.
- [13] J. Kasparian, S. Frey, G. Méjean, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, R. Bourayou, J.-C. Luderer, M. Rodriguez, H. Wille, and L. Wöste, "Femtosecond white-light Lidar," in *Laser remote sensing*, T. Fujii and T. Fukuchi, Eds. New York: Marcel Dekker, Inc., 2005.
- [14] J. H. Marburger, "Self-focusing: Theory " *Progress in Quantum Electronics*, vol. 4, pp. 35-110, 1975.
- [15] A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Physics Reports*, vol. 441, pp. 47-189, 2007.
- [16] E. L. Dawes and J. H. Marburger, "Computer studies in self-focusing," *Physical Review*, vol. 179, pp. 862-868, 1969.

- [17] A. L. Gaeta, "Catastrophic collapse of ultrashort pulses," *Physical Review Letters*, vol. 84, pp. 3582-3585, 2000.
- [18] L. V. Keldysh, "Ionization in field of a strong electromagnetic wave," *Soviet Physics JETP-USSR*, vol. 20, p. 1307, 1965.
- [19] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*: Brooks Cole, 1976.
- [20] B. La Fontaine, F. Vidal, Z. Jiang, C. Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T. W. Johnston, J. C. Kieffer, H. Pepin, and H. P. Mercure, "Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air," *Physics of Plasmas*, vol. 6, pp. 1615-1621, 1999.
- [21] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, and R. Sauerbrey, "Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization," *Applied Physics B*, vol. 79, p. 379, 2004.
- [22] G. Méchain, C. D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, and R. Sauerbrey, "Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser," *Optics Communications*, vol. 247, pp. 171-180, 2005.
- [23] M. Rodriguez, R. Bourayou, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, A. Scholz, B. Stecklum, J. Eislöffel, U. Laux, A. P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Wöste, and J.-P. Wolf, "Kilometer-range non-linear propagation of femtosecond laser pulses," *Physical Review E*, vol. 69, pp. 036607-036607, 2004.
- [24] L. Bergé, S. Skupin, F. Lederer, G. Méjean, J. Yu, J. Kasparian, E. Salmon, J. P. Wolf, M. Rodriguez, L. Wöste, R. Bourayou, and R. Sauerbrey, "Multiple filamentation of TW laser pulses in air," *Physical Review Letters*, vol. 92, pp. 225002-225002, 2004.
- [25] S. A. Hosseini, Q. Luo, B. Ferland, W. Liu, S. L. Chin, O. G. Kosareva, N. A. Panov, N. Aközbek, and V. P. Kandidov, "Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses," *Physical Review A*, vol. 70, pp. 033802-033802, 2004.
- [26] V. P. Kandidov, N. Akosbek, M. Scarola, O. G. Kosareva, A. V. Nyakk, Q. Luo, S. A. Hosseini, and S. L. Chin, "Towards a control of multiple filamentation by spatial regularization of a high-power femtosecond laser pulse," *Applied Physics B*, vol. 80, pp. 267-275, 2005.
- [27] A. Becker, N. Aközbek, K. Vijayalakshmi, E. Oral, C. M. Bowden, and S. L. Chin, "Intensity clamping and re-focusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas," *Applied Physics B*, vol. 73, pp. 287-290, 2001.
- [28] J. Kasparian, R. Sauerbrey, and S. L. Chin, "The critical laser intensity of self-guided light filaments in air," *Applied Physics B*, vol. 71, pp. 877-879, 2000.
- [29] L. Bergé, "Wave collapse in physics: principles and applications to light and plasma waves," *Physics Reports*, vol. 303, pp. 259-370, 1998.
- [30] S. Skupin, L. Bergé, U. Peschel, F. Lederer, G. Méjean, J. Yu, J. Kasparian, E. Salmon, J. P. Wolf, M. Rodriguez, L. Wöste, R. Bourayou, and R. Sauerbrey, "Filamentation of femtosecond light pulses in the air: Turbulent cells versus long-range clusters," *Physical Review E*, vol. 70, pp. 046602-046602, 2004.

- [31] J. Kasparian, "Le projet Téramobile et ses applications," *Photoniques*, vol. 21, pp. 28-33, 2006.
- [32] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Wöste, "Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system," *European Physical Journal - Applied Physics*, vol. 20, pp. 183-190, 2002.
- [33] F. Courvoisier, V. Boutou, J. Kasparian, E. Salmon, G. Méjean, J. Yu, and J.-P. Wolf, "Light filaments transmitted through clouds," *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 213-215, 2003.
- [34] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, S. Frey, J.-P. Wolf, S. Skupin, A. Vinçotte, R. Nuter, S. Champeaux, and L. Bergé, "Multifilamentation transmission through fog," *Physical Review E*, vol. 72, pp. 026611-026611, 2005.
- [35] R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, J. Kasparian, and J. P. Wolf, "Propagation of laser filaments through an extended turbulent region," *Applied Physics Letters*, vol. 91, pp. 171106-171106, 2007.
- [36] R. Ackermann, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, and J.-P. Wolf, "Laser filaments generated and transmitted in highly turbulent air," *Optics Letters*, vol. 31, pp. 86-88, 2006.
- [37] S. Skupin, L. Bergé, U. Peschel, and F. Luderer, "Interaction of femtosecond light filaments with obscurants in aerosols," *Physical Review Letters*, vol. 93, pp. 023901-023901, 2004.
- [38] A. K. Kamra, C. G. Deshpande, and V. Gopalakrishnan, "Effect of relative humidity on the electrical conductivity of marine air," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 123, pp. 1295-1305, 1997.
- [39] E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz, "Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 62-65, 1996.
- [40] I. Golub, "Optical characteristics of supercontinuum generation," *Opt. Lett.*, vol. 15, p. 305, 1990.
- [41] G. G. Luther, A. C. Newell, J. V. Moloney, and E. M. Wright, "Short-pulse conical emission and spectral broadening in normally dispersive media," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 789-791, 1994.
- [42] D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, P. Di Trapani, A. Couairon, D. Papazoglou, and S. Tzortzakis, "Ultrashort laser pulse filamentation from spontaneous XWave formation in air," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 1565-1570, 2008.
- [43] P. Maioli, R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, P. Béjot, J. Kasparian, and J. P. Wolf, "Ultraviolet-visible conical emission by multiple laser filaments," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 4726-4731, 2009.

Chapitre 2

Propriétés géométriques de la filamentation

Comme nous l'avons vu au premier chapitre, la propagation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air se fait sous la forme de filaments qui ont, entre autres, la propriété d'être autoguidés, de se propager sur des centaines de mètres et d'émettre un continuum de lumière plus large que le spectre visible [1-3]. Ces propriétés des filaments et d'autres trouvent de nombreuses applications dans le domaine de la télédétection des polluants par mesures lidar [4-7], le déclenchement et le guidage de la foudre [8-10] ainsi que la condensation induite par laser (**Chap. 4**), etc. Devant cet intérêt, il est nécessaire de maîtriser leur propagation atmosphérique et de mieux les contrôler. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à l'étude expérimentale des propriétés géométriques de la filamentation.

Tout d'abord nous rappellerons l'effet de la focalisation uniforme sur la distance d'autofocalisation et la longueur des filaments. Ensuite, nous étudierons la focalisation non-uniforme d'un faisceau laser ultrabref et ultraintense, afin d'améliorer la longueur et l'homogénéité du plasma généré dans la zone de filamentation [11]. En troisième lieu nous présenterons une caractérisation angulaire et spectrale de la lumière émise sous forme d'émission conique et sa première observation dans l'ultraviolet [12]. Nous présenterons également une caractérisation angulaire de la lumière émise vers l'arrière par un filament. Nous terminerons le chapitre en présentant la réalisation d'un réseau de filaments par la focalisation d'un faisceau laser femtoseconde térawatt en utilisant un miroir cylindrique, dans le but de réfléchir et guider des micro-ondes.

2.1 Effet de la focalisation sur la filamentation [11]

Durant la propagation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air, le faisceau s'autofocalise par effet Kerr à une distance d'autofocalisation f_K donnée par la formule empirique de Dawes-Marburger (Éq. 1.23). Pour les chaînes laser CPA telles que celles décrites dans la section 1.4, cette distance est de quelques mètres à quelques dizaines de mètres. Par exemple, $f_K \approx 60 \text{ m}$ pour un faisceau collimaté ayant une énergie par impulsion $E = 3 \text{ mJ}$, une durée d'impulsion $\Delta\tau = 100 \text{ fs}$ et un waist $w_0 = 1 \text{ cm}$. Afin de réduire la distance d'autofocalisation pour rendre plus pratique l'étude de la filamentation en laboratoire, on utilise souvent des lentilles (ou des miroirs sphériques) de quelques mètres de focale pour focaliser légèrement le faisceau à la sortie du compresseur. Dans le paragraphe suivant nous présenterons une illustration de cette technique de focalisation.

2.1.1 Effet d'une focalisation uniforme

Principe de l'expérience

Le principe de cette expérience est illustré dans la figure 2.1. Nous avons utilisé le système laser Teramobile (section 1.4) pour générer des impulsions à 800 nm , de durée de 100 fs au taux de répétition de 10 Hz et une énergie par impulsion de 300 mJ .

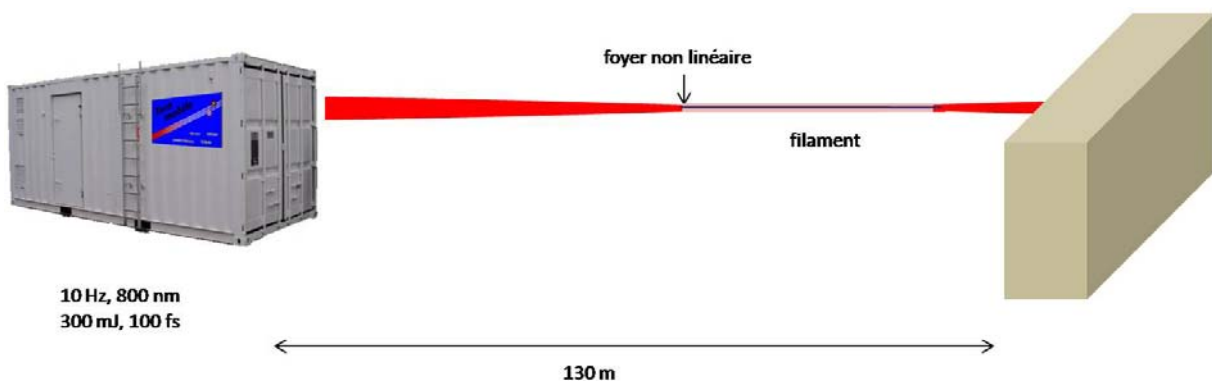


Fig. 2.1- Principe de la focalisation uniforme par un télescope

À la sortie du compresseur, le faisceau passe dans le télescope d'émission (Fig. 1.14) qui contrôle sa focalisation et sa taille. Ensuite, il suit un libre parcours horizontal d'environ 130 m dans l'air avant d'être arrêté par un mur.

Nous avons caractérisé la présence des filaments par l'existence d'un claquage audible du faisceau sur une cible de bois : ce claquage est d'autant plus intense que la densité d'ionisation est plus élevée. Pour chaque configuration du télescope d'émission et chaque valeur du *chirp* choisie, nous avons enregistré la position du début et de la fin de la filamentation, ainsi que la position du maximum d'intensité du claquage sur la cible de bois.

Zone de filamentation en dépendance de la focalisation et du chirp

Nous montrons dans la figure 2.2 trois séries de mesure en fonction du *chirp* (et donc la durée de l'impulsion) pour trois différentes valeurs de la focalisation f_T du télescope : 150, 40 et 30 m.

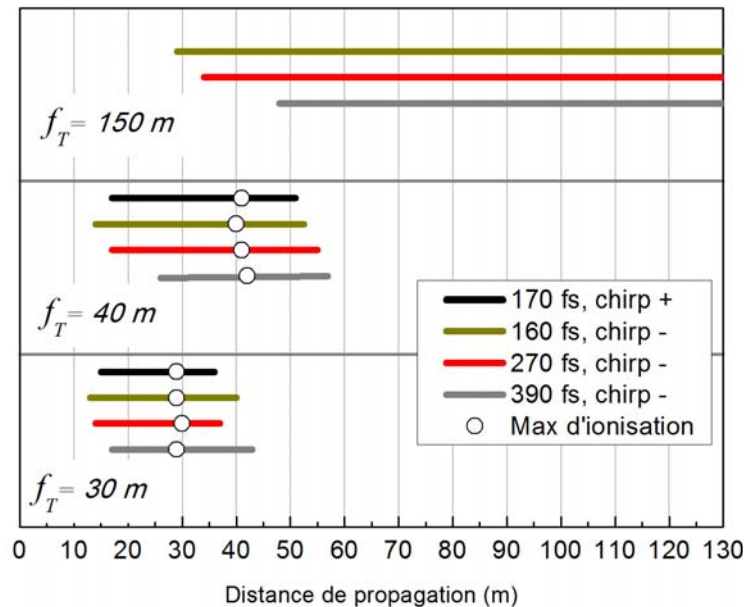


Fig. 2.2- Extension spatiale de la plage de filamentation et position du maximum d'ionisation du faisceau ($E = 300$ mJ) en fonction du chirp et de la focalisation initiale. Les chirps positifs et négatifs correspondent respectivement à l'anticompensation et à la compensation de la dispersion de la vitesse de groupe.

Le premier effet de la focalisation concerne la longueur des filaments : ils sont d'autant plus longs que le télescope focalise moins. Simultanément avec l'extension spatiale des filaments, la position du maximum d'intensité de claquage (maximum d'ionisation) définie à quelques mètres près par la distance focale du télescope s'éloigne donc de la source laser quand la valeur de f_T augmente pour se situer au-delà de la zone de mesure pour $f_T = 150$ m.

Dans la même figure 2.2, nous remarquons pour une focalisation fixée $f_T = 150 \text{ m}$ une évolution de la position du début de la filamentation avec le *chirp* sur 20 m environ. La variation est réduite à 14 m pour $f_T = 40 \text{ m}$ et elle est inférieure à 5 m pour $f_T = 30 \text{ m}$.

Ces résultats sont liés à la composition de la distance d'autofocalisation (Éq. 1.24) avec la focalisation géométrique. La focalisation résultante f_R est alors donnée par :

$$\frac{1}{f_R} = \frac{1}{f_K} + \frac{1}{f_T} = \frac{\sqrt{\left[\left(\frac{P_{\text{incidente}}}{P_{\text{critique}}} \right)^{\frac{1}{2}} - 0,852 \right]^2 - 0,0219}}{0,367 \text{ kW}_0^2 / 2} + \frac{1}{f_T} \quad (2.1)$$

Notons que la distance d'autofocalisation f_K est donnée par la formule de Dawes-Marburger (Éq. 1.24) pour une monofilamentation. Dans notre cas, le faisceau de *waist* $w_0 = 15 \text{ cm}$ contient environ 25 filaments. Alors pour calculer f_R , nous considérons un modèle où le faisceau est divisé en 25 cellules dont chacune est de *waist* $w'_0 = w_0 / \sqrt{15}$ et contient un seul filament ainsi que 1/25 de la puissance incidente. En se basant sur ce modèle, nous montrons dans la figure 2.3 la focalisation résultante f_R obtenue, en fonction de la durée d'impulsion pour les trois valeurs considérées de la focalisation du télescope : $f_T = 150, 40$ et 30 m .

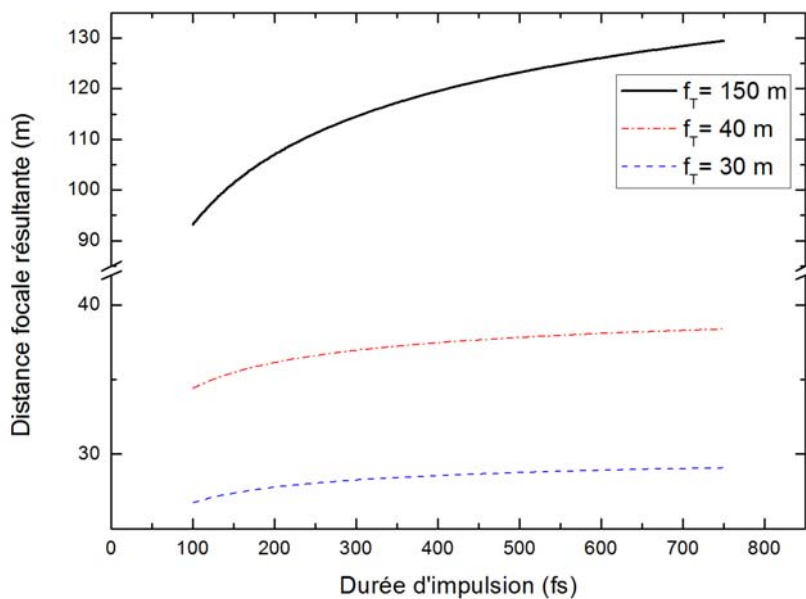


Fig. 2.3- Distance focale résultante en fonction de la durée de l'impulsion.

Nous remarquons tout d'abord que la valeur de la distance focale résultante décroît avec celle du télescope f_T . De plus, le terme dominant dans notre cas est le terme géométrique (focalisation du télescope), notamment pour $f_T = 30\text{ m}$ et $f_T = 40\text{ m}$. Cependant pour $f_T = 150\text{ m}$, le terme géométrique est moins dominant, ce qui explique l'évolution plus marquée de la position du début de la filamentation avec le *chirp* (donc avec la durée de l'impulsion) montrée ci-dessus (**Fig. 2.2**).

Nos résultats confirment ceux obtenus avec Wille *et al.*[13] avec le même laser en 2002. Ils nous serviront de référence pour le paragraphe suivant.

2.1.2 Étude de l'effet de la focalisation non-uniforme

Les applications atmosphériques de la filamentation, telles que le déclenchement et le guidage de la foudre par laser par exemple, exigent un plasma assez long et homogène. C'est dans ce but que nous avons cherché à optimiser les propriétés du plasma généré durant la propagation des impulsions laser ultrabrèves et ultraintenses par une méthode de focalisation non-uniforme que nous décrirons dans la suite.

2.1.2.1 Principe de l'expérience

Le principe de cette expérience est basé sur une focalisation non-uniforme du faisceau comme le montre la figure **2.4**, de façon à obtenir deux groupes de filaments qui sont initiés à deux positions différentes f_1 et f_2 . Ensuite, en optimisant le *chirp* et la focalisation globale du faisceau contrôlée par le télescope, nous cherchons à chevaucher les deux zones de filamentation pour obtenir une seule région plus longue et plus homogène.

Nous avons alors utilisé le système laser Teramobile et étudié deux configurations de focalisation non-uniforme : l'une avec une lentille semi-circulaire qui intercepte la moitié du faisceau (**Fig. 2.4-a**) et l'autre avec une petite lentille de 5 cm de diamètre positionnée au centre du faisceau (**Fig. 2.4-b**).

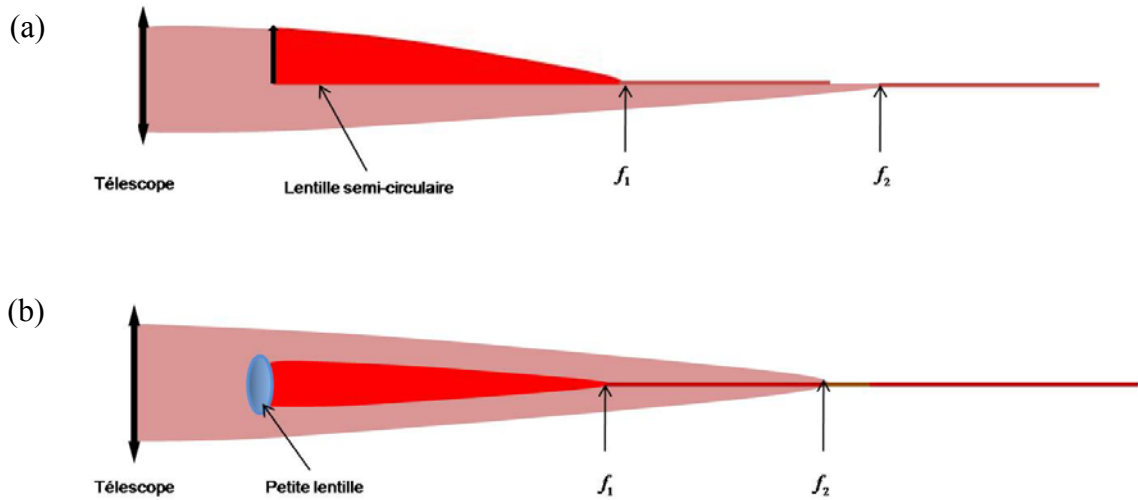


Fig. 2.4- Principe de la focalisation non-uniforme (a) Configuration avec une lentille semi-circulaire. On distingue deux parties du faisceau focalisées différemment. (b) Configuration avec une lentille circulaire au centre du faisceau : la partie centrale du faisceau est plus focalisée que la partie périphérique.

2.1.2.2 Résultats et discussion

Effet d'une lentille semi-circulaire sur la longueur de filamentation

Nous présentons dans la figure 2.5 les résultats obtenus dans différentes conditions de focalisations et de *chirp* :

- Le graphique (1) montre les résultats pour une focalisation uniforme par le télescope d'émission ($f_T = 40\text{ m}$) d'un faisceau d'énergie $E = 260\text{ mJ}$. Notons tout d'abord que ces résultats sont comparables à ceux de la figure 2.2 obtenus pour des valeurs de *chirp* différents et une énergie supérieure ($E = 300\text{ mJ}$).

- Le graphique (2) montre les résultats d'une focalisation non-uniforme d'un faisceau déjà focalisé à la sortie du télescope ($f_T = 40\text{ m}$) : une moitié (repère (a)) subit la focalisation supplémentaire d'une lentille semi-circulaire $f_{1/2} = 35\text{ m}$ qui intercepte la moitié de l'énergie du faisceau et une autre moitié (repère (b)) ne subit aucune focalisation supplémentaire.

Alors qu'elle porte la même intensité incidente et qu'elle ait la même focalisation, cette seconde moitié génère des filaments plus courts que ceux générés par le faisceau tout entier (graphique (1)). Ce raccourcissement des filaments est dû au fait que cette moitié libre du faisceau transporte une énergie deux fois moindre.

Cependant, la position du maximum d'ionisation dans (1) et (2-b) est comparable et s'étend au milieu de la région de filamentation pour (1). En fait, cette position est définie à quelques mètres près par la focalisation géométrique du télescope ($f_T = 40\text{ m}$) qui domine l'autofocalisation par l'effet Kerr. Ce résultat est en accord avec celui trouvé dans le cas d'une focalisation uniforme (section 2.1.1).

D'autre part, la comparaison des mesures obtenues pour les deux moitiés du faisceau non-uniformément focalisé (graphique (2), repères (a) et (b)) montre que la moitié plus fortement focalisée (a) génère des filaments plus courts, et qui sont initiés avant ceux de l'autre moitié ce qui est en accord avec le premier résultat de la section 2.1.1.

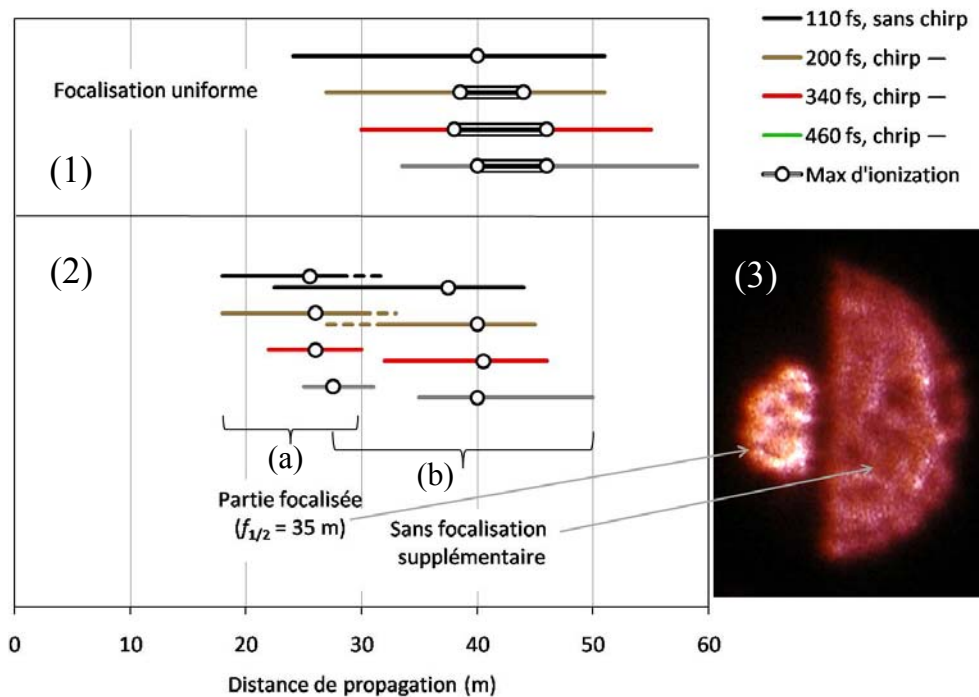


Fig. 2.5- (1) : Extension spatiale de la plage de filamentation et position du maximum d'ionisation du faisceau ($E = 260\text{ mJ}$) en fonction du *chirp* pour $f_T = 40\text{ m}$. (2) a- Effet d'une focalisation supplémentaire d'une moitié du faisceau par une lentille semi-circulaire $f_{1/2} = 35\text{ m}$. b- L'autre moitié du faisceau sans focalisation supplémentaire. (3) : profil du faisceau à 25 m de propagation.

De plus, en fonction de la valeur du *chirp*, les deux régions de filamentation correspondants aux deux moitiés du faisceau peuvent se chevaucher (zones pointillées du graphique 2, à 110 fs et 200 fs) en formant une longue région ionisée. Par ailleurs, comme les filaments des deux

moitiés sont focalisés, ils convergent au centre du faisceau et peuvent être considérés comme un seul bouquet de filaments.

- L'image (3) de la figure 2.5 montre le profil du même faisceau. La droite de l'image correspond à la focalisation géométrique par le télescope sans focalisation supplémentaire, la gauche correspond à la double focalisation par le télescope et la lentille semi-circulaire. Notons que le décalage longitudinal et transversal entre les deux bouquets de filaments est de quelques *cm* et n'est pas important à l'échelle typique des applications atmosphériques envisagées tel que le déclenchement et le guidage de la foudre par laser.

Grâce à la focalisation non-uniforme, le profil longitudinal d'ionisation dans la région de filamentation présente deux maxima, chacun étant dominé par la focalisation subie. Cette structure à deux maxima résulte en une ionisation plus homogène tout au long du canal de plasma, ce qui présente un avantage pour les applications envisagées.

Des résultats qualitativement similaires ont été obtenus pour un faisceau plus focalisé $f_T = 30 \text{ m}$ ainsi que pour un faisceau très faiblement focalisé $f_T = 150 \text{ m}$.

Effet sur la longueur de filamentation d'une lentille circulaire placée au centre du faisceau

Nous avons ensuite étudié l'effet d'une lentille circulaire de 5 cm de diamètre placée au centre du faisceau ($E = 300 \text{ mJ}$), déjà focalisé par le télescope d'émission ($f_T = 40 \text{ m}$). Nous avons utilisé deux lentilles de distances focales $f_C = 30 \text{ m}$ et $f_C = 40 \text{ m}$. Les résultats sont présentés dans la figure 2.6.

Durant la propagation, le profil du faisceau observé sur un écran montre deux parties de focalisations différentes : une partie centrale qui correspond à la fraction du faisceau focalisée par la lentille et le télescope d'émission, et une couronne qui correspond au parcours libre du faisceau après le télescope.

En considérant que le faisceau a un profil gaussien, on peut estimer que la partie centrale ne contient que 20% de l'énergie incidente bien que son intensité est supérieure à celle de la partie périphérique. Les filaments de la partie centrale sont donc moins longs et se forment avant ceux de la partie périphérique. Par ailleurs, les positions des points de début de la filamentation et des maxima d'ionisation sont pratiquement indépendantes du *chirp* initial de l'impulsion confirmant que dans cette configuration également la focalisation géométrique

domine sur l'autofocalisation par effet Kerr. De plus, les filaments formés dans les deux parties du faisceau se chevauchent pour tous les *chirps* étudiés pour $f_c = 30\text{ m}$ mais non pas pour $f_c = 40\text{ m}$. Ce chevauchement dépend essentiellement de la capacité des filaments de la partie centrale (focalisés géométriquement par le télescope et la lentille) à être assez longs pour durer jusqu'au bout de ceux de la partie périphérique.

En effet, les réservoirs d'énergie des deux parties chevauchées fusionnent et le bain de photon commun aide à maintenir les filaments et améliore l'homogénéité de la zone de filamentation résultante qui peut alors atteindre quelques dizaines de mètres. La focalisation de chaque partie contribue à ce raccord en jouant sur la longueur des filaments et sur le décalage entre les deux positions du début de la filamentation. Pour $f_c = 40\text{ m}$, le décalage est tel qu'aucun chevauchement n'est obtenu pour des *chirps* négatifs de 270 et 390 *fs*.

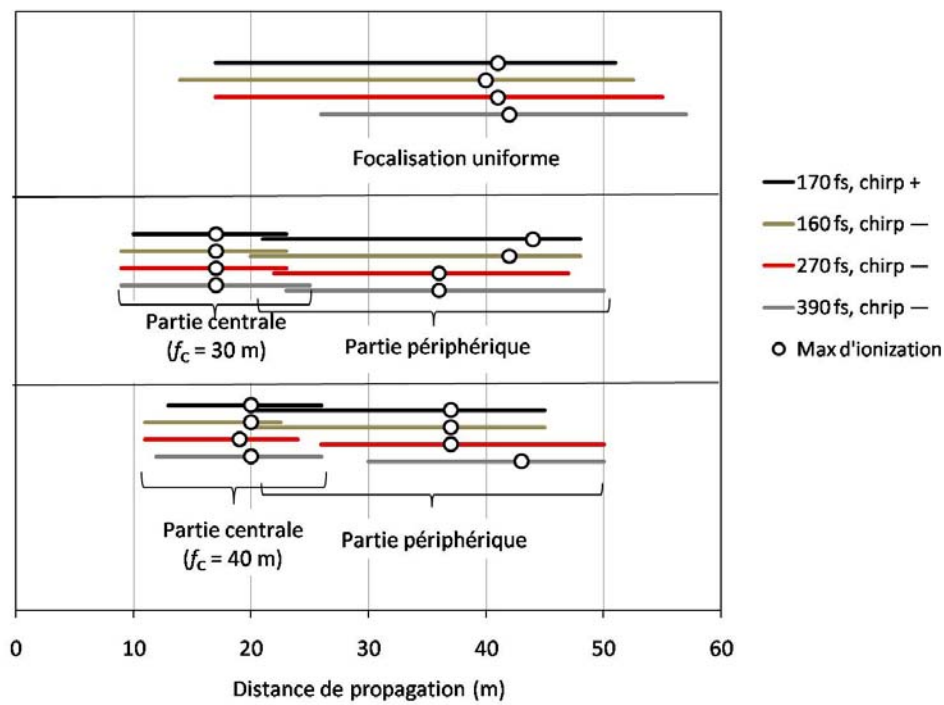


Fig. 2.6 - Extension spatiale de la plage de filamentation et position du maximum d'ionisation du faisceau ($E = 300\text{ mJ}$) en fonction du *chirp* pour une focalisation du télescope $f_T = 40\text{ m}$ et comparaison avec l'effet d'une focalisation supplémentaire d'une lentille placée au centre du faisceau : $f_c = 30\text{ m}$ et $f_c = 40\text{ m}$.

2.1.2.3 Conclusion

Dans cette première partie du chapitre, nous avons mis en évidence la possibilité d'améliorer la densité d'ionisation du plasma d'un faisceau laser femtoseconde en le focalisant de manière non-uniforme [11]. Dans la configuration de la lentille semi-circulaire, les deux parties du faisceau interagissent très peu, tandis qu'elles sont géométriquement forcées à chevaucher après une certaine distance de propagation dans la configuration de la lentille circulaire au centre du faisceau. C'est donc l'interaction des bains de photon de la partie centrale et périphérique du faisceau dans cette dernière configuration qui explique la différence des résultats obtenus. La configuration avec une lentille circulaire centrale est donc plus favorable pour générer un plasma de plus grande homogénéité longitudinale.

Cependant nous n'avons pas réussi à obtenir des filaments plus longs que ceux obtenus par la focalisation uniforme avec le télescope d'émission.

2.2 Caractérisation angulaire de l'émission conique [12]

Durant leur propagation dans l'air, les impulsions laser ultrabrèves émettent de la lumière blanche qui rend possible la télédétection de plusieurs polluants à la fois par la technique lidar non-linéaire. Comme nous l'avons vu dans la section **1.3**, une partie de la lumière blanche est émise sous forme d'émission conique, qui n'avait jusqu'ici été caractérisée qu'entre 500 *nm* et 800 *nm*.

Par ailleurs, plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer l'origine physique de l'émission conique [14-18] mais les données disponibles ne permettent pas de discriminer entre ces modèles dont les prédictions sont très proches dans le visible.

C'est dans ce cadre que nous avons mené une étude expérimentale de caractérisation de la distribution angulaire de l'émission conique par la multifilamentation d'un faisceau laser femtoseconde térawatt [12]. Nos mesures expérimentales nous ont servi à vérifier la validité des modèles proposés sur un large continuum allant jusque dans l'ultraviolet (225 *nm*). En outre, nous avons pu calculer l'efficacité de conversion de la longueur d'onde fondamentale du laser incident vers le continuum de lumière blanche sur la plage de longueurs d'onde comprises entre 225 et 1080 *nm*.

2.2.1 Principe de l'expérience

Dans cette expérience nous avons utilisé le système laser Teramobile (section 1.4) pour générer des impulsions ultrabrèves de durée $\Delta\tau = 100 \text{ fs}$, de longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ et de puissance crête $P = 3 \text{ TW}$ soit $1000 P_{crit}$ environ. Après s'être focalisé par le télescope d'émission ($f_T = 42 \text{ m}$), le faisceau de diamètre initial $\varphi = 15 \text{ cm}$ donne lieu à une multifilamentation à $z_{f_1} = 30 \text{ m}$ (nous avons pu compter 25 filaments environ) et les filaments s'étendent sur 22 m jusqu'à $z_{f_2} = 52 \text{ m}$.

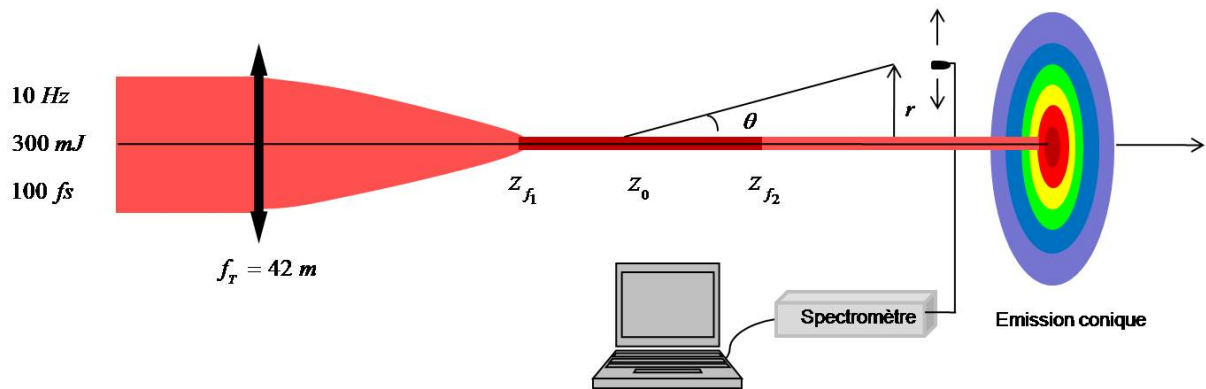


Fig. 2.7 - Montage expérimental : Une fibre optique couplée à un spectromètre est balayée à travers le profil du faisceau en aval des filaments pour collecter les spectres de l'émission conique générés par multifilamentation d'un faisceau femtoseconde térawatt.

Nous montrons dans la figure 2.7 le montage expérimental réalisé. Nous avons enregistré les spectres d'émission conique en aval des filaments en fonction de la distance radiale à trois distances différentes de la source laser : $z = 82,5, 86 \text{ et } 106 \text{ m}$ respectivement. Les distances radiales mesurées correspondent à un angle d'émission θ qui s'étend de -8 mrad à $+8 \text{ mrad}$.

Nous avons enregistré les spectres sur une plage de longueurs d'onde entre $225 \text{ et } 1080 \text{ nm}$ à l'aide d'une fibre optique couplée à un spectromètre de résolution de 0.4 nm (Ocean Optics HR2000+) en dirigeant la fibre vers la source laser et en la balayant à travers le profil du faisceau. Pour chaque position angulaire, nous avons effectués deux mesures pour le même spectre : une première mesure où nous avons utilisé des densités neutres (jusqu'à OD 4.0) insérées devant la fibre optique pour éviter la saturation autour de la longueur d'onde fondamentale à 800 nm et une deuxième où nous avons augmenté le temps d'intégration

(de 1 s à 65 s) pour mesurer l'émission conique de faible intensité loin de la longueur d'onde fondamentale avec une bonne résolution. Nous avons moyenné les spectres sur 10 points successifs, ce qui fournissait une résolution de 4 nm.

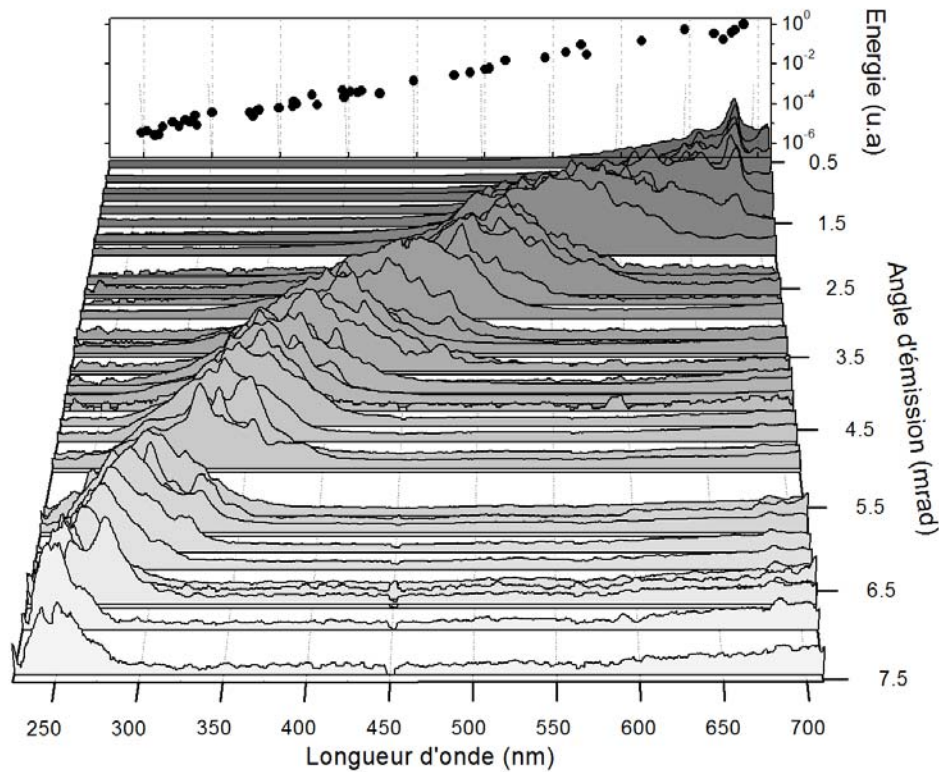


Fig. 2.8- Pics d'intensité normalisée de l'émission conique en fonction de l'angle d'émission θ . En arrière-plan l'énergie intégrée de l'émission conique en fonction de la longueur d'onde, calculée en intégrant les spectres en fonction de la longueur d'onde et spatialement sur tout l'anneau d'émission.

2.2.2 Dépendance angulaire de l'émission conique

Nous avons vérifié expérimentalement que l'émission conique est émise depuis un point situé à $z_0 = 44.5 m$ en comparant les résultats obtenus pour les trois distances de mesure.

La figure 2.8 présente la dépendance angulaire des spectres d'émission conique normalisés à l'unité sur la plage des longueurs d'onde de 225 à 710 nm. On voit clairement que l'angle de l'émission conique θ augmente quand les longueurs d'onde s'écartent vers le bleu et l'ultraviolet. Aucune émission conique n'a été observée dans l'infrarouge entre 800 nm et 1080 nm. L'arrière plan de la figure 2.8 montre l'énergie des pics d'émission conique en fonction de la longueur d'onde ; elle suit la même variation que l'intensité du spectre du continuum de lumière blanche.

Notons que nos mesures résultent d'une convolution de l'angle d'émission de chaque filament avec la divergence du bouquet de différents filaments imposée par la géométrie du faisceau. Cependant, l'autofocalisation spatiale du faisceau réduit cette divergence en dessous de la divergence géométrique initiale du faisceau, qui vaut 1.8 mrad . En se référant à d'autres observations [19] pour des distances de propagation plus longues, la divergence du faisceau nous amène à surestimer l'angle de l'émission conique avec une erreur limite de $\Delta\theta = 1 \text{ mrad}$. Cependant, nous n'avons pas pu mesurer la valeur exacte de ce décalage.

2.2.3 Différentes interprétations de l'émission conique

Nos mesures angulaires de l'émission conique (**Fig. 2.8**) couvrent une plage spectrale entre 225 et 710 nm et nous permettent donc de lever partiellement l'ambiguïté entre les différentes interprétations proposées pour l'émission conique : l'automodulation de phase décrite dans la section 1.2 [16, 20], la réfraction de la lumière générée en arrière de l'impulsion par le plasma généré par son avant [21], le mélange à quatre ondes (FWM) [17], les X-Waves [18] et l'émission Čerenkov [14]. Avant de les comparer avec nos résultats expérimentaux, nous rappellerons brièvement les grandes lignes de chacune de ces interprétations.

Réfraction par le plasma

Nibbering *et al.* [21] ont suggéré que l'émission conique pourrait résulter de la réfraction d'une partie de la lumière blanche émise par l'automodulation de phase à l'arrière de l'impulsion, par le plasma généré à l'avant de la même impulsion.

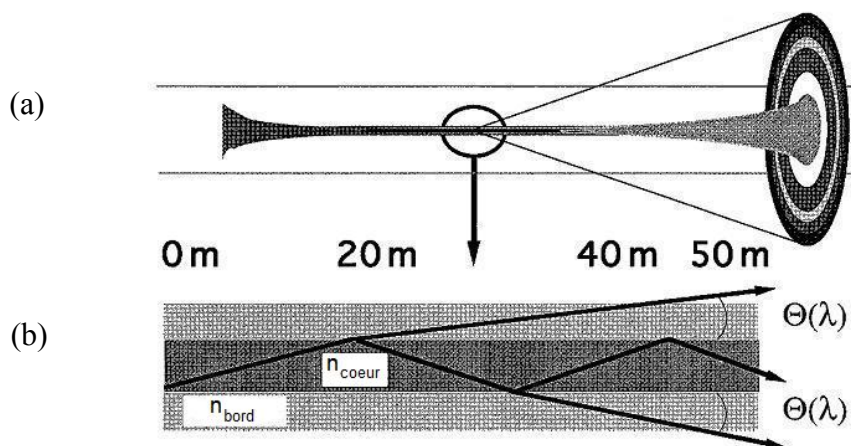


Fig. 2.9- Interprétation de l'émission conique par Nibbering *et al.* (a) Emission des anneaux colorés par un filament (b) Réfraction des composantes spectrales dans une antiguide d'onde de plasma.

Mélange à quatre ondes et accord de phase

Le mélange à quatre ondes (FWM, **F**our **W**ave **M**ixing en anglais) est un processus non-linéaire de troisième ordre durant lequel deux photons aux fréquences ω_1 et ω_2 se convertissent en une paire de photons de fréquences conjuguées ω_3 et ω_4 en respectant la conservation de l'énergie :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (2.2)$$

Luther *et al.* ont montré théoriquement [17] que les angles de l'émission conique de chaque longueur d'onde suivent la relation qu'impose l'accord de phase du FWM :

$$\theta = \sqrt{k_0''/k_0} \Omega \quad (2.3)$$

avec $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$ où $\omega = 2\pi c/\lambda$ est la fréquence et $n(\omega)$ est l'indice de réfraction de l'air (section 1.1), $\Omega = \omega - \omega_0$ est le décalage par rapport à la fréquence initiale et $k_0'' = \partial^2 k(\omega)/\partial \omega^2|_{\omega_0}$ [17].

Les X-waves

Les X-waves sont des paquets d'onde particuliers qui se propagent sans subir l'élargissement de la diffraction naturelle ni la dispersion et dont leur concept est utilisé pour décrire la filamentation [3].

La liaison entre les X-waves et l'émission conique a été proposée pour la première fois par Conti *et al.* en 2003 [22] et sa dispersion angulaire a été mesurée par Faccio *et al.* [23] dans l'eau, le lithium-triborate et l'air. Dans le cadre de cette théorie l'angle d'émission conique est donné par :

$$\theta = \sqrt{1 - \left(\frac{k_0 + \Omega/v_g}{k(\omega)} \right)^2} \approx 1 - \frac{1}{2k(\omega)^2} \left(k_0 + \frac{\Omega}{v_g} \right)^2 \quad (2.4)$$

avec $v_g = 1/(k'_0 - \alpha)$ la vitesse de groupe du filament et α un paramètre d'ajustement qui dépend des conditions initiales [24], que nous considérerons ici comme nul. Ceci est équivalent à supposer $v_g = 1/k'_0 \equiv v_c$, avec v_c la vitesse de groupe de l'impulsion laser à la fréquence porteuse.

Émission Čerenkov

En général, on parle d'une émission Čerenkov lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu. Il en résulte une onde de choc qui émet de la lumière à l'intérieur d'un cône dont l'ouverture dépend du milieu de propagation et de la vitesse de la particule. Cette émission est par exemple responsable de la couleur bleue des piscines dans les centrales nucléaires.

En 1990 I. Golub a proposé une interprétation de l'émission conique dans l'eau en tant qu'émission Čerenkov [14]. En effet, la polarisation (l'excitation du milieu) induite par le filament dans le milieu et qui se propage à la vitesse de groupe v_g de l'impulsion laser résulte en une émission dont la relation de dispersion est donnée par [14] :

$$\cos(\theta) = \frac{1}{k(\omega)} \left(k_0 + \frac{n_0}{c} \Omega \right) \quad (2.5)$$

En effectuant dans l'équation 2.5 un développement limité de $\cos(\theta) = 1 - \theta^2 + \dots$, on obtient la même expression que dans l'équation 2.4 pour le cas particulier $v_g = c/n_0 \equiv v_\varphi$. Autrement dit, la relation de Čerenkov peut être considérée comme un cas particulier de la relation des X-Waves quand la vitesse de groupe du filament v_g est égale à la vitesse de phase de la fréquence porteuse v_φ .

Discussion

Comme le montre la figure 2.10, la même dépendance angulaire de l'émission conique est obtenue par notre étude ainsi que par d'autres études antérieures entre 500 et 700 nm [14-18].

Au dessous de 400 nm, le modèle du FWM par exemple prévoit une pente de variation différente que celle de nos mesures. Nous suggérons donc que l'accord de phase du mélange à quatre ondes ne donne pas une bonne interprétation de l'émission conique.

Par contre, la relation de dispersion de l'émission Čerenkov et du modèle des X-Waves reproduisent la dépendance angulaire de nos mesures expérimentales sur toute la plage de longueurs d'onde de 225 à 710 nm, compte tenu de l'incertitude sur la divergence globale du faisceau dans nos mesures.

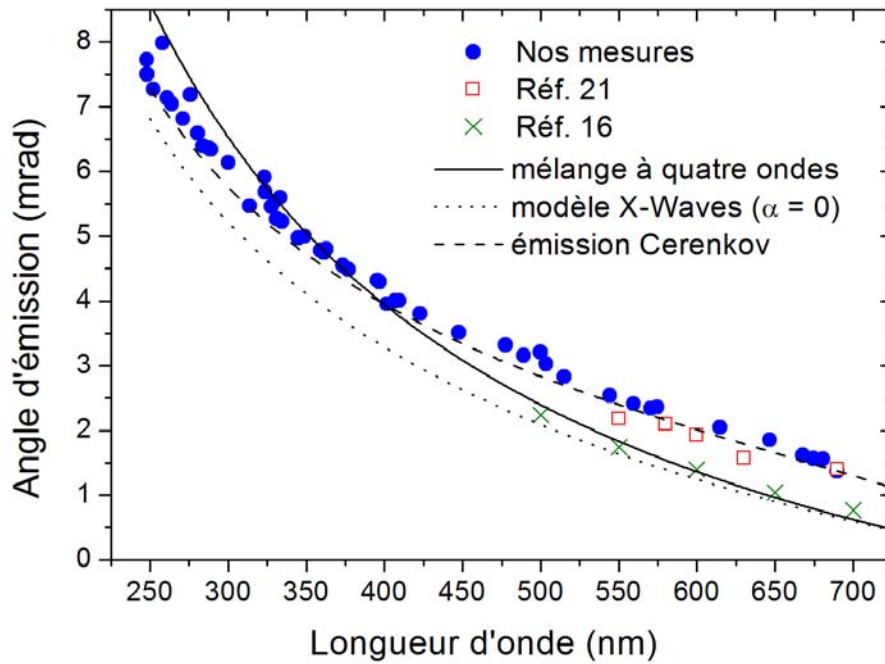


Fig. 2.10- Angles d'émission conique en fonction de la longueur d'onde obtenus dans différentes études. La même variation est trouvée entre 500 et 700 nm dans toutes les études considérées.

2.2.4 Mesure de l'efficacité de conversion

Les mesures réalisées ci-dessus donnent des spectres sur la plage de longueurs d'onde entre 200 et 1080 nm, pour des angles entre -8 et +8 mrad. Ces mesures nous ont permis de calculer l'efficacité de conversion de la longueur d'onde fondamentale du faisceau incident en avant vers le continuum de lumière blanche.

On définit $\eta(\lambda)$ comme étant le taux d'efficacité de conversion par unité spectrale intégré sur tout le cône d'émission. $\eta(\lambda)$ représente la quantité de l'énergie incidente à 800 nm convertie en une gamme de longueurs d'onde infinitésimales centrées autour de λ . L'efficacité de conversion entre λ_0 et λ_1 est alors donnée par :

$$H(\lambda_0, \lambda_1) = \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \eta(\lambda) d\lambda \quad (2.6)$$

où :

$$\eta(\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} I_{\theta}(\lambda) \cdot r \cdot dr}{E_0} \cong \frac{\int_0^{\theta_{\max}} I_{\theta}(\lambda) \cdot (z - z_0)^2 \cdot \theta \cdot d\theta}{E_0} \quad (2.7)$$

où $I_\theta(\lambda)$ est le spectre mesuré à l'angle θ , $r = (z - z_0)\sin(\theta) \cong (z - z_0)\theta$ est la distance radiale de l'axe de propagation et $E_0 = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} d\lambda \cdot \int_0^{\pi/2} I_\theta(\lambda) \cdot (z - z_0)^2 \cdot \theta \cdot d\theta$.

Nous montrons dans la figure 2.11 le taux de conversion ainsi calculé. On constate qu'après la propagation, le spectre est centré à 806 nm avec un faible décalage par rapport à la longueur d'onde du faisceau incident à 800 nm. Ce graphe montre aussi la raie d'absorption de l'eau à 940 nm [25] et la diffusion cohérente Raman anti-Stokes émise par les molécules d'azote N₂ à 678 nm [26], correspondant à un décalage Raman de 2329 cm⁻¹ de la longueur d'onde centrale à 806 nm. L'efficacité totale de conversion est estimée à environ 16% en intégrant $\eta(\lambda)$ entre 280 et 745 nm puis entre 855 et 1090 nm (pour ne pas prendre en compte les longueurs d'ondes autour de la fondamentale).

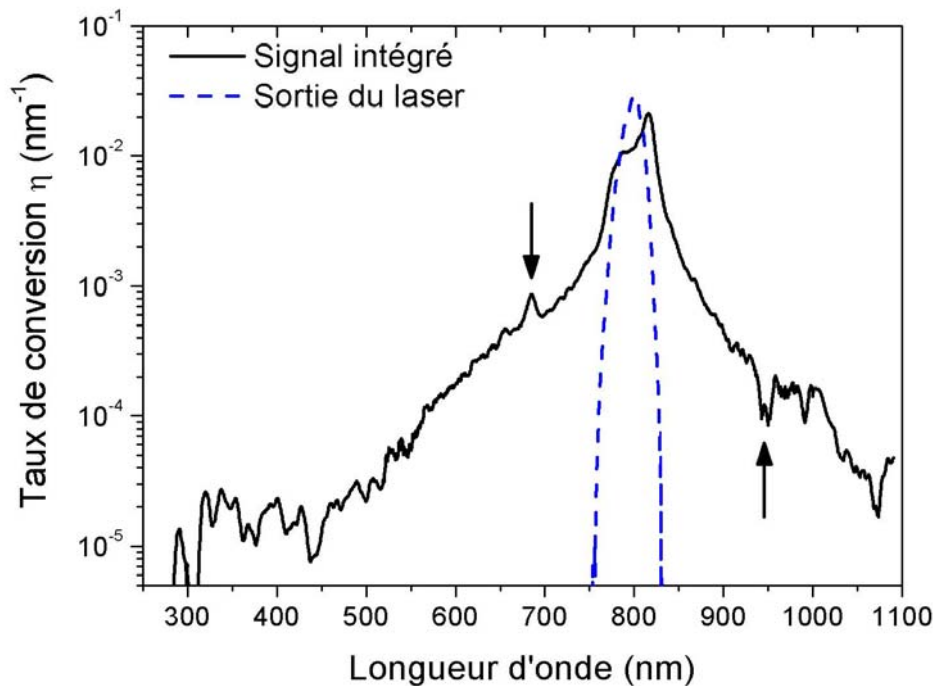


Fig. 2.11- Taux de l'efficacité de conversion en lumière blanche de la longueur d'onde fondamentale. Les flèches montrent la diffusion cohérente Raman anti-Stokes à 678 nm et l'absorption de la vapeur d'eau à 940 nm.

2.2.5 Conclusion

En conclusion, nous avons caractérisé l'émission conique d'un large continuum de lumière jusqu'à 225 nm dans l'ultraviolet [12]. Nous n'avons pas observé d'émission conique entre 800 et 1080 nm . Nos mesures expérimentales excluent l'accord de phase du mélange à quatre ondes FWM comme le seul mécanisme à l'origine de l'émission conique dans l'UV et valident les modèles des X-Waves et de l'émission Čerenkov. Nous avons aussi estimé à 16% l'efficacité de conversion absolue de la longueur d'onde fondamentale du laser incident vers le continuum de lumière blanche.

2.3 Analyse de la lumière blanche rétroémise par un filament

Le continuum de lumière blanche généré durant la propagation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air représente un outil précieux pour les mesures de type lidar non linéaire. Comme nous l'avons déjà vu dans la section 2.2, une partie de la lumière est émise en avant sous la forme d'émission conique. Par ailleurs, des expériences de laboratoire [25] suggèrent qu'une partie de la lumière blanche est émise vers l'arrière de façon préférentielle. Or, pour des raisons techniques, les mesures n'ont jamais pu être menées dans la plage d'angle ($\leq 3^\circ$) très proche de la rétrodiffusion.

Dans la suite, nous présentons une étude expérimentale menée dans le but de réaliser ces mesures avec une bonne résolution angulaire.

2.3.1 Schéma expérimental et principe de l'expérience

Dans cette expérience nous avons utilisé la chaîne laser Helvetera de l'équipe GAP-Biophotonics de l'université de Genève. Les impulsions générées à 800 nm avec un taux de répétition de 100 Hz sont caractérisées par une énergie de 300 mJ , une durée de 30 fs et une polarisation horizontale. Nous présentons le montage réalisé dans la figure 2.12.

A la sortie du compresseur, le faisceau est focalisé par une lentille de 3 m de distance focale. Ensuite, il est réfléchi par un miroir et après une propagation d'environ 5 m il est arrêté par un puits de lumière. Durant la propagation du faisceau, à 3 m en aval de la lentille, un filament

unique prend naissance et émet de la lumière blanche vers l'avant mais aussi vers l'arrière. Tandis que ce continuum garde la polarisation rectiligne du laser, le plasma a une émission isotrope et non polarisée. Cette différence de polarisation nous a permis de les séparer, grâce à un système de détection adéquat. Dans ce dispositif, la lumière rétroémise est collectée par une lentille puis séparée en deux par une lame semi réfléchissante 50/50. Deux photomultiplicateurs PM1 et PM2 munis de polariseurs respectivement parallèle et perpendiculaire à la polarisation du laser sont placés sur les deux bras ainsi définis. Ainsi, le PM1 détecte à la fois la lumière émise par le plasma (non polarisée) et celle issue du continuum de lumière blanche (polarisation parallèle) tandis que le PM2 ne détecte que la lumière émise par le plasma.

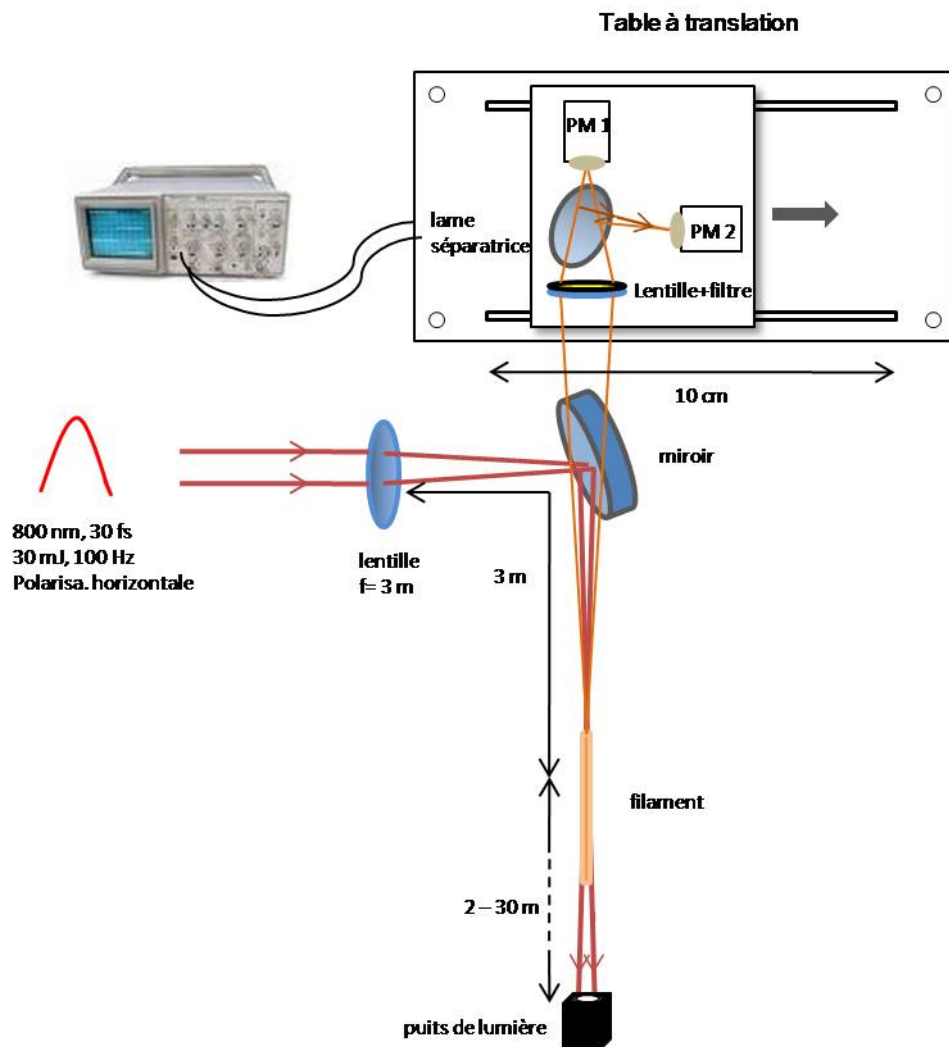


Fig. 2.12 - Dispositif expérimental pour l'étude de la lumière rétroémise par un filament.

Les signaux des deux photomultiplicateurs sont enregistrés sur un oscilloscope d'une bande passante de 400 MHz , correspondant à une résolution spatiale de 26 cm . Le signal du continuum de lumière blanche est donc la différence entre les signaux des deux photomultiplicateurs corrigés en tenant compte des gains, et des coefficients de transmission et de réflexion de la lame séparatrice et du miroir, puis moyennés sur 512 impulsions laser.

Ce dispositif de mesure simultanée suivant les deux états de polarisation nous affranchit des fluctuations coup à coup de la quantité de lumière blanche générée par le laser (qui sont trop importantes pour autoriser une mesure alternative des deux canaux de polarisation). L'ensemble du système de détection est monté sur une platine de translation motorisée et pilotée par un ordinateur, offrant une course de 10 cm qui permet de balayer une plage angulaire de $(\pm 0,82^\circ)$ par course.

2.3.2 Dépendance angulaire de la rétroémission

La figure 2.13 nous présente la distribution angulaire de la rétroémission sur la plage angulaire de -7° à 4° (0° étant l'angle de rétrodiffusion) avec une résolution de $0,1^\circ$.

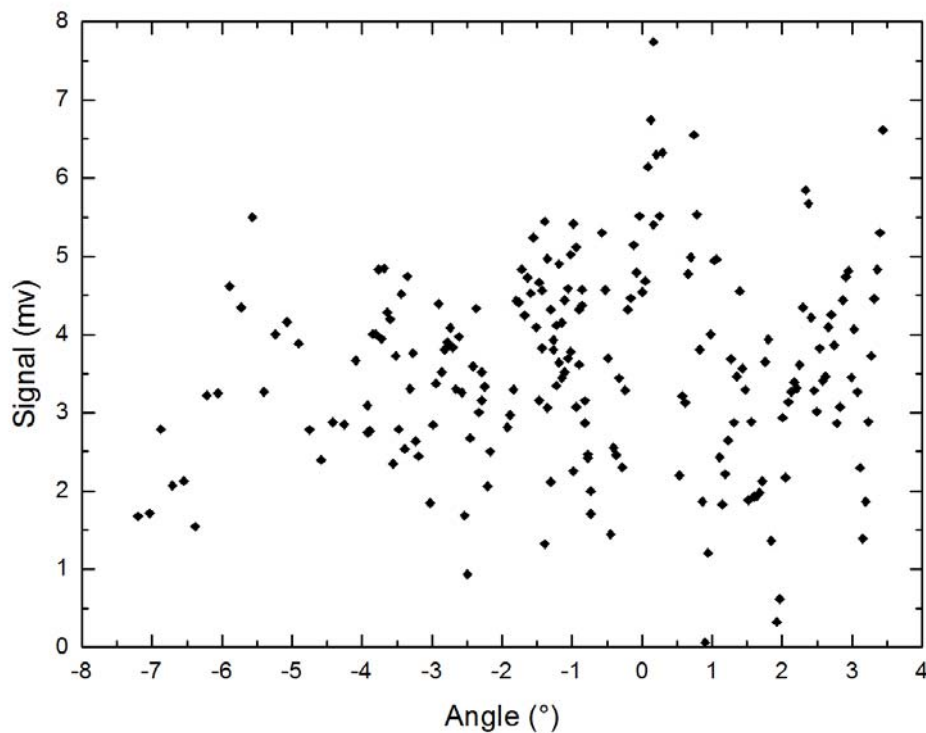


Fig. 2.13 – Dépendance angulaire de la lumière rétroémise.

Un filtre a été utilisé pour sélectionner une bande passante de 40 nm centrée autour de 500 nm . Afin de limiter l'influence des fluctuations du laser, nous avons effectué une moyenne glissante sur trois points de mesure.

Les résultats ci-dessus ne montrent aucune émission préférentielle de lumière vers l'arrière. Au contraire, la lumière est émise de façon isotrope sur la plage considérée à la résolution de nos mesures. Notons que ces angles restant relativement petits, la dépendance angulaire due à la diffusion Rayleigh n'est pas visible.

La même isotropie est observée à une plus haute résolution angulaire de (0.02°) , comme le montre la figure (**Fig. 2.14**).

Nous avons également obtenu des résultats similaires avec des filtres $530 \pm 10 \text{ nm}$ et $580 \pm 10 \text{ nm}$.

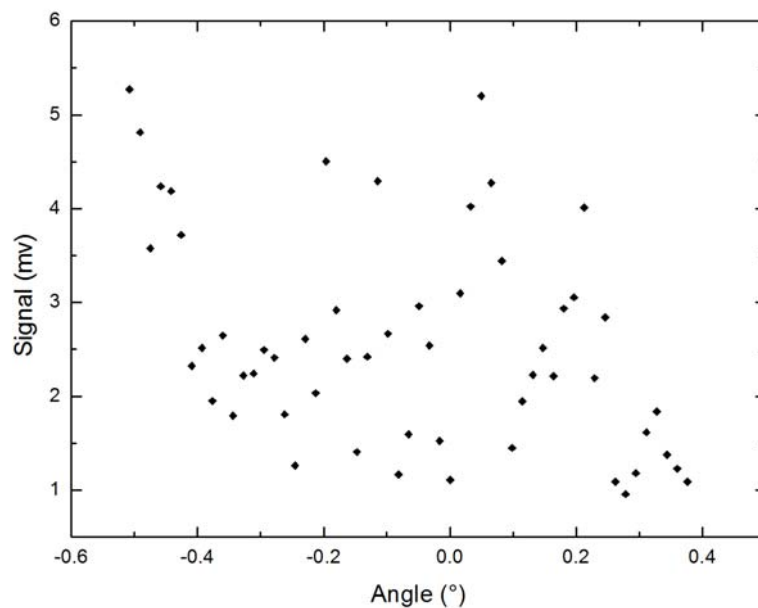


Fig. 2.14- Dépendance angulaire de la lumière rétroémise à haute résolution.

2.3.3 Mesures sans focalisation préalable du faisceau

Les résultats obtenus semblent contredire ceux mesurés précédemment [25] et nous avons voulu vérifier si cette différence est due au fait de focaliser le faisceau. Nous avons donc refait la même expérience en laissant le faisceau s'autofocaliser par effet Kerr dans un couloir de 30 m de long sans aucune focalisation à la sortie du compresseur. Cette configuration nous a

permis d'obtenir un filament beaucoup plus long que celui obtenu dans les expériences en configuration focalisée. Pour autoriser la formation rapide des filaments et ne pas être limité par la distance disponible, nous avons réduit la taille du faisceau (à environ 1 cm) grâce à un télescope formé de 2 lentilles. De plus, nous avons laissé le filament se propager dans une hotte à flux laminaire afin de nous affranchir des perturbations induites par la diffusion de Mie de la poussière. La distribution angulaire de la lumière blanche émise à l'arrière dans cette configuration est présentée dans la figure 2.15. De nouveau, nous observons que la lumière rétroémise est aussi relativement isotrope, les fluctuations observées étant au plus du même ordre de grandeur que le bruit.

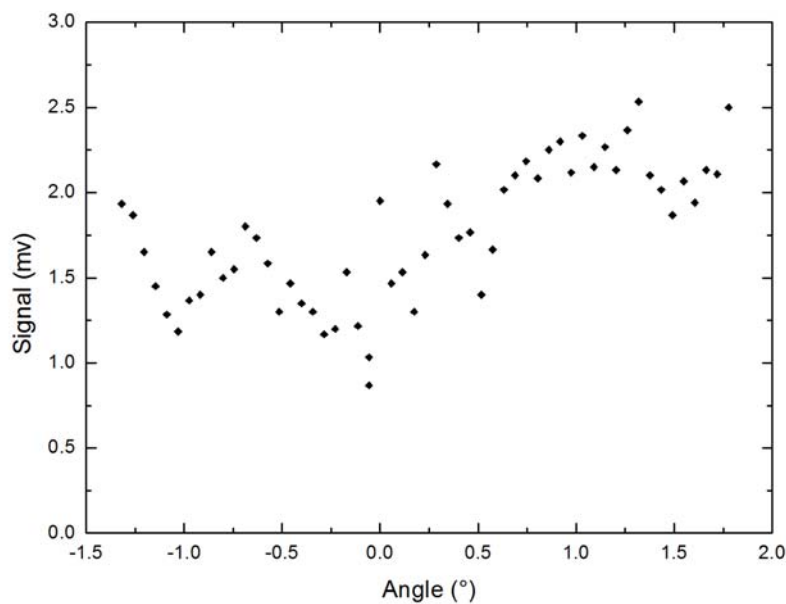


Fig. 2.15- Distribution angulaire de la lumière rétroémise par un faisceau émis collimaté.

2.3.4 Discussion

Contrairement aux résultats des mesures antérieures [25], la distribution angulaire que nous avons trouvée ne montre aucune émission préférentielle de lumière vers l'arrière. Une raison probable de ce désaccord est la durée d'impulsion. En effet, les impulsions laser utilisées dans notre expérience sont d'une durée de 30 fs, soit quatre fois moins longues que celles du laser utilisé précédemment. Une durée d'impulsion plus longue laisse au plasma généré le temps de se développer et de réfléchir la lumière vers l'arrière, ce qui n'est pas le cas dans notre expérience avec des impulsions de 30 fs.

2.3.5 Conclusion

Les résultats des mesures de la dépendance angulaire de la lumière rétroémise entre -5° et $+5^\circ$ présentées ici viennent compléter ceux obtenus précédemment [25]. Nous n'avons pas observé d'émission préférentielle vers l'arrière dans cette plage angulaire, y compris avec une bonne résolution autour de 0° . La longueur du filament et la densité de plasma ne semblent pas non plus jouer un rôle. Cette différence de comportement avec les résultats antérieurs pourrait être due à l'utilisation des impulsions plus courtes, moins efficaces pour générer un plasma dans les filaments.

2.4 Étude de la réflexion de micro-ondes sur un réseau de filaments

2.4.1 Introduction

Les micro-ondes sont des ondes électromagnétiques de longueurs d'onde entre 1 mm et 30 cm . Elles sont largement utilisées par exemple dans le domaine alimentaire, la télédétection, la télécommunication, les applications militaires, etc.

Comme pour toutes les ondes électromagnétiques, les micro-ondes subissent le phénomène de la diffraction et leur intensité décroît avec la distance de propagation. Une solution pour réduire les pertes du signal micro-onde pourrait consister à le guider par un réseau de filaments générés par un laser ultrabref et ultraintense. En effet, la densité électronique d'un filament est de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} (**section 1.2**) et donc la fréquence de plasma ω_p est supérieure à 300 GHz , qui est la limite supérieure de fréquence pour les micro-ondes. Par conséquent, celles-ci ne peuvent pas se propager dans le plasma, et sont alors réfléchies.

L'avantage d'une telle méthode réside dans les propriétés originales de la filamentation (**section 1.3**), dont la propagation à une très grande échelle et la robustesse face aux conditions atmosphériques réelles.

Réussir le guidage des micro-ondes par un réseau de filaments exige tout d'abord la satisfaction de certaines conditions sur la géométrie du réseau (notamment le nombre des filaments et la distance qui les séparent), puis la réalisation du réseau et l'optimisation de son

efficacité de réflexion. C'est dans ce cadre que nous présenterons dans la suite les détails de notre travail expérimental.

2.4.2 Étude préliminaire

Afin de dimensionner un réseau de filaments, difficile de faire à volonté, deux questions fondamentales se posent sur le nombre des filaments nécessaires et la distance qui les sépare.

C'est pour cette raison que nous avons réalisé, dans un premier temps, un réseau de fils de cuivre de $100 \mu m$ de diamètre, comparable à celui d'un filament.

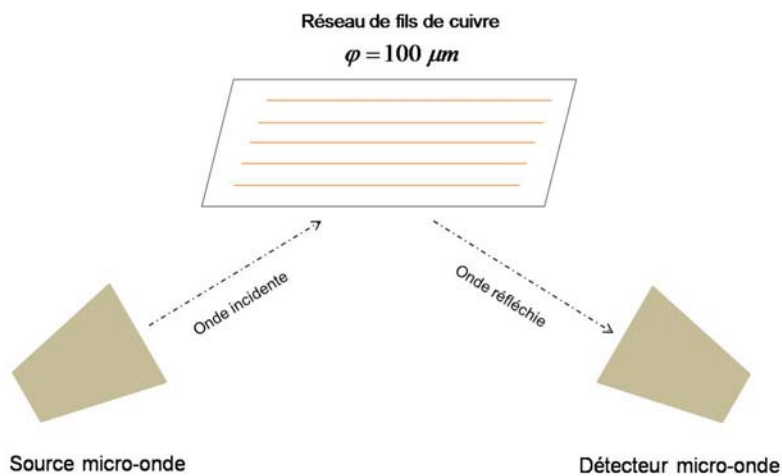


Fig. 2.16- Dispositif expérimental pour étudier la réflexion des micro-ondes sur un réseau de fils de cuivre.

Le principe de l'expérience est présenté dans la figure **2.16**. Les micro-ondes de longueur d'onde $\lambda = 2,85 \text{ cm}$ sont émises par la source (PASCO scientifique WA-9316) en direction du réseau de fils de cuivre, et collectées par un détecteur positionné à l'angle de réflexion.

Comme le montre la figure **2.17**, un réseau d'au moins 4 fils de cuivre est nécessaire pour que le signal réfléchi excède le bruit de fond ($\sim 0,02 \text{ u.a.}$).

Bien que les propriétés d'un filament (**section 1.3**) soient différentes que celles d'un fil de cuivre notamment la densité des électrons et la conductivité ($\sigma_{\text{filament}} = 10^{-6} \text{ S/m}$ tandis que $\sigma_{\text{cuivre}} = 59,6 \cdot 10^6 \text{ S/m}$), ce résultat fournit des indications sur le réseau de filaments à réaliser pour espérer réfléchir des micro-ondes.

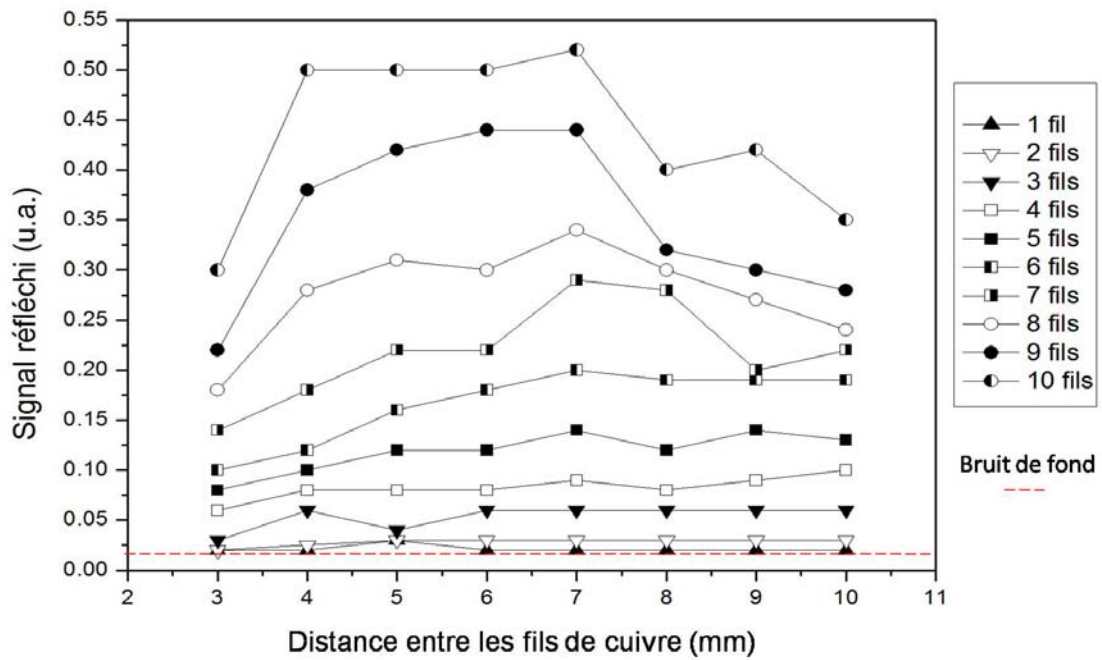


Fig. 2.17- Signal de micro-ondes réfléchi pour différentes configurations du réseau de fils de cuivre.

2.4.3 Réalisation d'un réseau de filaments

Avec les indications ci-dessus, nous avons donc cherché à réaliser notre réseau de filaments en focalisant le faisceau du système laser Helvetera grâce à un miroir cylindrique (Fig. 2.18).

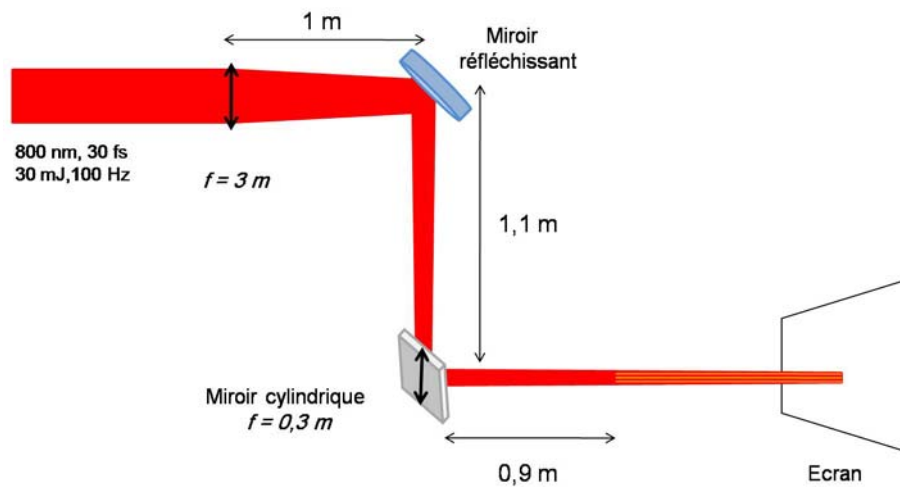


Fig. 2.18- Schéma expérimental de la réalisation d'un réseau de filaments.

Plus précisément, à la sortie du compresseur, le faisceau est focalisé par une lentille sphérique ($f = 3\text{ m}$) puis par un miroir cylindrique placé à $2,1\text{ m}$ de celle-ci et focalisant le faisceau selon l'axe vertical ($f = 0,3\text{ m}$).

Dans cette configuration, nous avons pu obtenir trois filaments alignés, distants de quelques mm comme le montre la photo de la figure 2.19.

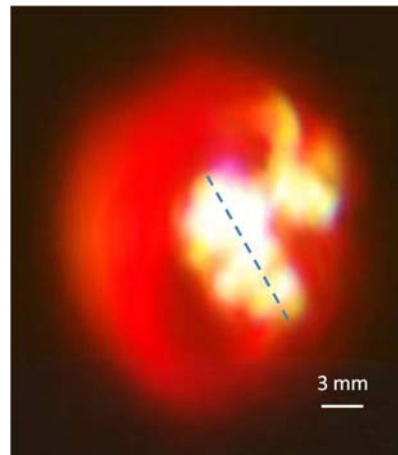


Fig. 2.19- Image d'un « peigne » de filaments : on voit trois filaments alignés et un quatrième vers la droite.

2.4.4 Premiers essais de mesure d'un signal micro-onde réfléchi sur le réseau de filaments

Bien que le réseau de filaments obtenu ne soit qu'un prototype, nous l'avons utilisé dans nos premières tentatives de réflexion du signal micro-onde. Nous montrons le montage expérimental réalisé dans la figure 2.20. Il est basé sur le montage précédent (**Fig. 2.18**). Pour enregistrer le signal micro-onde collecté par le détecteur, nous avons utilisé un oscilloscope interfacé avec un ordinateur. L'enregistrement du signal micro-onde était synchronisé avec les tirs laser à l'aide d'une photodiode. Les premières mesures menées ne montrent aucune différence significative en dépendance des tirs laser. Ce résultat suggère donc que la réflexion des micro-ondes nécessite un réseau de filaments optimisé, notamment avec un plus grand nombre de filaments.

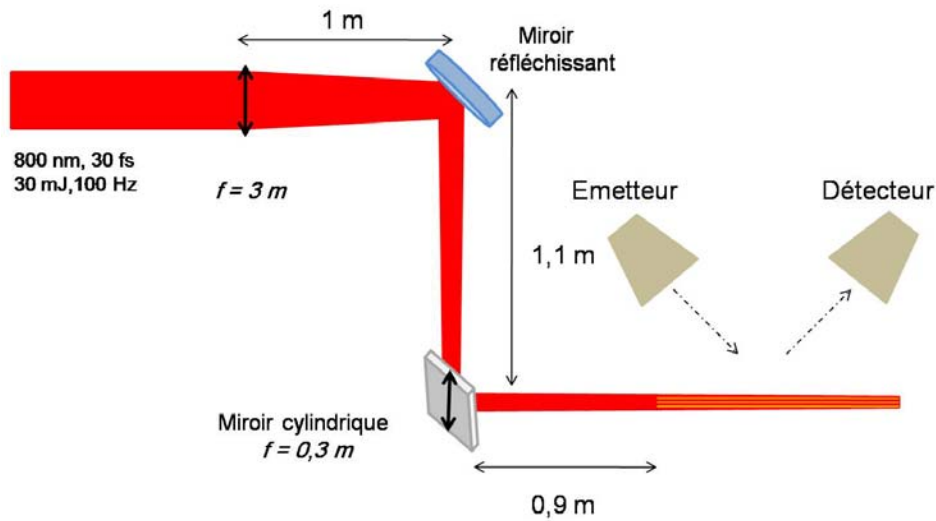


Fig. 2.20- Schéma expérimental pour la mesure du signal micro-onde réfléchi sur le réseau de filaments.

2.5 Conclusion générale du chapitre

Dans ce chapitre nous avons présenté plusieurs expériences consacrées à l'étude de la géométrie de la filamentation.

La première expérience illustre l'effet de la focalisation uniforme sur la longueur des filaments, la position du point de début de la filamentation et le maximum de densité de plasma d'un faisceau laser femtoseconde térawatt. Nous avons ensuite montré la possibilité d'améliorer l'homogénéité du plasma généré par les impulsions ultrabrèves et ultraintenses par une focalisation non-uniforme. Les résultats trouvés pourront servir pour optimiser les configurations d'émission en vue du déclenchement et du guidage de la foudre par laser.

La deuxième expérience était consacrée à la caractérisation de la distribution angulaire de l'émission conique par la multifilamentation d'un faisceau laser femtoseconde et térawatt. Les mesures expérimentales qui couvrent un large continuum de lumière dans le visible et l'ultraviolet nous ont servi à vérifier la validité des modèles proposés pour interpréter le phénomène de l'émission conique. De plus, nous avons pu calculer l'efficacité de conversion de la longueur d'onde fondamentale du laser incident vers le continuum de lumière blanche.

Dans une troisième expérience, nous avons étudié la distribution angulaire du continuum de lumière émis vers l'arrière par un filament. Contrairement à ce qui a été trouvé dans des mesures antérieures; aucune dépendance angulaire significative n'a été observée dans la plage d'angles entre -5° et $+5^\circ$ même à haute résolution angulaire. Des expériences complémentaires devront être menées pour mieux comprendre cette différence de comportement, qui pourrait être liée à l'utilisation des impulsions plus courtes.

Finalement, nous avons réalisé un « peigne » de trois filaments en focalisant un faisceau laser femtoseconde et térawatt par un miroir cylindrique. Une optimisation du nombre de filaments doit encore être réalisée dans le but de les utiliser pour réfléchir et guider des micro-ondes.

Les résultats présentés dans ce chapitre contribuent efficacement à une meilleure compréhension de la géométrie de la filamentation, de l'origine physique du phénomène de l'émission conique et de la lumière rétroémise par un filament. Ces résultats trouvent de nombreuses applications, notamment dans le domaine des mesures lidar non-linéaire.

Après avoir étudié la géométrie de la filamentation dans ce chapitre, nous passerons dans le chapitre suivant à l'étude des impacts de la turbulence sur la filamentation et la conservation de ses propriétés spectrales.

Références :

- [1] S. L. Chin, A. Brodeur, S. Petit, O. G. Kosareva, and V. P. Kandidov, "Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser)," *Journal of nonlinear optical physics and materials*, vol. 8, pp. 121-146, 1999.
- [2] J. Kasparian and J.-P. Wolf, "Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation," *Optics Express*, vol. 16, pp. 466-493, 2008.
- [3] A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Physics Reports*, vol. 441, pp. 47-189, 2007.
- [4] G. Méjean, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, R. Bourayou, R. Sauerbrey, M. Rodriguez, L. Wöste, H. Lehmann, B. Stecklum, U. Laux, J. Eislöffel, A. Scholz, and A. P. Hatzes, "Towards a supercontinuum-based infrared Lidar," *Applied Physics B*, vol. 77, pp. 357-359, 2003.
- [5] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon, J. P. Wolf, L. Bergé, and S. Skupin, "UV-Supercontinuum generated by long-range filamentation in air," *Applied Physics B*, vol. 82, pp. 341-345, 2006.
- [6] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon, and J.-P. Wolf, "Remote Detection and Identification of Biological Aerosols using a Femtosecond Terawatt Lidar System," *Applied Physics B*, vol. 78, pp. 535-537, 2004.
- [7] J. Kasparian, S. Frey, G. Méjean, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, R. Bourayou, J.-C. Luderer, M. Rodriguez, H. Wille, and L. Wöste, "Femtosecond white-light Lidar," in *Laser remote sensing*, T. Fujii and T. Fukuchi, Eds. New York: Marcel Dekker, Inc., 2005.
- [8] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Wöste, T. Fujii, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, and J.-P. Wolf, "Megavolt discharges triggered and guided with laser filaments," *Optics Letters*, vol. 27, pp. 772-774, 2002.
- [9] G. Méjean, R. Ackermann, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, K. Rethmeier, W. Kalkner, P. Rohwetter, K. Stelmaszczyk, and L. Wöste, "Improved laser triggering and guiding of megavolt discharges with dual fs-ns pulses," *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 021101-021101, 2006.
- [10] J. Kasparian, R. Ackermann, Y.-B. André, G. Méchain, G. Méjean, B. Prade, P. Rohwetter, E. Salmon, K. Stelmaszczyk, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste, and J. P. Wolf, "Filament-induced electric events in thunderstorms," in *2nd International symposium on filamentation*, Paris, 2008.
- [11] Z. Q. Hao, R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, P. Maioli, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, "Multiple filamentation of non-uniformly focused ultrashort laser pulses," *Applied Physics B*, vol. 94, p. 243, 2009.

- [12] P. Maioli, R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, P. Béjot, J. Kasparian, and J. P. Wolf, "Ultraviolet-visible conical emission by multiple laser filaments," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 4726-4731, 2009.
- [13] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Wöste, "Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system," *European Physical Journal - Applied Physics*, vol. 20, pp. 183-190, 2002.
- [14] I. Golub, "Optical characteristics of supercontinuum generation," *Opt. Lett.*, vol. 15, p. 305, 1990.
- [15] E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz, "Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 62-65, 1996.
- [16] O. G. Kosareva, V. P. Kandidov, A. Brodeur, C. Y. Chen, and S. L. Chin, "Conical emission from laser-plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air," *Optics Letters*, vol. 22, pp. 1332-1334, 1997.
- [17] G. G. Luther, A. C. Newell, J. V. Moloney, and E. M. Wright, "Short-pulse conical emission and spectral broadening in normally dispersive media," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 789-791, 1994.
- [18] D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, P. Di Trapani, A. Couairon, D. Papazoglou, and S. Tzortzakis, "Ultrashort laser pulse filamentation from spontaneous XWave formation in air," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 1565-1570, 2008.
- [19] M. Rodriguez, R. Bourayou, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, A. Scholz, B. Stecklum, J. Eislöffel, U. Laux, A. P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Wöste, and J.-P. Wolf, "Kilometer-range non-linear propagation of femtosecond laser pulses," *Physical Review E*, vol. 69, pp. 036607-036607, 2004.
- [20] D. Aumiler, T. Ban, and G. Pichler, "Femtosecond laser-induced cone emission in dense cesium vapor," *Physical Review A*, vol. 71, pp. 063803-063803, 2005.
- [21] E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz, "Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air," *Optics Letters*, vol. 21, pp. 62-64, 1996.
- [22] C. Conti, S. Trillo, P. Di Trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, and J. Trull, "Nonlinear Electromagnetic X Waves," *Physical Review Letters*, vol. 90, p. 170406, 2003.
- [23] D. Faccio, M. A. Porras, A. Dubietis, G. Tamosauskas, E. Kucinskas, A. Couairon, and P. Di Trapani, "Angular and chromatic dispersion in Kerr-driven conical emission," *Optics Communications*, vol. 265, pp. 672-677, 2006.
- [24] D. Faccio, A. Averchi, A. Couairon, M. Kolesik, J. V. Moloney, A. Dubietis, G. Tamosauskas, P. Polesana, A. Piskarskas, and P. Di Trapani, "Spatio-temporal reshaping and X Wave dynamics in optical filaments," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 13077-13095, 2007.
- [25] J. Yu, D. Mondelain, G. Ange, R. Volk, S. Niedermeier, J.-P. Wolf, J. Kasparian, and R. Sauerbrey, "Backward supercontinuum emission from a filament generated by ultrashort laser pulses in air," *Optics Letters*, vol. 26, pp. 533-535, 2001.

Chapitre 3

Impacts de la turbulence de l'air sur la filamentation

Jusqu'à présent, nous avons étudié la propagation des impulsions laser ultrabrèves sous des conditions atmosphériques stables. Or les applications dans une atmosphère réelle exigent la caractérisation et la maîtrise de la propagation des filaments sous de diverses conditions atmosphériques, telles que la turbulence, la pression réduite, la pluie, etc.

De nombreuses expériences ont été menées en laboratoire et sur terrain, en particulier dans le cadre du projet Teramobile [1, 2], pour caractériser la propagation des filaments et tester leur robustesse dans l'atmosphère réelle. Les résultats sont assez encourageants : les filaments peuvent par exemple se propager à travers la pluie, le brouillard et les nuages, la pression réduite [3-5], etc.

C'est dans ce contexte que nous présenterons ici ce travail expérimental réalisé au laboratoire et consacré à l'étude de la propagation des filaments perturbés par la turbulence de l'air. Nous donnerons tout d'abord une description générale de la turbulence, puis nous présenterons l'essentiel de la théorie de Kolmogorov de la turbulence [6], en insistant sur les paramètres utiles à sa caractérisation. Un des buts de l'expérience décrite ici était de tester l'effet d'une zone turbulente étendue sur la naissance et la propagation des filaments. Nous en décrirons le dispositif expérimental, et nous discuterons les résultats obtenus en les comparant avec d'autres résultats antérieurs [7]. Un autre but était d'étudier l'influence de la turbulence sur les propriétés spectrales des filaments. Nous nous sommes donc intéressés aux corrélations observées [8, 9] entre les composantes spectrales du spectre élargi durant la propagation, et à la génération de la troisième harmonique. Nous présenterons alors les détails expérimentaux et théoriques nécessaires ainsi que les résultats obtenus et leurs perspectives d'applications.

3.1 Objectifs et motivation

Durant la propagation d'un faisceau laser dans une atmosphère claire, la principale perturbation à affronter est la turbulence atmosphérique. Cette perturbation se traduit par des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air et pourrait ainsi empêcher la filamentation en affectant l'équilibre dynamique entre l'effet Kerr et la formation du plasma tel que décrit dans la section 1.2. De même, elle induit des scintillations dans le profil du faisceau et pourrait affecter sa stabilité de pointé et imposer de nombreuses contraintes aux mesures de type lidar par exemple.

Des études théoriques et expérimentales ont été menées dans le but de caractériser l'effet de la turbulence sur la propagation des impulsions laser ultrabrèves [7, 10-13]. Chin *et al.* [11] ont caractérisé l'influence d'une turbulence modérée sur la stabilité de pointé du filament. Ackermann *et al.* [7] ont étudié en laboratoire le cas d'une turbulence localisée (2 à 32 cm de longueur) et ont caractérisé le seuil d'intensité maximale de la turbulence pour lequel la filamentation peut survivre en fonction de la position de la zone turbulente par rapport au stade de la filamentation.

C'est dans ce cadre que nous avons étudié l'effet d'une zone turbulente étendue (1,3 m) sur l'occurrence de la filamentation et sur les propriétés spectrales des filaments [14].

3.2 La turbulence

La turbulence désigne l'écoulement d'un fluide, tel que l'air, qui se manifeste par une grande irrégularité des champs de vitesse, de pression et de température en fonction de la position spatiale et du temps [15]. De tels écoulements apparaissent lorsque la source d'énergie cinétique qui met le fluide en mouvement est relativement intense devant les forces de viscosité que le fluide oppose pour se déplacer. Ils sont caractérisés par des nombres de Reynolds [16] qui dépassent une certaine valeur critique ($R_{crit} \sim 3000$).

Dans l'atmosphère, les principales manifestations de la turbulence sont les fluctuations locales dans le temps, ou à un moment donné dans l'espace, des constantes physiques qui décrivent le milieu tel que la température et la pression. Ces fluctuations à leur tour génèrent des variations aléatoires de l'indice de réfraction et perturbent ainsi le front d'onde des impulsions laser se propageant dans l'atmosphère.

Vue leur nature stochastique, l'étude des écoulements turbulents exige une description statistique. Dans la suite de ce paragraphe nous donnerons une approche théorique de la turbulence dans le cadre de la théorie statistique de Kolmogorov [6].

3.2.1 Théorie de Kolmogorov et grandeurs caractéristiques de la turbulence

La première théorie statistique de la turbulence a été proposée en 1941 par Kolmogorov [6]. Elle est basée sur le principe de la cascade d'énergie (**Fig. 3.1**) qui se manifeste par la division de grands tourbillons, à une échelle L_0 dite échelle supérieure de la turbulence, en des tourbillons plus petits permettant ainsi un transfert d'énergie vers les petites échelles. A une échelle l_0 , dite échelle inférieure de la turbulence, les forces de friction et de viscosité entrent en jeu et l'énergie est alors dissipée sous forme calorifique

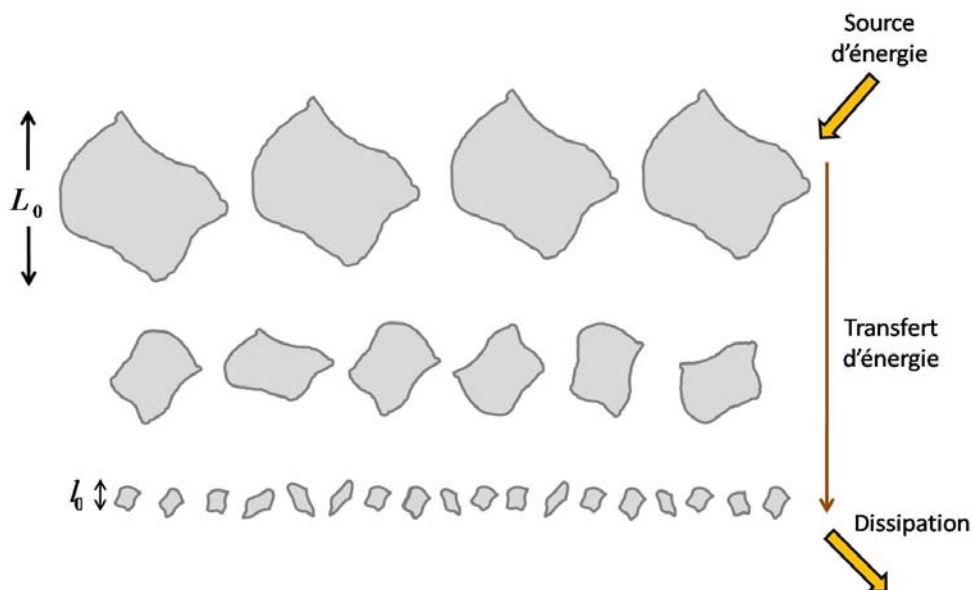


Fig. 3.1- Schéma représentatif de la formation de la turbulence décrite par le principe de la cascade d'énergie : les grands tourbillons se divisent en des tourbillons plus petits [17].

Turbulence localement homogène et isotrope

Dans une approche simplifiée de la turbulence, on suppose que les fluctuations aléatoires de l'indice de réfraction sont réparties uniformément dans toutes les directions et ne dépendent que de la distance r qui sépare deux points quelconques en \vec{r}_1 et \vec{r}_2 . Pour tenir compte de la

distribution statistique de l'indice de réfraction de l'air, Kolmogorov a défini la fonction de structure d'indice comme la moyenne du carré de la différence de l'indice en \vec{r}_1 et \vec{r}_2 :

$$F_n(r) = \overline{(n(\vec{r}_1) - n(\vec{r}_2))^2} \quad \text{avec } r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \quad (3.1)$$

La figure 3.2 nous montre la variation générale de la fonction de structure d'indice de l'atmosphère en fonction de la distance [18]. Sur le graphe on peut distinguer trois zones limitées par les deux dimensions caractéristiques de la turbulence : l_0 et L_0 .

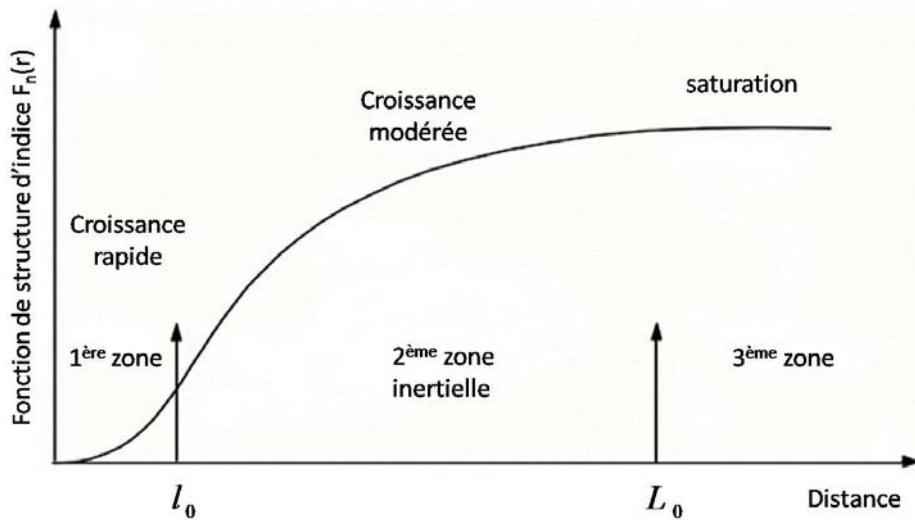


Fig. 3.2- Allure générale de la fonction de structure d'indice de l'atmosphère [18].

1^{ère} zone : ($r < l_0$)

Dans cette zone la fonction de structure d'indice suit une croissance parabolique :

$$F_n(r) \propto r^2 \quad (3.2)$$

2^{ème} zone : ($l_0 < r < L_0$)

Dans cette zone dite zone inertielle, la fonction de structure d'indice est donnée par la relation de Tatarski [19] :

$$F_n(r) = C_n^2 r^{\frac{2}{3}} \quad (3.3)$$

où C_n^2 est la « constante de structure de l'indice de réfraction » de l'atmosphère. Elle sert à quantifier la turbulence et peut être calculée expérimentalement par mesure de la stabilité de pointé d'un faisceau laser traversant la turbulence en utilisant l'équation suivante [20] :

$$C_n^2 = \sigma_\theta^2 \frac{\varphi^{\frac{1}{3}}}{2,91.L} \quad (3.4)$$

où φ est le diamètre du faisceau, L est la longueur de la zone turbulente traversée par le faisceau, et σ_θ^2 l'écart type sur le pointé du faisceau donné par :

$$\sigma_\theta^2 = \frac{(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)}{L_p^2} \quad (3.5)$$

où σ_x^2 et σ_y^2 représentent les écarts types sur la position en x et en y du centre du faisceau et L_p est la longueur de propagation. C_n^2 est exprimée en $m^{-2/3}$ lorsque φ , L et L_p sont exprimés en m , σ_θ^2 en rad^2 et σ_x^2 et σ_y^2 en m^2 .

3^{ème} zone : ($r > L_0$)

Dans cette zone la fonction de structure d'indice est donnée par:

$$F_n(r) = C_n^2 L_0^{\frac{2}{3}} \quad (3.6)$$

Dans le tableau 3.1 nous donnons quelques ordres de grandeur de C_n^2 , l_0 et L_0 en fonction du niveau de la turbulence atmosphérique [18].

Turbulence	$C_n^2 (m^{-2/3})$	l_0 (mm)	L_0 (m)
Nulle	0		
Faible	$< 10^{-16}$	~10 à 20	~10
Moyenne	$10^{-16} < C_n^2 < 10^{-14}$	~5 à 10	~5
Forte	~ 10^{-13}	~3 à 5	~1

Tab. 3.1- Quelques ordres de grandeur pour la turbulence atmosphérique [18].

Notons que ces ordres de grandeur sont le sujet de controverses et ne sont donnés qu'à titre indicatif. L'étude détaillée de ces grandeurs caractéristiques étant loin de l'objectif de ce travail de thèse, nous ne présenterons que les détails utiles à notre sujet, notamment la variation avec l'altitude de C_n^2 , l_0 et L_0 .

Variations de C_n^2 , l_0 et L_0 en fonction de l'altitude

Étant donné que les constantes physiques à l'origine des fluctuations de l'indice de réfraction telles que la température et la pression varient avec l'altitude, la valeur de C_n^2 dépend aussi de l'altitude, ainsi que celles de l_0 et L_0 .

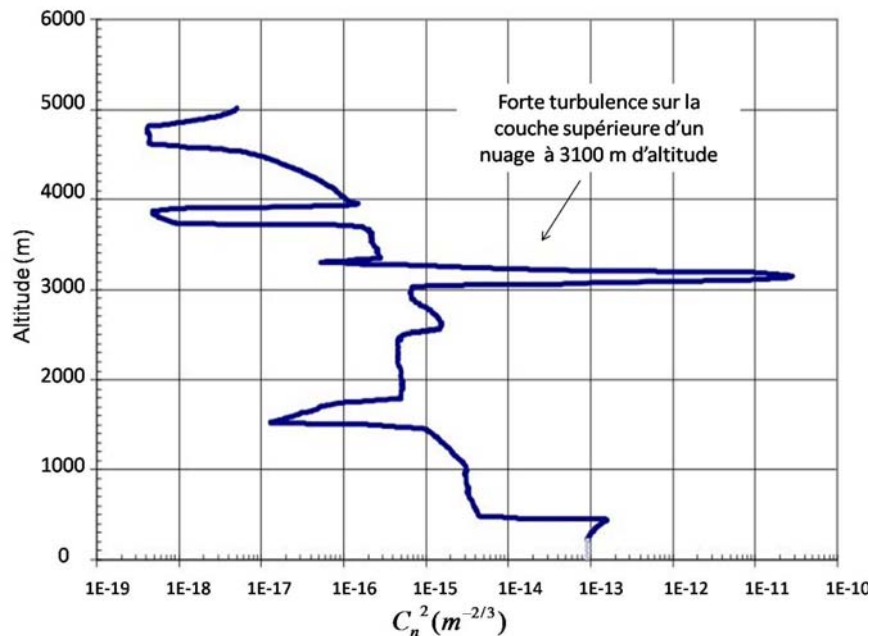


Fig. 3.3- Profil typique de la variation de C_n^2 en fonction de l'altitude en présence de nuages réalisé à partir des mesures effectuées en Belgique [21]

Plusieurs modèles plus ou moins complexes ont été proposés pour décrire la variation de C_n^2 en fonction de l'altitude [22], dont chacun est adapté aux conditions météorologiques d'une zone géographique spécifique. En général, les modèles suggèrent que la valeur de C_n^2 tend à diminuer en fonction de l'altitude. La figure 3.3 présente par exemple un modèle typique de variation de C_n^2 en fonction de l'altitude en présence de nuages [21].

Un autre modèle simple proposé par Hufnagel *et al.* [23] donne la variation de C_n^2 par :

$$C_n^2(z) = K_0 z^{-1/3} \exp\left(\frac{-z}{z_0}\right) \quad (3.7)$$

où K_0 est un paramètre exprimé en $m^{-1/3}$ qui décrit l'intensité de la turbulence, z est l'altitude et z_0 la hauteur effective de l'atmosphère turbulente exprimées en même unité.

Quant à l'échelle inférieure de la turbulence l_0 , elle s'accroît avec l'altitude en passant de 1 mm au niveau du sol à 1 cm dans la tropopause (~ 20 km) [22].

Également, l'échelle supérieure de la turbulence L_0 varie avec l'altitude mais la quantification de sa variation reste le sujet d'un grand débat [22, 24].

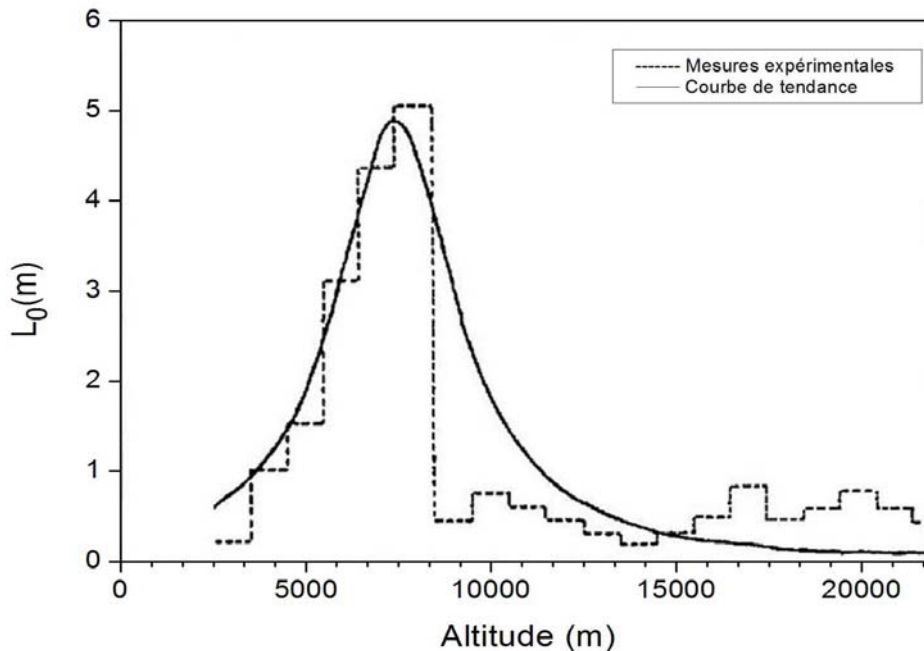


Fig. 3.4- Variation de l'échelle extérieure de la turbulence L_0 en fonction de l'altitude : les mesures expérimentales en ligne pointillée, et la courbe de tendance en ligne pleine [24].

Des mesures expérimentales de type SCIDAR (**SC**Intillation **D**etection **A**nd **R**anging) réalisées par Coulman *et al.* en France, aux États-Unis et en Chile montrent que l'allure générale de la variation de L_0 en fonction de l'altitude est la même et présente une valeur maximale de 5 m [24]. En particulier les résultats trouvés à l'Observatoire européen austral (ESO) en Chile donnent la variation de L_0 en fonction de l'altitude z (en m) à partir de $z = 3000$ m [24]. Ces résultats sont présentés dans la figure 3.4 (ligne pointillée) avec une courbe de tendance (ligne pleine) dont l'équation est la suivante :

$$L_0(z) = \frac{5}{1 + \left(\frac{z - 7500}{2000}\right)^2} \quad (3.8)$$

Notons qu'au dessous de 3000 m , les valeurs de L_0 sont considérées inférieures à 1 m .

Les ordres de grandeur de l'échelle inférieure de la turbulence l_0 et de l'échelle supérieure L_0 (**Fig. 3.2**) suggèrent qu'à l'échelle typique des diamètres des faisceaux laser ultrabrefs (quelques cm) on se trouve dans la zone inertielle où $l_0 < r < L_0$ (**Fig. 3.2**).

3.3 Effet de la turbulence sur la naissance et la propagation des filaments

Dans notre étude, nous nous sommes intéressés au cas d'une turbulence étendue de manière à nous placer dans des conditions proches des conditions atmosphériques réelles. Nous donnerons en premier les détails du montage expérimental utilisé, ainsi que le mode de traitement et nous discuterons ensuite les principaux résultats que nous avons obtenus, en les comparant avec ceux déjà obtenus pour une zone turbulente localisée [7].

3.3.1 Dispositif expérimental

Nous avons réalisé cette expérience au laboratoire LASIM avec un laser femtoseconde Ti:Saphire qui délivre des impulsions de durée de 300 fs , d'énergie réglable de 1 à 6 mJ au taux de répétition de $22,5\text{ Hz}$, centrées à 810 nm . Le dispositif expérimental est présenté dans la figure 3.5. Le faisceau de diamètre initial de 10 mm (à $1/e^2$) est focalisé par un miroir sphérique de 5 m de distance focale. Le foyer non-linéaire situé à $3,3\text{ m}$ du miroir sphérique est pris comme origine des mesures selon l'axe de propagation z .

Pendant la propagation, le faisceau parcourt une région turbulente de longueur $L = 1,3\text{ m}$ générée par l'utilisation des bougies qui induisent un flux vertical d'air turbulent. L'intensité de la turbulence peut être augmentée par l'usage d'un ventilateur, et modulée en variant la densité des bougies. Afin de caractériser une éventuelle stabilisation par des effets non-linéaires du pointé du faisceau lors de la propagation à travers la zone turbulente, nous avons réglé la puissance de manière à avoir des impulsions qui génèrent des filaments et d'autres sans filamentation.

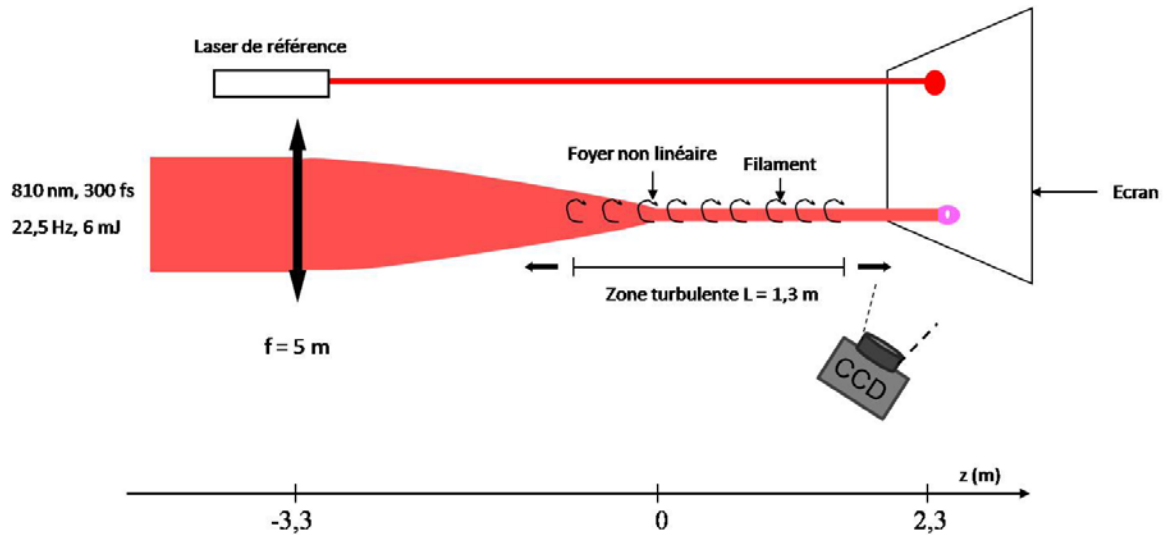


Fig. 3.5- Dispositif expérimental

Nous avons utilisé un laser He-Ne rouge continu de puissance 10 mW comme référence de pointé pour la détection. En effet, le faisceau de ce laser ne passe pas à travers la zone turbulente et par conséquent il peut être considéré comme stable.

Nous avons déterminé le paramètre C_n^2 (Éq. 3.4) par la mesure de la stabilité de pointé du faisceau transmis à travers la région turbulente à un écran blanc à $z = 2,3 \text{ m}$. Notons que l'écran est monté sur une platine de translation motorisée et pilotée par ordinateur de telle façon que chaque tir laser illumine une partie neuve de l'écran.

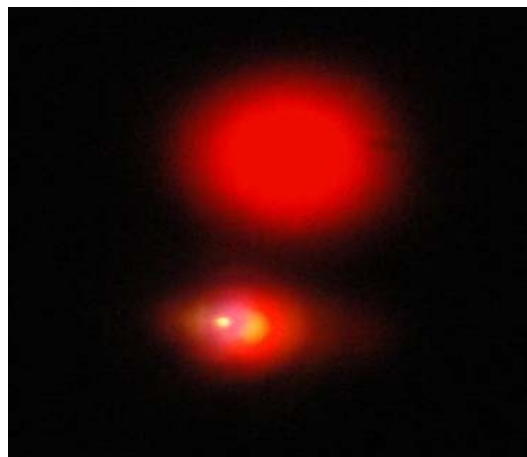


Fig. 3.6- Image typique qui montre le faisceau laser fs (en bas) et la référence He-Ne (en haut).

La mesure de la stabilité de pointé du faisceau est basée sur un traitement statistique. Pour cette raison nous avons acquis 50 images pour chaque condition expérimentale en utilisant un

appareil photographique numérique couleur avec une résolution de $10,6 \mu m$ qui permet de bien résoudre les filaments ($100 - 200 \mu m$ de diamètre). Dans le but d'obtenir une image par chaque tir laser (**Fig. 3.6**), nous avons réglé le temps d'acquisition à $0,05 s$ soit approximativement égal à l'intervalle entre deux impulsions successives. Nous avons également utilisé des densités optiques neutres pour protéger et empêcher la saturation du détecteur CCD.

3.3.2 Mode de traitement et calcul de C_n^2

Nous avons utilisé la couche rouge des images couleur RGB (**Red Green Blue**) sensible à la totalité du faisceau pour localiser son centre défini comme le centre de gravité du profil. Pour limiter l'influence du bruit de fond dans le positionnement du centre, nous n'avons considéré que les pixels dont l'intensité est au dessus de 70% de l'intensité maximale. Nous avons trouvé C_n^2 en calculant sur 50 tirs laser les écarts types σ_x^2 et σ_y^2 sur la position en x et en y du centre du faisceau. Nous avons caractérisé l'existence des filaments par un seuil d'intensité appliqué à la couche verte du profil du faisceau. Ce critère en accord avec l'observation *de visu* des filaments nous a permis d'automatiser leur caractérisation.

3.3.3 Effet de la puissance sur la stabilité de pointé

Pour caractériser une éventuelle stabilité de pointé du faisceau en fonction des effets non-linéaires et en fonction de la puissance, nous avons calculé l'écart type angulaire σ_θ^2 à une puissance $P_1 = 7,8 GW$ (à la limite de la filamentation) et $P_2 = 20 GW$ (régime de filamentation) pour 3 différentes géométries de la turbulence dont chacune est caractérisée par le nombre de bougies allumées, la position de la zone turbulente par rapport au foyer non-linéaire et par rapport au faisceau ainsi que la présence ou l'absence du ventilateur.

Pour une même géométrie de la turbulence, nous n'avons trouvé aucune différence notable entre les valeurs de σ_θ^2 à P_1 et P_2 . Sachant que la stabilité de pointé du faisceau est donnée par σ_θ^2 , nous déduisons que la propagation non-linéaire ultrabrève n'améliore pas la stabilité de pointé de l'ensemble du faisceau. En conclusion, la turbulence peut être caractérisée avec

un laser de puissance quelconque y compris le laser de haute puissance étudié, ou même avec un laser continu de faible puissance [7].

3.3.4 Effet de la turbulence sur la filamentation

Afin d'étudier l'effet de la turbulence sur la formation et la propagation des filaments, nous avons choisi trois positions de la zone turbulente par rapport au stade de la filamentation, dont chacune est repérée par la position z du milieu de la zone turbulente. La première position est à $z = -4,25 \text{ m}$ (sortie du compresseur), la deuxième à $z = -0,35 \text{ m}$ et la troisième à $z = 1 \text{ m}$. Notons que la position du foyer non-linéaire est choisie comme origine de l'axe ($z'z$).

Les valeurs de C_n^2 calculées expérimentalement en utilisant l'équation 3.4 varient entre 10^{-13} et $10^{-8} \text{ m}^{-2/3}$. Elles sont donc en moyenne plus grandes que les valeurs de la turbulence atmosphérique, qui varient entre 10^{-15} (et voire moins) pour les plus faibles et $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ pour les plus fortes. Nous sommes donc dans le cas d'une turbulence forte (**Tab. 3.1**)

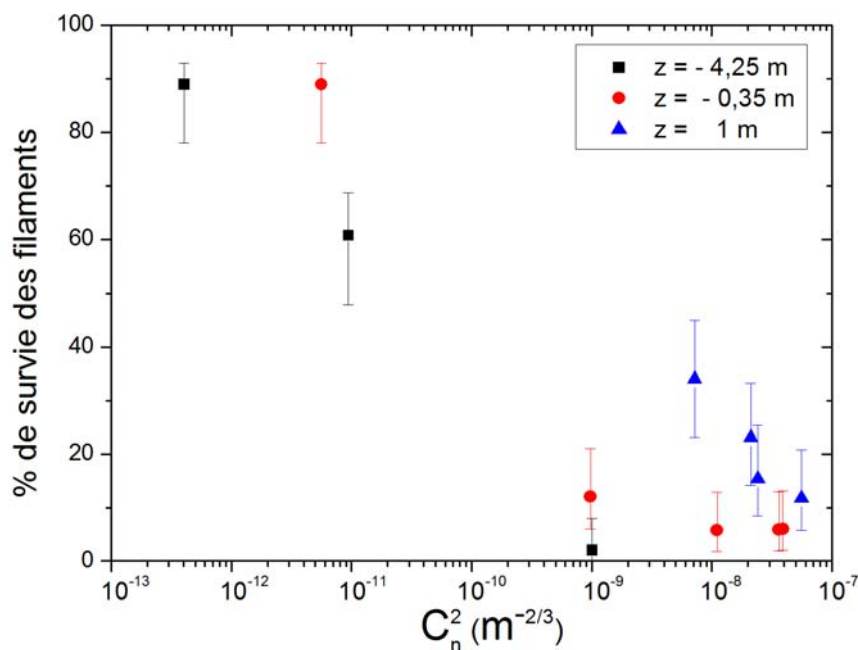


Fig. 3.7- Pourcentage de survie des filaments en fonction de C_n^2 pour trois positions de la zone turbulente à $P = 20 \text{ GW}$

Dans la figure 3.7 nous montrons le pourcentage de survie (ou de formation) des filaments en fonction de C_n^2 pour les trois positions de la zone turbulente choisies ci-dessus.

Un premier résultat très encourageant est que nous trouvons un pourcentage de filamentation de 89 % pour une valeur de $C_n^2 \approx 10^{-12} m^{-2/3}$ soit donc un ordre de grandeur au-dessus de la plus forte turbulence atmosphérique. Ce pourcentage de 89% trouvé à $z = 1 m$ s'abaisse à 61% pour $C_n^2 \approx 10^{-12} m^{-2/3}$ à $z = -4,25 m$ et montre que l'impact de la turbulence sur la filamentation est d'autant plus important qu'elle agisse avant le foyer non-linéaire.

Les autres résultats de la figure 3.7 sont bien en accord avec cette observation. Par exemple nous trouvons un pourcentage de filamentation de 34% pour une valeur de $C_n^2 = 7,2 \times 10^{-9} m^{-2/3}$ à $z = 1 m$, tandis que le pourcentage n'est que de 6% et 2% pour une valeur comparable de C_n^2 à $z = -0,35 m$.

3.3.5 Comparaison avec la turbulence localisée

Dans ce paragraphe nous comparons les résultats obtenus ci-dessus pour une zone turbulente étendue avec ceux d'une zone localisée [7] afin de mettre en évidence la contribution de la longueur de la zone turbulente. Le montage expérimental est le même que celui de la figure 3.5, hormis la source et la géométrie de la turbulence : un pistolet à air chaud remplace les bougies et permet de générer une zone turbulente localisée, de 2 à 32 cm de longueur.

La figure 3.8 montre le pourcentage de survie des filaments en fonction de C_n^2 pour deux zones turbulentes positionnées à $z \sim 1 m$, l'une étendue (triangles) et l'autre localisée (carrés). Pour les deux cas étudiés nous distinguons une transition entre un régime de faible turbulence où les filaments résistent à la turbulence, et un régime de forte turbulence où les filaments disparaissent. De même comme on pouvait s'y attendre, nous trouvons pour des valeurs comparables de C_n^2 une probabilité de survie des filaments plus faible dans le cas d'une turbulence étendue. Par exemple, un pourcentage de survie de filaments de 36% pour $C_n^2 = 1,16 \times 10^{-8} m^{-2/3}$ et une zone turbulente localisée s'abaisse à 6% pour $C_n^2 = 1,1 \times 10^{-8} m^{-2/3}$ pour une zone étendue.

Ces résultats montrent que le paramètre C_n^2 n'est pas le seul facteur qui caractérise l'effet de la turbulence sur la filamentation. La longueur de la zone turbulente s'impose comme un facteur de grande importance.

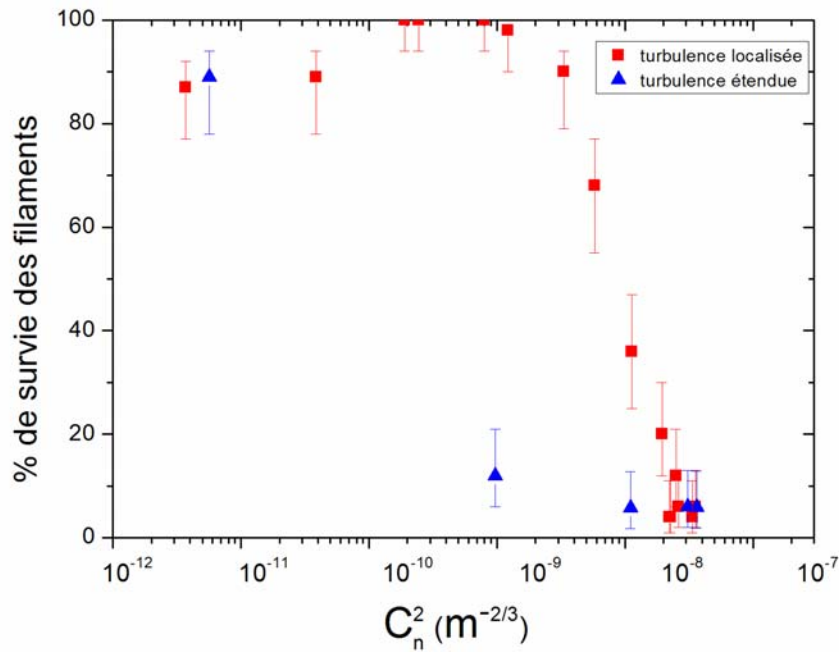


Fig. 3.8- Pourcentage de survie des filaments en fonction de C_n^2 dans le cas d'une zone turbulente étendue (triangle) et localisée (carrés).

C'est pour cette raison que nous avons cherché à quantifier l'effet de la grandeur $C_n^2 \times L$ sur le pourcentage de survie des filaments pour les deux zones de turbulence considérées, L étant la longueur de la zone turbulente. Le résultat présenté dans la figure 3.9 montre que les deux séries de points correspondants suivent la même variation. En d'autres termes, les pourcentages de survie des filaments pour chaque longueur de la zone turbulente sont comparables pour une même valeur de $C_n^2 \times L$.

Pour extrapoler le résultat à l'échelle atmosphérique, nous avons choisi un pourcentage de survie des filaments égale à 50%, qui correspond dans la figure 3.9 à une valeur de $C_n^2 \times L = 4 \times 10^{-10} m^{1/3}$. Ensuite, en considérant une atmosphère turbulente d'intensité maximale caractérisée par $C_n^2 \approx 10^{-13} m^{-2/3}$, nous trouvons une longueur de la zone turbulente : $L \approx 4 km$.

Cette extrapolation suggère donc que 50% des filaments pourront survivre après le parcours d'une atmosphère turbulente d'intensité maximale et de longueur estimée à 4 km.

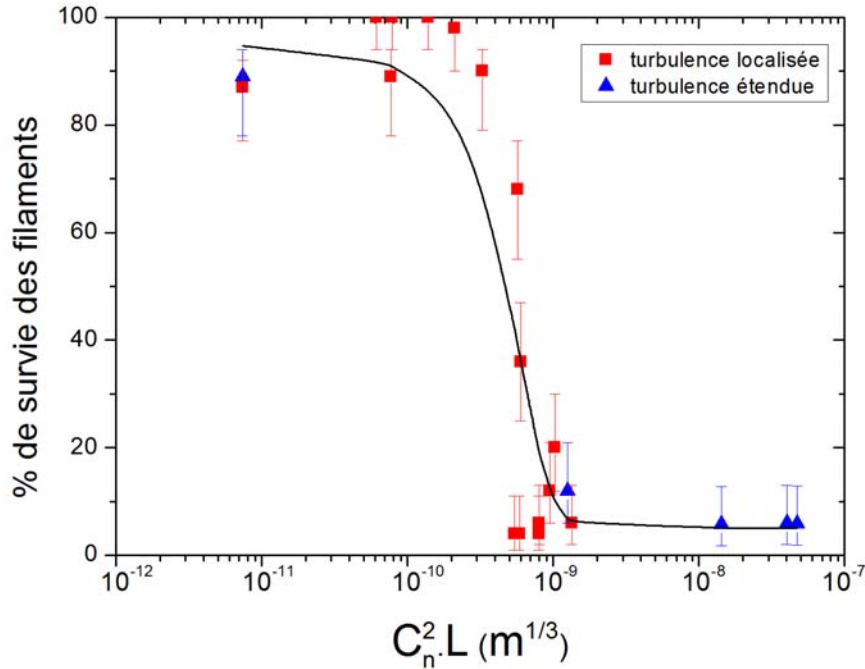


Fig. 3.9- Pourcentage de survie des filaments en fonction de $C_n^2 \times L$.

La ligne n'est pas une courbe de tendance, elle est simplement tracée pour guider l'œil.

Bien que ce passage de l'échelle du laboratoire à l'échelle atmosphérique ne soit que semi-quantitatif, il suggère que la turbulence atmosphérique n'est pas un facteur limitant du processus de la filamentation.

3.3.6 Discussion

Comme nous l'avons trouvé ci-dessus, une très forte turbulence en amont du foyer non-linéaire peut empêcher la formation des filaments. Cependant le pourcentage de transmission des filaments reste élevé même à très forte turbulence, en particulier une fois qu'ils soient formés.

Cette robustesse des filaments face à la turbulence est à rapprocher de leur stabilité intrinsèque (**section 1.3**). Par exemple, il a été démontré qu'ils peuvent survivre à l'interaction avec un aérosol, une goutte d'eau de 100 μm de diamètre ainsi qu'avec un nuage [3, 4].

Dans le cas de la turbulence, l'origine de cette stabilité peut être comprise en comparant les fluctuations des gradients d'indice dues d'une part à la turbulence $|\bar{\nabla}_{nT}|$ [7] et d'autre part aux filaments $|\bar{\nabla}_{nfil}|$:

$$|\bar{\nabla}_{nfil}| = n_2 I / d \quad (3.9)$$

$$|\bar{\nabla}_{nT}| = 9,1 \times 10^{-5} T_s / (T \bar{\Delta} r) \quad (3.10)$$

où $n_2 = 3,2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 / W$ est l'indice de réfraction non-linéaire de l'air, $I = 5 \times 10^{13} \text{ W} / \text{cm}^2$ est l'intensité typique à l'intérieur d'un filament, $d \approx 150 \mu\text{m}$ est son diamètre, $T_s = 288,15 \text{ K}$ est la température standard, et $\bar{\Delta} r$ est l'échelle typique du gradient de température à l'intérieur d'un flux d'air chaud. Le facteur $9,1 \times 10^{-5}$ provient de la formule de Rank [25] évaluée à 800 nm . En considérant une température moyenne de l'air chaud de $T \approx 565 \text{ K}$, et une décroissance de la température sur 1 cm ($\bar{\Delta} r = 1 \text{ cm}$), on obtient que :

$$|\bar{\nabla}_{nT}| \approx 4,64 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \ll |\bar{\nabla}_{nfil}| = 0,1067 \text{ m}^{-1}$$

On en déduit donc que la variation du gradient d'indice due à la turbulence est négligeable devant la variation d'indice induite par effet Kerr dans les filaments.

Ce calcul dévoile le fait que les filaments de diamètre typique de $150 \mu\text{m}$ ne subissent aucune perturbation à l'échelle inférieure de la turbulence (quelques mm). En effet, à cette échelle, les grands tourbillons sont déjà divisés d'une manière homogène en de nombreux tourbillons plus petits qui dissipent l'énergie de la turbulence par viscosité. Cependant, le réservoir d'énergie du faisceau qui contribue à la maintenance des filaments [26] est à l'échelle du cm et subit les fluctuations de l'indice de réfraction et l'effet de la turbulence. Nous suggérons donc que l'effet de la turbulence sur les filaments déjà formés est faible, puisqu'elle n'agit pas directement sur les filaments, mais à travers la perturbation du réservoir d'énergie du faisceau. En revanche, une perturbation du profil du faisceau en amont du processus de filamentation, c'est à dire avant que les processus non-linéaires entrent en jeu de manière significative, donne naissance à des cellules qui vont évoluer indépendamment les unes des autres, à l'intérieur du faisceau. Ces cellules ne seront à l'origine d'un filament que si la puissance que contient chacune dépasse plusieurs puissances critiques. C'est pourquoi, dans le cas d'un faisceau de quelques dizaines de GW , c'est à dire de seulement quelques puissances critiques,

si le faisceau se divise en plusieurs cellules, très rapidement la puissance de celles-ci n'est plus suffisante pour induire la filamentation.

3.3.7 Conclusion

Dans cette partie du chapitre nous avons présenté l'effet d'une zone turbulente étendue sur la naissance et la propagation des filaments. Nous avons trouvé que l'effet de la turbulence sur la filamentation est indirect, à travers les perturbations que subit le réservoir d'énergie du faisceau. En outre, en comparant cet effet avec le cas d'une zone turbulente localisée [7], nous avons trouvé que la turbulence agit sur la filamentation en dépendance des grandeurs physiques suivantes :

- *L'intensité de la turbulence* : qui est caractérisée par la valeur de C_n^2 obtenue expérimentalement par la stabilité de pointé d'un faisceau laser de puissance quelconque.
- *La longueur de la zone turbulente* : Pour une même valeur de C_n^2 l'effet de la turbulence est plus important pour une zone turbulente plus longue. L'effet de la turbulence dépend du produit de $C_n^2 \times L$, L étant la longueur de la zone turbulente.
- *La position de la zone turbulente par rapport au foyer non-linéaire* : pour une valeur fixe de $C_n^2 \times L$, l'effet de la turbulence augmente au fur et à mesure qu'elle agisse en amont du foyer non-linéaire.

Pour conclure, la turbulence atmosphérique n'est pas un facteur limitant de la filamentation : une approche semi-quantitative suggère que 50% des filaments survivront après s'être propagés sur une distance de 4 km de turbulence atmosphérique forte qui accède largement la longueur observée des filaments.

3.4 Effet de la turbulence sur les propriétés spectrales des filaments

Comme nous venons de présenter dans la section 3.3, les filaments résistent à une zone étendue de très forte turbulence. Or les différentes applications atmosphériques basées sur la filamentation ne seront possibles dans une atmosphère réelle que si les filaments survivant à la turbulence gardent leurs propriétés telles que l'automodulation de phase, l'élargissement

spectral, la génération de la troisième harmonique, etc. C'est pour cette raison que nous nous sommes intéressés à vérifier la conservation des propriétés spectrales des filaments, en particulier les corrélations entre les longueurs d'onde du spectre élargi [8] et la génération de la troisième harmonique.

3.4.1 Effet de la turbulence sur les corrélations entre les longueurs d'onde du spectre élargi

La mesure des corrélations entre les différentes longueurs d'onde du spectre élargi permet une meilleure compréhension de la physique de l'élargissement spectral dû à des effets non-linéaires d'ordre trois. C'est un processus durant lequel plusieurs phénomènes sont mis en jeu, dont les deux principaux sont : l'automodulation de phase (**section 1.2**) et le mélange à quatre ondes (§ **2.2.3**). Il a été notamment démontré que les corrélations spectrales pourront être utilisées pour réduire le bruit tir à tir du laser en sélectionnant des régions spectrales bien choisies [8, 9]. C'est pour cette raison que nous nous sommes intéressés à étudier l'effet de la turbulence sur la conservation de ces corrélations. Nous commencerons par présenter le dispositif expérimental et le mode de traitement.

3.4.1.1 Dispositif expérimental et mode de traitement

Le montage expérimental utilisé (**Fig. 3.10**) est basé sur celui décrit ci-dessus (**Fig. 3.5**). Pour enregistrer des spectres, nous avons utilisé un spectromètre à fibre de résolution égale à 1 nm entre 725 et 900 nm relié à un ordinateur. Afin d'éviter la saturation du détecteur, nous avons utilisé un réflecteur quasi-achromatique (bloc de béton) de faible réflectivité dans la plage de longueur d'onde utile (725-900 nm). Pour chaque condition de turbulence nous avons enregistré un échantillon de 1000 spectres correspondants chacun à une impulsion individuelle. A chaque longueur d'onde λ donnée correspond une valeur de l'intensité I pour chacun des spectres, et donc en total 1000 valeurs de I pour l'ensemble des spectres. Pour chaque couple de longueurs d'onde (λ_1, λ_2) nous avons calculé le coefficient de corrélation $C(\lambda_1, \lambda_2)$ à partir des valeurs de I_1 et I_2 :

$$C(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{\text{Cov}(I_1, I_2)}{\sqrt{V(I_1) \cdot V(I_2)}} \quad (3.11)$$

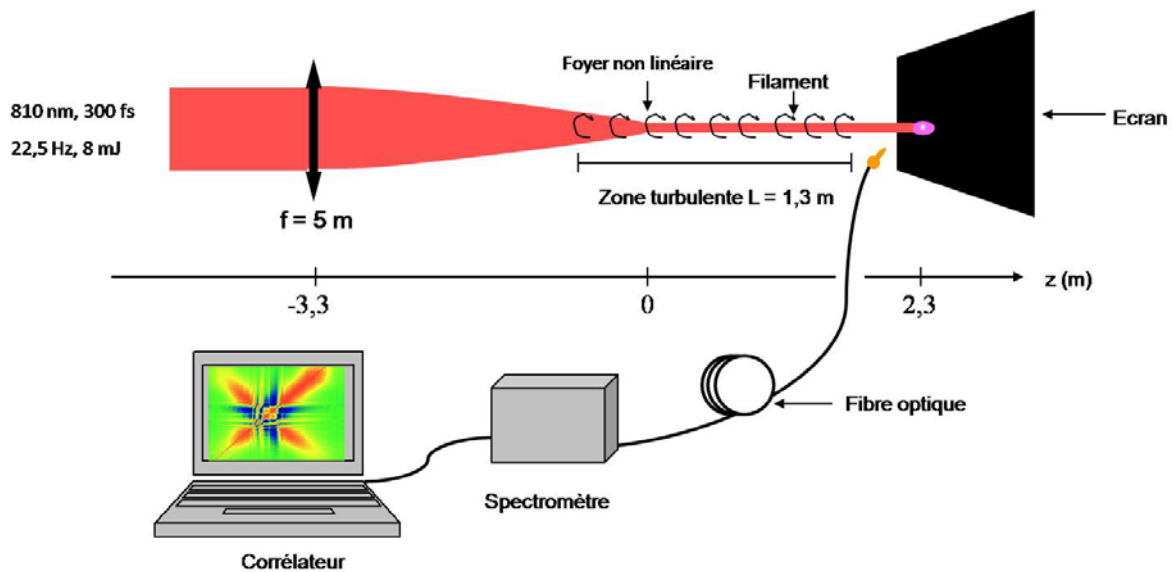


Fig. 3.10- Montage utilisé pour l'enregistrement des spectres

où $Cov(x, y) = \sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})$ est la covariance, $V(x) = \sum_i (x_i - \bar{x})^2$ la variance, I_1 et I_2 les intensités à λ_1 et λ_2 respectivement et \bar{x}, \bar{y} les valeurs moyennes de x et y .

Nous avons représenté chaque valeur du coefficient $C(\lambda_1, \lambda_2)$ par une couleur, en suivant la gamme de couleurs présentée dans la figure 3.11 (à droite). L'ensemble des couleurs forme une carte de corrélation permettant une analyse plus facile et efficace.

Cartes de corrélation

Dans la figure 3.11 nous montrons comme référence une carte de corrélation typique réalisée sous les conditions suivantes : $P_{\text{cristal}} = 7,8$ GW et $C_n^2 = 6,2 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$. Comme le montre la gamme de couleurs, une couleur rouge correspond à une valeur positive de $C(\lambda_1, \lambda_2)$ où les intensités I_1 et I_2 correspondant à λ_1 et λ_2 suivent la même variation tir à tir.

De même, une couleur bleue correspond à une corrélation négative où I_1 et I_2 varient inversement. Enfin, une couleur verte correspond à une absence de corrélation où I_1 et I_2 varient indépendamment.

Sur la carte ci-dessous apparaît en rouge une diagonale qui se confond avec la première bissectrice ; elle correspond au cas trivial $\lambda_1 = \lambda_2$ avec une corrélation égale à l'unité.

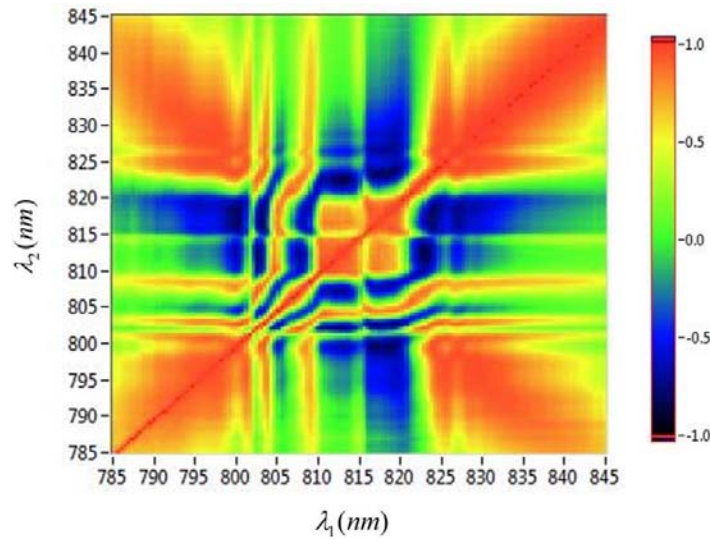


Fig. 3.11- Carte de corrélation enregistrée avec $P_{crête} = 7,8 \text{ GW}$ et $C_n^2 = 6,2 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$.

Les autres corrélations positives sont dues principalement au mélange à quatre ondes, et sont observées dans les régions où deux photons à la longueur d'onde fondamentale sont annihilés pour donner deux autres à λ_1 et λ_2 suivant la loi de la conservation de l'énergie :

$$\frac{2}{\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \quad (3.12)$$

Notons que le lieu des longueurs d'onde qui suivent le processus de mélange à quatre ondes n'est pas une ligne mais un ruban de largeur 10 nm environ. Ceci est dû au fait que la largeur spectrale initiale du faisceau est de 10 nm . La croix bleue qui apparaît sur la carte, centrée sur la fondamentale λ_0 , résulte de la déplétion de la pompe pour générer le continuum.

3.4.1.2 Résultats et discussion

Dans la figure **3.12** nous montrons les cartes de corrélation obtenues sous différentes intensités de turbulence, pour une zone turbulente étendue positionnée après le foyer non-linéaire ($z = 1 \text{ m}$) et une puissance crête $P_{crête} = 7,8 \text{ GW}$. Nous remarquons que la couleur verte (perte de corrélation) devient dominante et les couleurs rouge et bleu (corrélations positives et négatives) disparaissent au fur et à mesure que l'intensité de la turbulence augmente. La perte de corrélation semble donc être liée au pourcentage de survie des filaments (**section 3.3**).

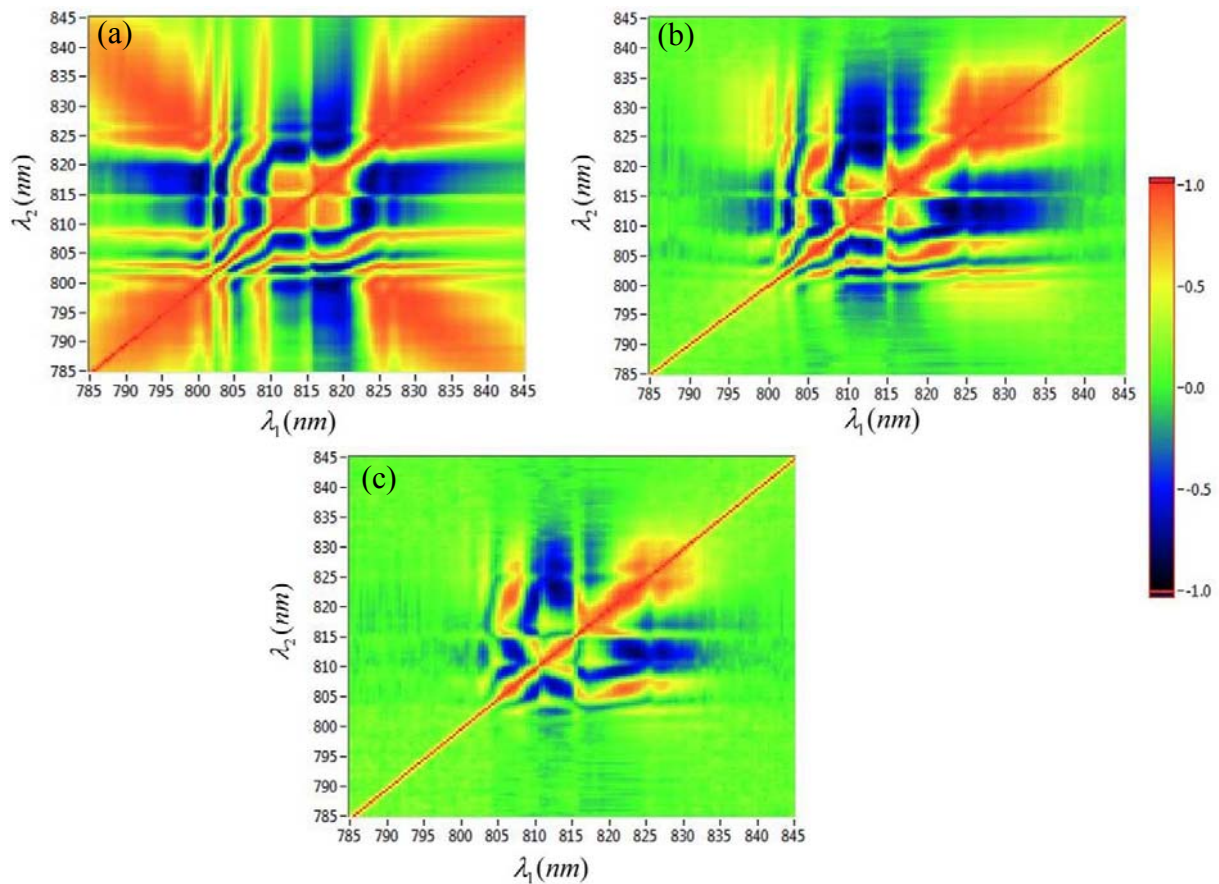


Fig. 3.12- Cartes de corrélation obtenues à $z=1\text{ m}$ et une puissance crête de $7,8\text{ GW}$.

(a) $C_n^2 = 6,2 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ (b) $C_n^2 = 1,9 \times 10^{-8} \text{ m}^{-2/3}$ (c) $C_n^2 = 2,9 \times 10^{-8} \text{ m}^{-2/3}$

Pour vérifier, nous avons repris les spectres utilisés pour réaliser la carte (c) de la figure 3.12 et éliminé ceux qui correspondent à une absence de filaments.

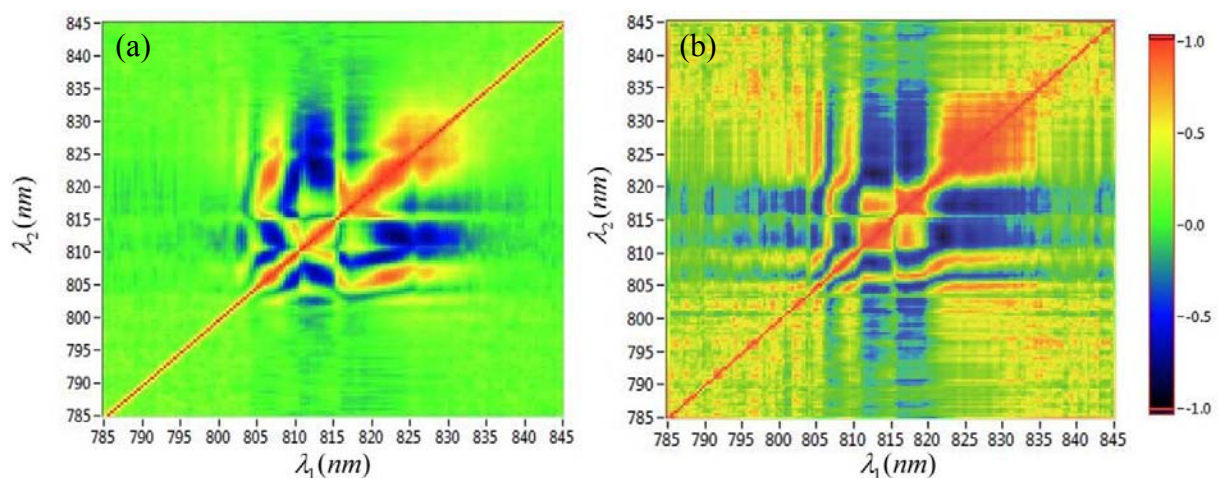


Fig. 3.13- Cartes de corrélation obtenues à $z=1\text{ m}$ et une puissance crête de $7,8\text{ GW}$.

(a) $C_n^2 = 2,9 \times 10^{-8} \text{ m}^{-2/3}$ (b) Carte de corrélation calculée sur les mêmes données.

Avec les spectres restant nous avons refait une carte de corrélation que nous présentons dans la figure 3.13 (b). Nous retrouvons dans cette carte calculée la même structure d'une carte réalisée en absence de turbulence (Fig. 3.12 (a)).

Effet de la position de la zone turbulente

Dans le paragraphe précédent nous avons présenté des cartes de corrélation réalisées en positionnant la zone turbulente après le foyer non-linéaire ($z > 0$). Nous avons voulu vérifier si nous trouvons des corrélations comparables quand la zone turbulente est positionnée avant le début de la filamentation ($z < 0$).

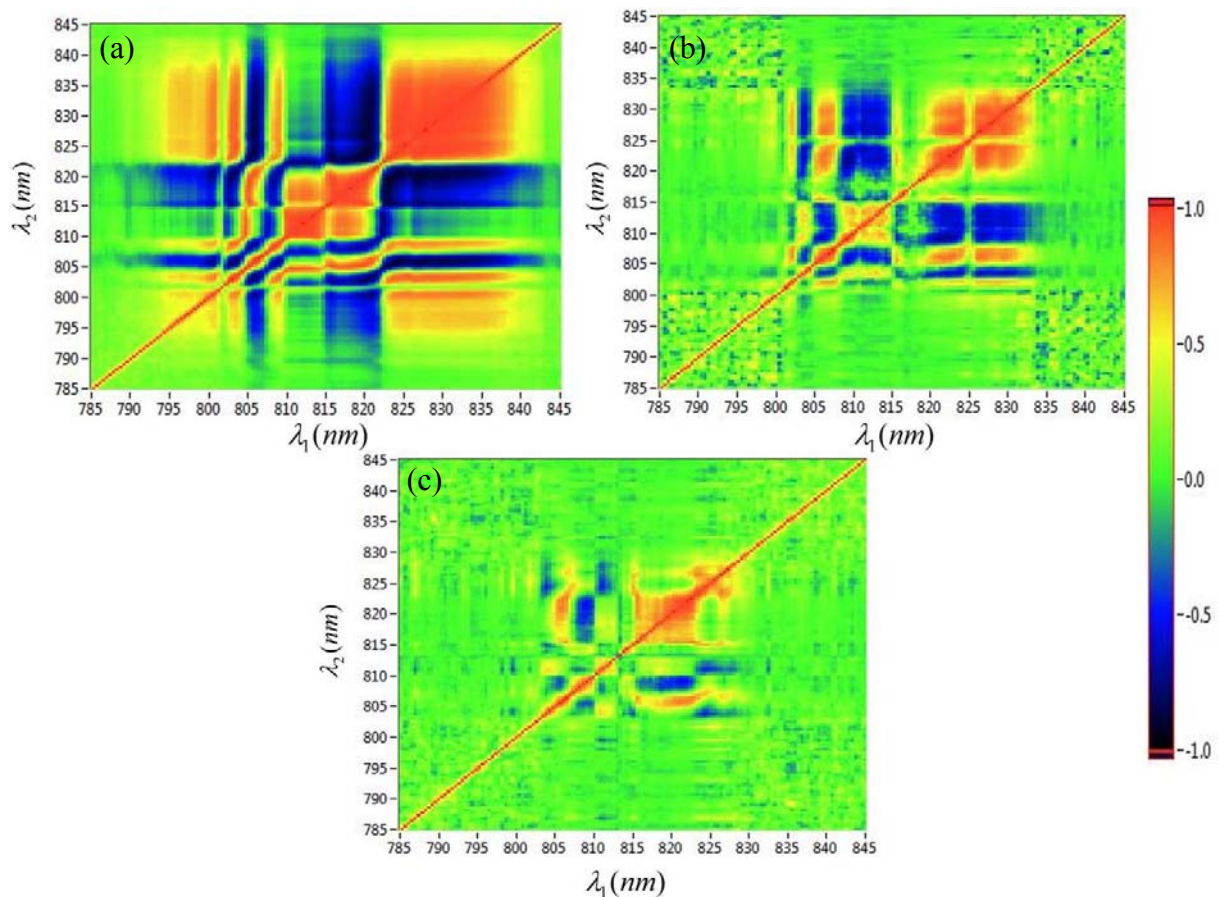


Fig. 3.14- Cartes de corrélation obtenues à $z = -0,22$ m et une puissance crête de 7,8 GW.

$$(a) C_n^2 = 6,2 \times 10^{-12} m^{-2/3} \quad (b) C_n^2 = 1,16 \times 10^{-8} m^{-2/3} \quad (c) C_n^2 = 3,8 \times 10^{-8} m^{-2/3}$$

La figure 3.14 montre les cartes obtenues à une puissance $P_{crête} = 7,8$ GW et une zone turbulente positionnée juste avant le début de la filamentation ($z = -0,22$ m).

Nous trouvons des cartes de corrélations comparables à celles trouvées pour $z = 1 \text{ m}$: les corrélations positives et négatives disparaissent au fur et à mesure que l'intensité de la turbulence augmente.

Malgré la ressemblance structurale entre les cartes réalisées pour deux zones turbulentes positionnées avant et après le début de la filamentation à $z < 0$ et $z > 0$ respectivement, l'interprétation n'est pas tout à fait la même. Pour $z > 0$, les filaments déjà formés disparaissent sous l'influence de la turbulence, tandis que pour $z < 0$ la turbulence empêche la formation des filaments. Au fur et à mesure que l'intensité de la turbulence augmente, il semble que le nombre de tirs laser se propageant sans filament augmente, et ceci se traduit par une perte de corrélation et une couleur verte dominante dans les cartes.

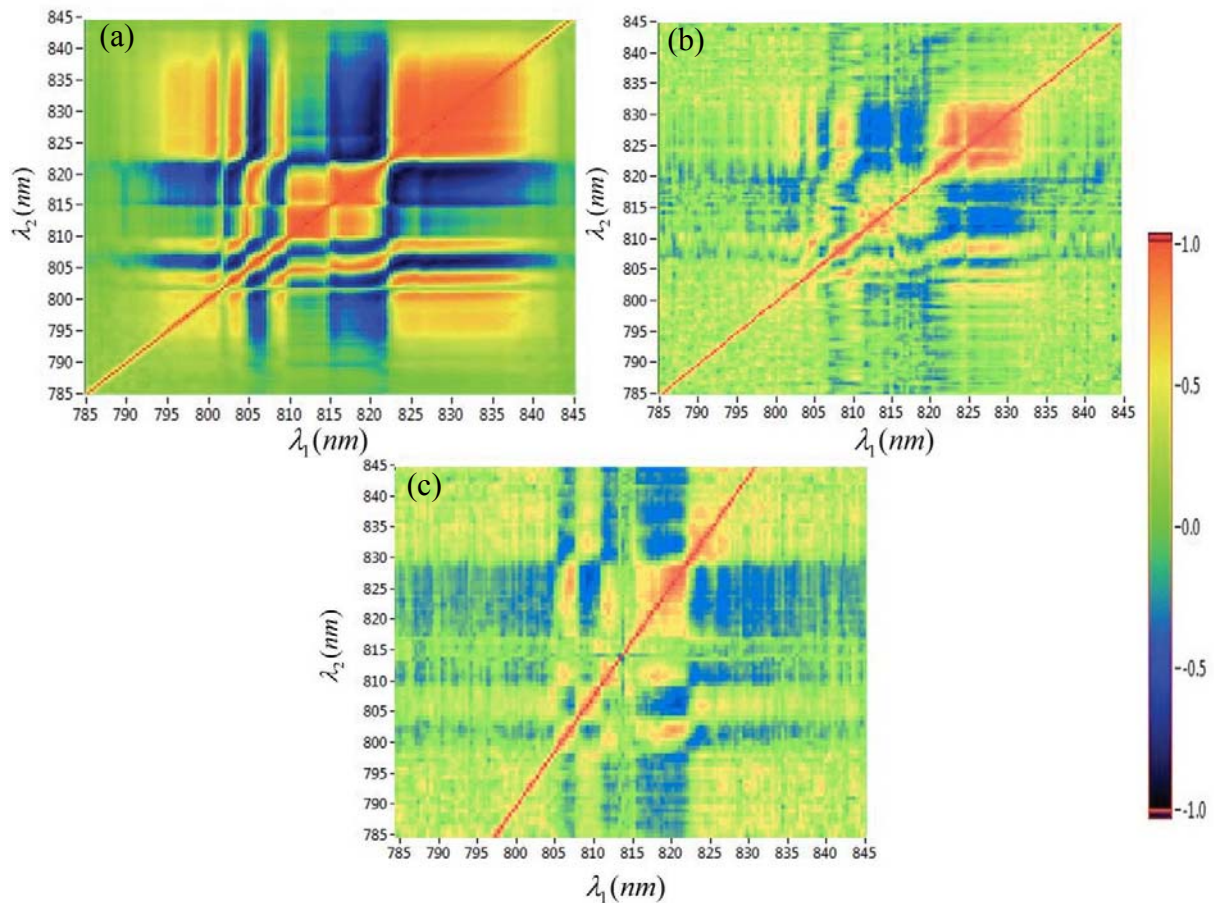


Fig. 3.15- (a) Carte de corrélation obtenue à $z = -0,22 \text{ m}$ et une puissance de $7,8 \text{ GW}$ avec $C_n^2 = 6,2 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ (b) et (c) Cartes calculées respectivement à partir des données des cartes (b) et (c) de la figure 3.14.

Pour vérifier, nous avons suivi la méthode utilisée pour calculer la carte (b) de la figure 3.13. Nous avons alors refait deux cartes de corrélations à partir des données des cartes (b) et (c) de la figure 3.14. Le résultat est montré dans la figure 3.15 où nous retrouvons la même structure de la carte (a) réalisée en absence de turbulence.

Effet de la puissance crête des impulsions incidentes

Afin de déterminer l'effet de la puissance crête des impulsions incidentes, nous avons enregistré des cartes de corrélation à une puissance crête plus élevée que la précédente, soit à $P_{crête} = 20$ GW. Nous voyons dans la carte (a) de la figure 3.16 réalisée en absence de turbulence que la région de couleur verte est dominante.

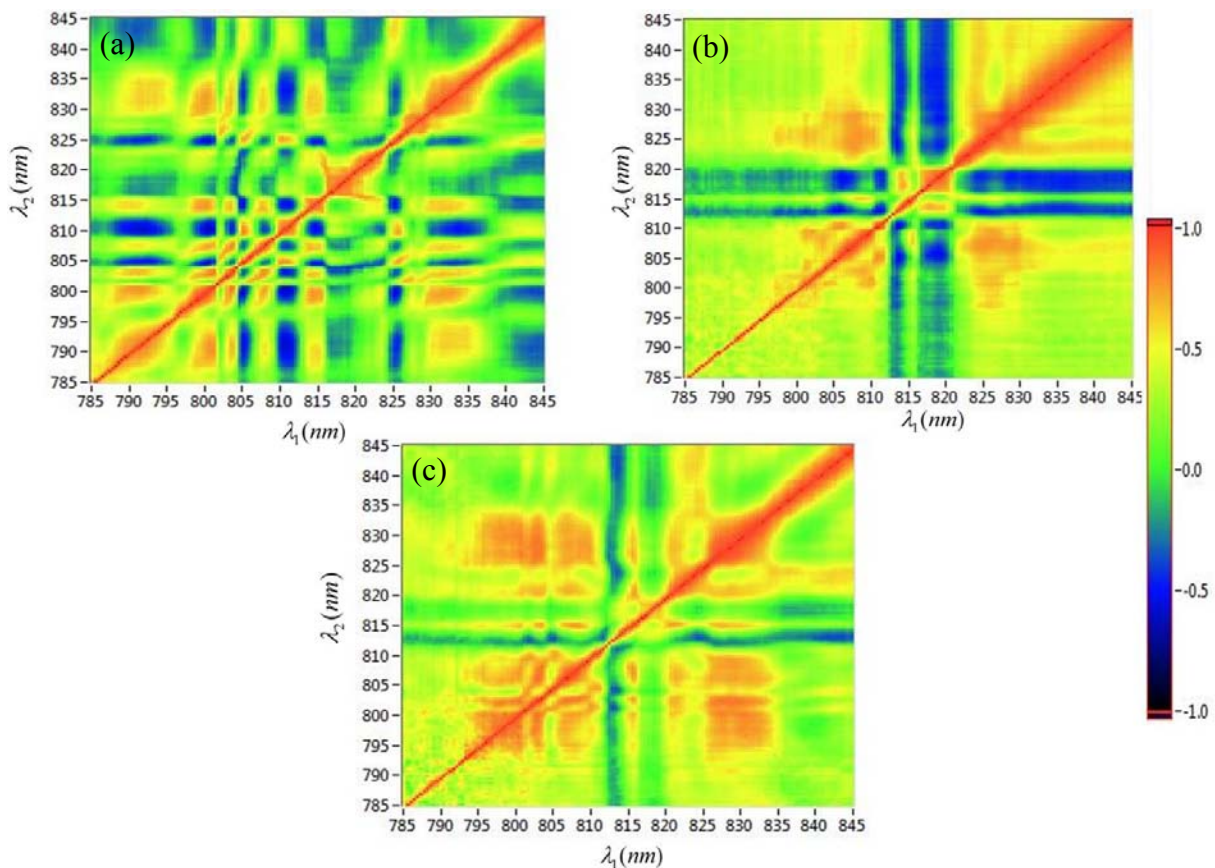


Fig. 3.16- Cartes de corrélation obtenues à $z = -0,22$ m pour une puissance crête de 20 GW.

$$(a) C_n^2 = 5,7 \times 10^{-12} m^{-2/3} \quad (b) C_n^2 = 2,4 \times 10^{-8} m^{-2/3} \quad (c) C_n^2 = 2,7 \times 10^{-8} m^{-2/3}$$

La croix bleue, signature d'une corrélation négative, existe toujours mais des raies de couleur verte y apparaissent tandis que la corrélation positive est fortement réduite. En effet, en

augmentant la puissance, on favorise l'occurrence de nombreux effets non linéaires en cascade, notamment le mélange à quatre ondes (FWM). Les photons créés aux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 sont eux mêmes utilisés pour d'autres étapes du (FWM) et ainsi les corrélations issues du mélange à quatre ondes initial se trouvent masquées. En revanche, comme le montre les cartes (b) et (c) de la figure 3.16, les corrélations positives et négatives ne sont pas masquées. En fait la turbulence empêche l'occurrence du mélange à quatre ondes en cascades et ainsi les corrélations positives et négatives, si elles existent, ne sont pas masquées. Cependant, elles disparaissent au fur et à mesure que l'intensité de la turbulence augmente, comme déjà trouvé dans les figures 3.12 et 3.14 réalisée à une plus faible puissance (7,8 GW).

Des résultats similaires ont été obtenus pour la même puissance critique et une zone turbulente à $z = 1 m$, comme le montre la figure 3.17. Comme nous l'avons trouvé ci-dessus (Fig. 3.16), les étapes du (FWM) qui entrent en jeu à ce niveau de puissance masquent les corrélations en absence de turbulence (a). Ces corrélations sont retrouvées en présence de la turbulence (b).

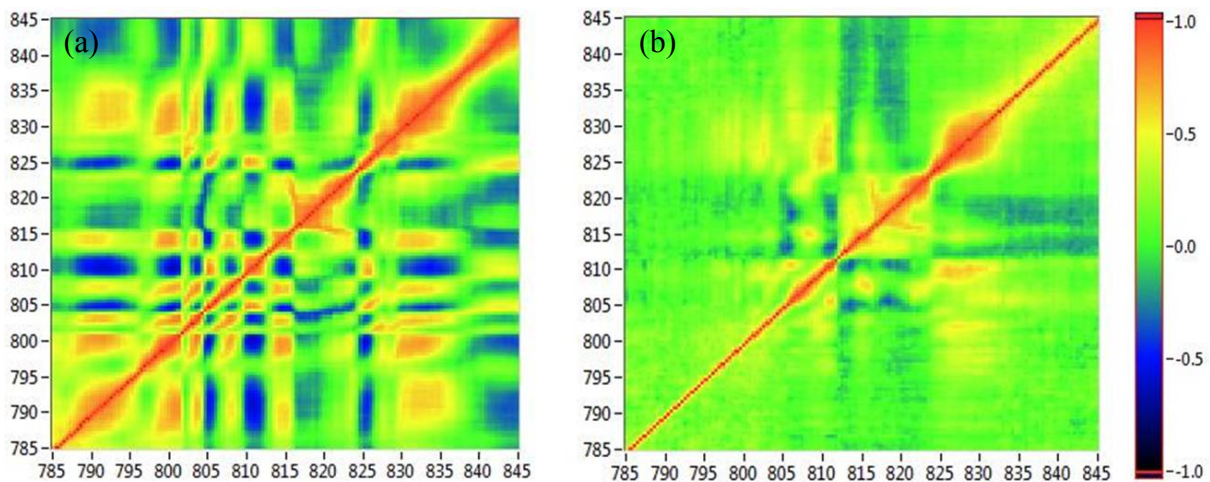


Fig. 3.17- Cartes de corrélation obtenues à $z = 1 m$ et une puissance crête de 20 GW.

(a) $C_n^2 = 5,7 \times 10^{-12} m^{-2/3}$ (b) $C_n^2 = 3,7 \times 10^{-8} m^{-2/3}$

3.4.1.3 Conclusion

Dans cette section du chapitre nous avons étudié l'effet de la turbulence sur les corrélations entre les longueurs d'onde du spectre élargi pour différentes puissances crêtes de l'impulsion incidente, et deux positions de la zone turbulente par rapport au stade de la filamentation.

La turbulence perturbe le processus de la filamentation en empêchant la propagation ou la formation des filaments et c'est là que la position de la zone turbulente entre en jeu. Dans tous les cas étudiés, les filaments survivant gardent les corrélations positives et négatives entre les longueurs d'onde du spectre élargi.

A haute puissance et en absence de turbulence, les corrélations résultant d'un mélange à quatre ondes (FWM) sont masquées par l'occurrence d'autres étapes du FWM en cascade. La turbulence vient alors gêner ces étapes et les corrélations sont ainsi retrouvées, mais sont de plus en plus faibles que la turbulence réussisse à empêcher la propagation des filaments.

3.4.2 Effet de la turbulence sur la génération de la troisième harmonique

Dans une troisième série d'expérience, nous avons étudié la génération de la troisième harmonique (TH) à 270 nm dans une zone turbulente étendue. Rappelons que la génération de la TH est un phénomène non linéaire de troisième ordre associé à la susceptibilité $\chi^{(3)}$ et couplé avec la longueur d'onde fondamentale à 810 nm [27].

Dispositif expérimental et mode de traitement

Nous montrons dans la figure 3.18 le montage expérimental utilisé, et basé sur celui décrit dans la figure 3.5. Le signal de la troisième harmonique est détecté par un photomultiplicateur muni d'un filtre passe-bande à 270 nm de 10 nm de largeur, et moyenné et numérisé par un *boxcar* (fenêtre temporelle de 2 μ s). Simultanément, nous avons utilisé un autre photomultiplicateur pour enregistrer le signal de la fondamentale à 810 nm qui sert comme référence de calibration. Pour identifier les tirs laser donnant lieu à une génération de troisième harmonique, nous avons dénombré ceux pour lesquels le signal de la troisième harmonique dépassait le niveau du bruit, pour une valeur de $C_n^2 = 6,2 \times 10^{-12} m^{-2/3}$ (absence de

turbulence) et $C_n^2 = 2,1 \times 10^{-8} m^{-2/3}$ (très forte turbulence). La zone turbulente est positionnée à $z = 1 m$ dans les deux cas.

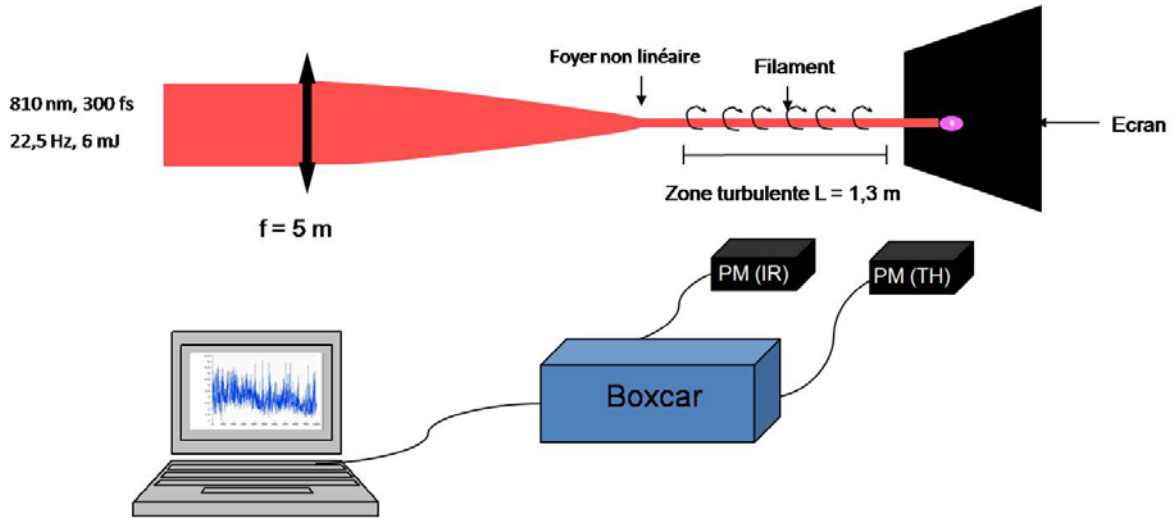


Fig. 3.18- Montage expérimental pour l'enregistrement du signal de la troisième harmonique

Résultats et discussion

Dans la figure 3.19 nous présentons les deux signaux de la troisième harmonique enregistrés. Nous avons pu compter un pourcentage de 90% des impulsions qui génèrent de la troisième harmonique pour $C_n^2 = 6,2 \times 10^{-12} m^{-2/3}$ et de 25% pour $C_n^2 = 2,1 \times 10^{-8} m^{-2/3}$.

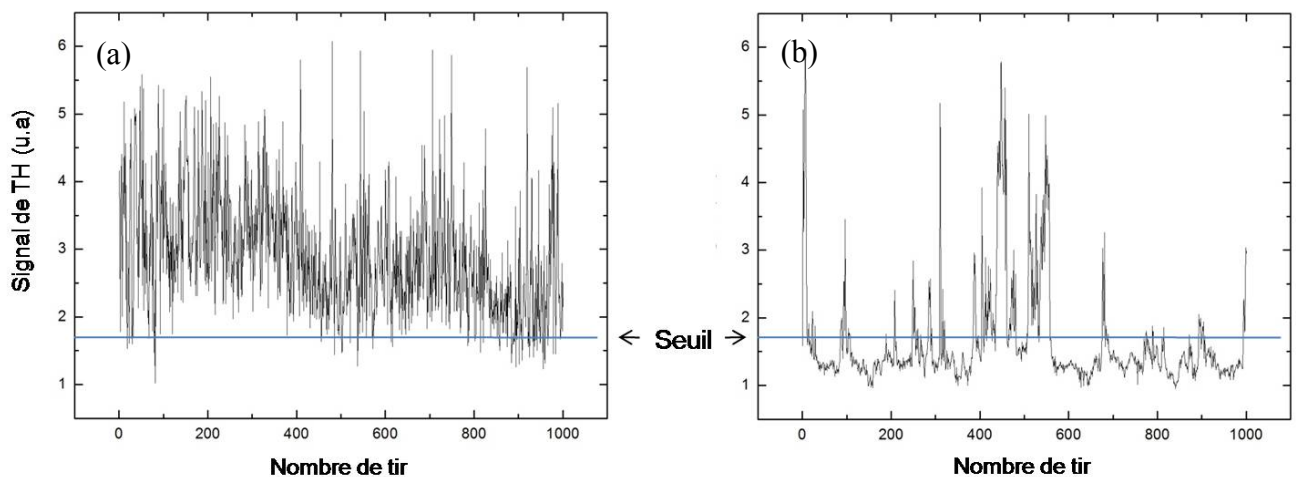


Fig. 3.19- Signal de la troisième harmonique pour $z = 1 m$ et $P_{\text{crête}} = 20 \text{ GW}$
 (a) $C_n^2 = 6,2 \times 10^{-12} m^{-2/3}$ (sans turbulence) (b) $C_n^2 = 2,1 \times 10^{-8} m^{-2/3}$ (forte turbulence).

Ces valeurs sont comparables aux pourcentages de survie des filaments dans les mêmes conditions de turbulence déterminés dans la partie 3.3 (Fig. 3.7), à savoir 89% et 23% respectivement.

Ce résultat montre que les filaments transmis à travers la turbulence génèrent normalement de la troisième harmonique.

3.4.3 Conclusion

Dans cette partie du chapitre (3.4) nous avons étudié l'effet de la turbulence sur les propriétés spectrales des filaments et en particulier sur les corrélations entre les longueurs d'onde du spectre élargi et la génération de la troisième harmonique (THG). Comme nous l'avons déjà vu dans la partie 3.3, l'effet de la turbulence peut empêcher la propagation ou la naissance des filaments. Nous avons trouvé que dans toutes les conditions de turbulence étudiées, les photons des filaments transmis gardent leurs corrélations positives et négatives et par suite leurs potentielles applications. De même les filaments transmis génèrent toujours de la troisième harmonique.

Pour conclure, les propriétés spectrales basées sur la filamentation, et par conséquent leurs applications ne seront pas limitées par la turbulence atmosphérique.

3.5 Conclusion générale du chapitre

Dans ce chapitre nous avons étudié l'effet de la turbulence sur la naissance, la propagation et la conservation des propriétés spectrales des filaments.

Nous avons démontré que l'effet de la turbulence dépend de son intensité, de la longueur de la zone turbulente et de sa position par rapport au foyer non-linéaire. Les filaments ont montré une grande robustesse face à la turbulence : ils survivent après la propagation dans une région turbulente étendue de longueur comparable à leur longueur, trois ordres de grandeur plus intense que la plus forte perturbation atmosphérique. En plus, dans tous les cas étudiés où des filaments étaient transmis à travers la turbulence, ceux-ci gardent leurs propriétés spectrales telles que la génération de la troisième harmonique (THG) et les corrélations entre les longueurs d'onde du spectre élargi.

Ces résultats montrent que la turbulence de l'air n'est pas un facteur limitant des applications atmosphériques de la filamentation des impulsions laser ultrabrèves telles que la télédétection des polluants par mesures lidar non-linéaire, le déclenchement et le guidage de foudre par laser, le LIBS à distance, etc.

Références :

- [1] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Wöste, "Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system," *European Physical Journal - Applied Physics*, vol. 20, pp. 183-190, 2002.
- [2] J. Kasparian, "Le projet Térmobile et ses applications," *Photoniques*, vol. 21, pp. 28-33, 2006.
- [3] F. Courvoisier, V. Boutou, J. Kasparian, E. Salmon, G. Méjean, J. Yu, and J.-P. Wolf, "Light filaments transmitted through clouds," *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 213-215, 2003.
- [4] G. Méchain, G. Méjean, R. Ackermann, P. Rohwetter, Y.-B. André, J. Kasparian, B. Prade, K. Stelmaszczyk, J. Yu, E. Salmon, W. Winn, L. A. V. Schlie, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste, and J.-P. Wolf, "Propagation of fs-TW laser filaments in adverse atmospheric conditions," *Applied Physics B*, vol. 80, pp. 785-789, 2005.
- [5] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, S. Frey, J.-P. Wolf, S. Skupin, A. Vinçotte, R. Nuter, S. Champeaux, and L. Bergé, "Multifilamentation transmission through fog," *Physical Review E*, vol. 72, pp. 026611-026611, 2005.
- [6] A. N. Kolmogorov, "The local structure turbulence in incompressible viscous fluids for very large Reynolds numbers," *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, vol. 30:301, p. 305, 1941.
- [7] R. Ackermann, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, and J.-P. Wolf, "Laser filaments generated and transmitted in highly turbulent air," *Optics Letters*, vol. 31, pp. 86-88, 2006.
- [8] P. Béjot, J. Kasparian, E. Salmon, R. Ackermann, and J.-P. Wolf, "Spectral correlation and noise reduction in laser filaments," *Applied Physics B*, vol. 87, pp. 1-4, 2007.
- [9] P. Béjot, J. Kasparian, E. Salmon, R. Ackermann, N. Gisin, and J.-P. Wolf, "Laser noise reduction in the air," *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 251112-251112, 2006.
- [10] V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, M. P. Tamarov, A. Brodeur, and S. L. Chin, "Nucleation and random movements of filaments in the propagation of high-power laser radiation in a turbulent atmosphere," *Quantum electronics*, vol. 29, pp. 911-915, 1999.
- [11] S. L. Chin, A. Talebpour, J. Yang, S. Petit, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, and M. P. Tamarov, "Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air," *Applied Physics B*, vol. 74, pp. 67-76, 2002.
- [12] W. Liu, O. Kosareva, I. S. Golubtsov, A. Iwasaki, A. Becker, V. P. Kandidov, and S. L. Chin, "Random deflection of the white light beam during self-focusing and filamentation of femtosecond laser pulse in water," *Applied Physics B*, vol. 75, pp. 595-599, 2002.
- [13] J. W. Goodman, "Statistical optics," 1985.
- [14] R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, J. Kasparian, and J. P. Wolf, "Propagation of laser filaments through an extended turbulent region," *Applied Physics Letters*, vol. 91, pp. 171106-171106, 2007.

- [15] H. Tennekes and J. L. Lumely, *A First Course in Turbulence*: The MIT Press, 1972.
- [16] O. Reynolds, "An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels," *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, vol. 174, pp. 935-982, 1883.
- [17] L. C. Andrews and R. L. Philipps, *Laser Beam Propagation through Random Media*: SPIE Press.
- [18] J. L. Meysonnette and T. Lépine, *Bases de radiométrie optique* 2ème édition ed.: Cépaduès-Editions.
- [19] V. I. Tatarski, "The effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation," 1971.
- [20] S. Bendersky, N. S. Komeika, and N. Blaunstein, "Atmospheric optical turbulence over land in middle east coastal environments: prediction modeling and measurements," *Applied Optics*, vol. 43, pp. 4070-4079, 2004.
- [21] S. Enserink and M. P. Fitz, "Mitigation of scintillation using antenna receive diversity for Ka band satellite signals," in *Radio and wireless Symposium*, IEEE, Ed., 2008, pp. 89-92.
- [22] "Adaptive Optics for Astronomical Telescopes," Oxford University Press US, 1998, John. W. Hardy.
- [23] X. Zhu and J. M. Khan, "Free-Space Optical Communication Through Atmospheric Turbulence Channels," *IEEE transactions on communications*, vol. 50, pp. 1293-1300, 2002.
- [24] C. E. Coulman, J. Vernin, Y. Coqueugniot, and J. L. Caccia, "Outer scale of turbulence appropriate to modeling refractive-index structure profiles," *Appl. Opt.*, vol. 27, pp. 155-160, 1988.
- [25] D. H. Rank, *Advances in spectroscopy*. New York: I. H. W. Thompson, 1959.
- [26] A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Physics Reports*, vol. 441, pp. 47-189, 2007.
- [27] N. Aközbek, A. Iwasaki, A. Becker, M. Scalora, S. L. Chin, and C. M. Bowden, "Third-harmonic generation and self-channeling in air using high-power femtosecond laser pulses," *Physical Review Letters*, vol. 89, pp. 143901-143901, 2002.

Chapitre 4

Propagation et applications atmosphériques de la filamentation

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié la propagation horizontale des impulsions laser ultrabrèves. Or l'étude de la propagation verticale dans l'atmosphère, bien qu'elle soit plus difficile, est plus intéressante vues les applications dans de nombreux domaines tels que la télédétection des polluants par mesures lidar [1-4], le déclenchement et le guidage de la foudre par laser [5-7], la condensation assistée par laser, etc.

C'est dans ce cadre que nous présenterons, en premier lieu, une campagne de mesures consacrée à l'étude de la propagation atmosphérique verticale des impulsions laser ultrabrèves multijoules [8]. Ensuite, nous nous intéresserons aux applications atmosphériques de la filamentation en commençant par le déclenchement et le guidage de la foudre pour terminer avec la condensation assistée par laser.

4.1 Propagation atmosphérique verticale des impulsions laser ultrabrèves multijoules

Devant l'intérêt de la propagation atmosphérique des impulsions laser ultrabrèves et de forte puissance, plusieurs études ont été menées ces dernières années [9-12] dans le but d'améliorer notre connaissance et notre maîtrise des processus mis en jeu pendant ce mode de propagation. Ces études, dont une grande partie fut réalisée grâce à la mobilité du système laser Teramobile [13, 14] (§1.4.3), ont montré la résistance des filaments aux conditions atmosphériques tels que la pression réduite [15], les nuages et le brouillard [16, 17], la pluie et la turbulence [18, 19]. Cependant, jusqu'à très récemment, toutes les études théoriques et expérimentales menées se limitaient à une énergie inférieure au joule, malgré l'intérêt que présente un régime multijoule notamment pour des applications qui nécessitent une propagation verticale à l'échelle du *km* telles que le déclenchement et le guidage de la foudre par exemple [20]. En fait, à ce niveau d'énergie, de nombreuses contraintes techniques et

théoriques s'imposent. D'une part les simulations numériques exigent un espace énorme et un temps de calcul très long ; et d'autre part les études expérimentales ne sont possibles qu'en ayant accès à l'un des rares laser multijoules à impulsions ultracourtes en service dans le monde.

Dans cette première partie du présent chapitre, nous discuterons tout d'abord la problématique de la propagation verticale des impulsions ultrabrèves multijoules à l'échelle du *km*. Nous décrirons ensuite le dispositif expérimental utilisé, notamment le laser *Alisé* qui a battu lors de cette campagne le record de puissance pour un laser à lumière blanche dans l'atmosphère [8]. Ensuite nous montrerons que la filamentation a eu lieu durant la propagation, même à grande énergie, et nous analyserons les profils laser obtenus en fonction de la focalisation. Nous présenterons également les résultats obtenus pour la dépendance en *chirp* du début de la filamentation et de l'altitude maximale atteinte par le signal lidar. Enfin nous montrerons que la lumière blanche générée dans les filaments peut être détectée jusqu'à 20 km d'altitude et nous présenterons les résultats de dépendance en *chirp* de la génération de lumière blanche.

4.1.1 Problématique

Nous avons déjà vu (**section 1.2**) que la propagation des impulsions laser ultrabrèves et ultraintenses dans l'atmosphère est fortement non-linéaire et se fait sous la forme de structures autoguidées : les filaments [9, 11, 12]. Mais sachant que la focalisation par effet Kerr est très efficace au niveau de puissance atteint dans des impulsions multijoules (30 *TW*, 10 fois la puissance du Teramobile), deux questions fondamentales se posent : D'une part, le faisceau va-t-il s'effondrer sur lui-même ? D'autre part, l'équilibre dynamique va-t-il s'établir pendant la propagation comme c'est le cas pour les impulsions ultrabrèves subjoules étudiées jusqu'ici ?

Cette dernière question est d'une grande importance vu l'intérêt d'avoir un régime de filamentation avec un « bain de photons » très énergétique capable de nourrir et maintenir les filaments [11] sur de longues distances et d'atteindre de plus hautes altitudes y compris en présence d'extinction due par exemple à un nuage.

Dans la suite, les résultats obtenus grâce au système laser *Alisé* détailleront la réponse à cette question. En préalable, nous commencerons par introduire le système laser *Alisé*.

4.1.2 L'installation laser *Alisé*

Le laser *Alisé* (Activité Laser ImpulSionnel pour les Études) est un laser de puissance du CEA-CESTA (en Aquitaine) mis en service en février 2002. Il génère des impulsions laser allant jusqu'à 200 J à 1053 nm, d'une largeur spectrale de 3 nm (FWHM).

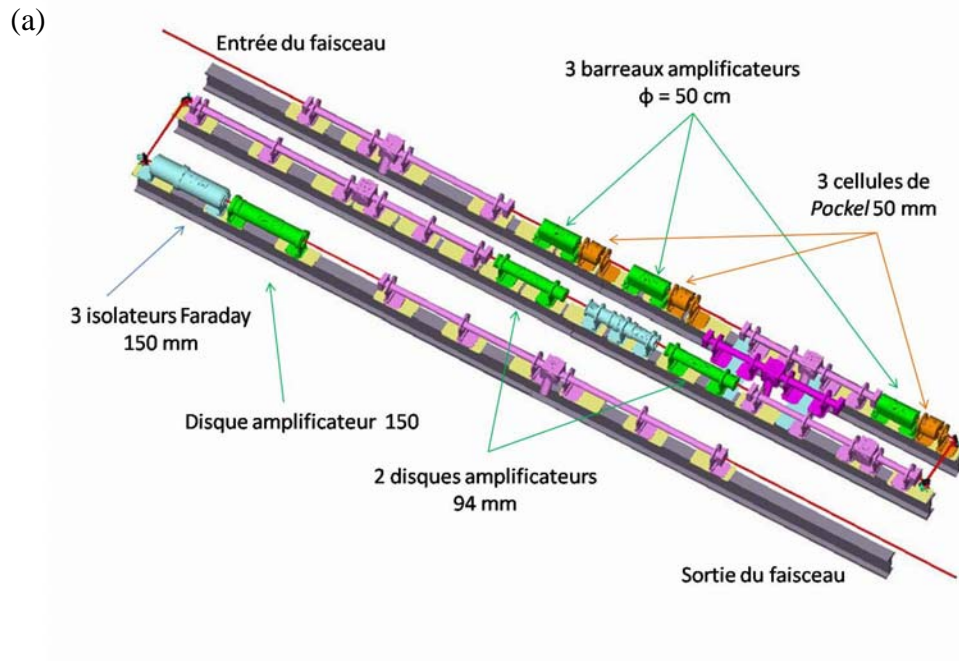


Fig. 4.1- Le laser *Alisé* : (a) Schéma de l'installation. (b) Photo de la chambre d'amplification.

Cette installation apporte un soutien technique et scientifique au projet LMJ (Laser MégaJoule) en complément de son prototype la LIL (Ligne d'Intégration Laser). Elle sert par exemple pour tester des composants optiques soumis à de hautes intensités, et pour étudier la physique d'interaction ultraintense laser/matière et la physique du laser en général.

L'installation *Alisé* comporte trois sources laser destinées à plusieurs types d'expériences : la source LMJ, la source CADDO (Cavity Dumping Dove Oscillator), et la source CPA qui a été utilisée dans notre expérience. La chaîne d'amplification se compose de six amplificateurs : trois barreaux amplificateurs de 50 mm de diamètre, deux disques amplificateurs de 94 mm de diamètre et un disque amplificateur de 150 mm de diamètre. En plus, elle est équipée de cinq filtres spatiaux pour « nettoyer » le profile spatial du faisceau et adapter son diamètre aux différentes dimensions des amplificateurs successifs (Fig. 4.1). La lentille thermique dans les barreaux amplificateurs nécessite un refroidissement très efficace et limite la fréquence du laser à un tir par heure pour une énergie de 200 J et un diamètre de 90 mm. Pour les étages de diamètres de 30 à 37 mm et des énergies de 3 à 5 J, la fréquence devient un tir toutes les 15 minutes. La durée d'impulsion minimum est de 500 fs, elle est ajustable grâce au compresseur entre 500 fs et 65 ps.

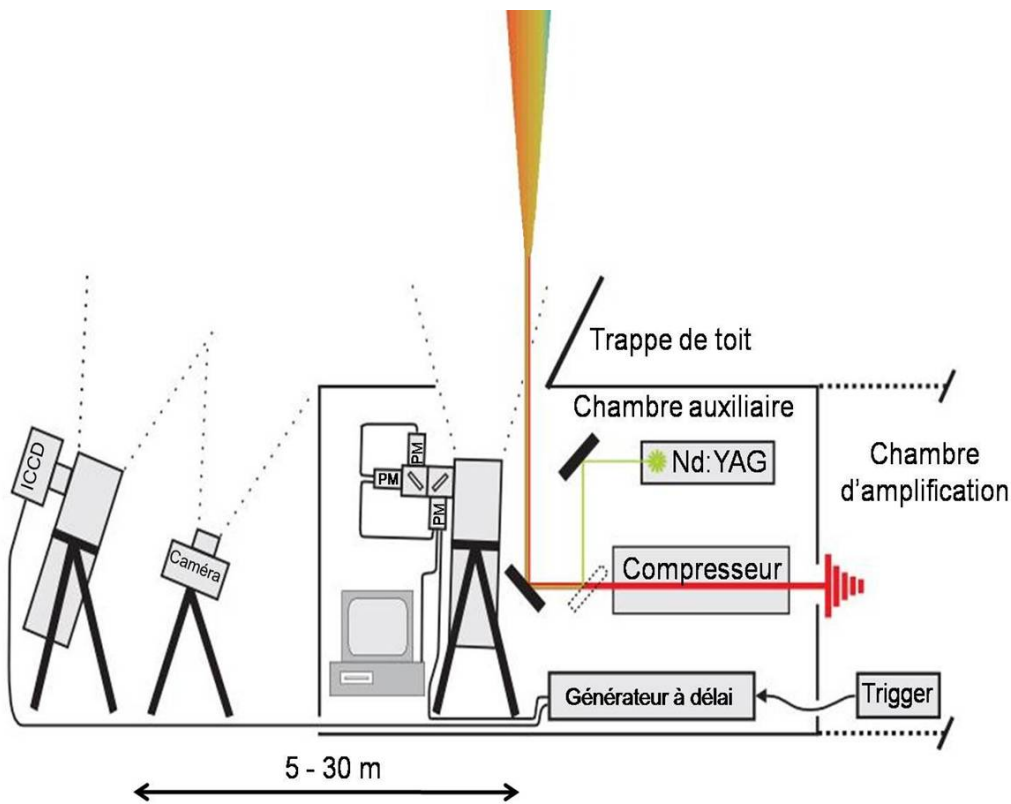


Fig. 4.2- Schéma simplifié du dispositif expérimental

4.1.3 Montage expérimental

Dans cette expérience nous avons utilisé la configuration CPA de l'installation *Alisé*. L'énergie par impulsion était limitée à $26 J$ par le seuil d'endommagement du compresseur et la durée d'impulsion balayée entre $550 fs$ et $65 ps$ (FWHM). Des impulsions de puissance crête de $32 TW$ ont ainsi été générées, soit environ 5 000 fois la puissance critique dans l'air ($P_{cr} = 6 GW$ à $1053 nm$) (Éq. 1.22). Le faisceau émis verticalement dans l'atmosphère était initialement soit collimaté soit focalisé par des lentilles ($f = 15 m$ ou $f = 300 m$), avant d'atteindre le compresseur à réseaux. Un laser Nd:YAG doublé ($10 mJ$, $2 ns$) colinéaire au faisceau d'*Alisé* (Fig. 4.2 et 4.3) était utilisé comme référence pour l'alignement des systèmes de détection ainsi que pour estimer l'efficacité de conversion de l'énergie de la longueur d'onde fondamentale vers la lumière blanche. Le signal de lumière blanche rétrodiffusée est détecté par un système lidar légèrement hors-axe ($35 cm$), qui consiste en un télescope de $20 cm$ de diamètre équipé de détecteurs sensibles à trois bandes spectrales dans le visible et le proche infrarouge (Fig. 4.2 et 4.3).

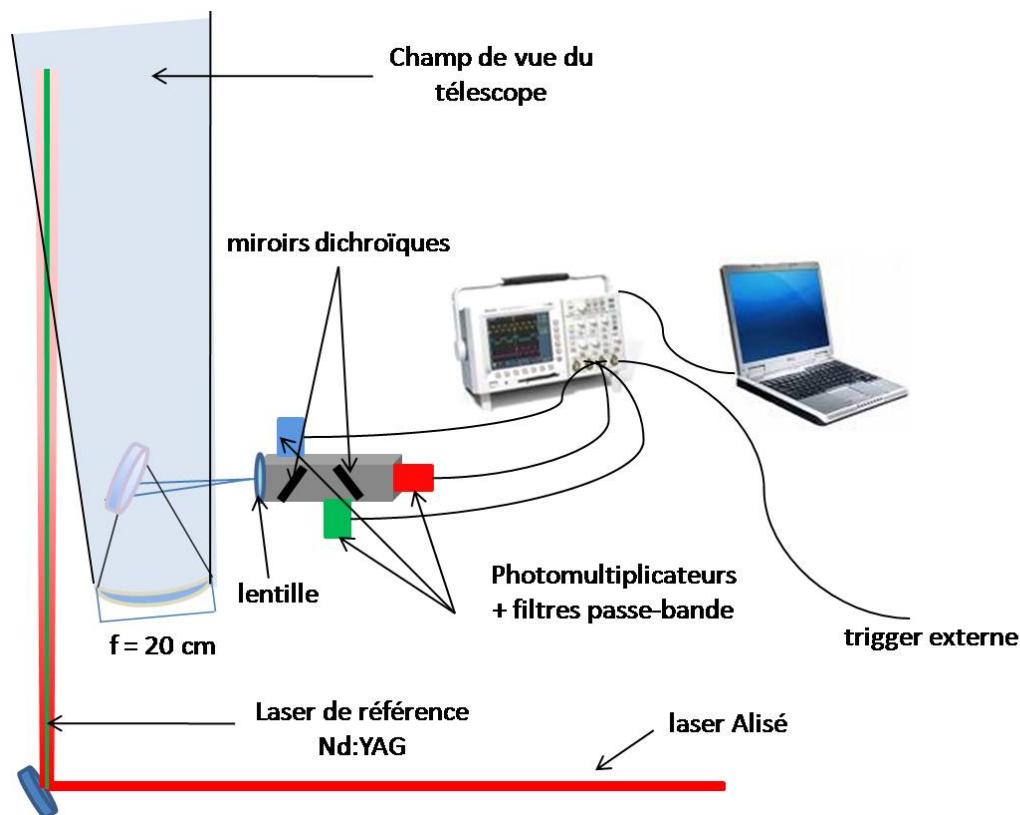


Fig. 4.3- Montage expérimental pour les mesures lidar

Pour mesurer le signal lidar dans différentes régions spectrales du continuum de lumière blanche, des miroirs dichroïques ont été utilisés pour séparer les bandes, puis des filtres placés devant chaque photomultiplicateur sélectionnaient la région spectrale souhaitée.

Des images latérales du faisceau ont été prises simultanément d'une distance hors-axe de 5 à 30 m, par une caméra CCD intensifiée (1024 x 1024 pixels, 1 μrad de résolution angulaire avec un champ de vue de 1 mrad) montée sur un télescope de 40 cm de diamètre, et d'autre part par un appareil photographique numérique couleur (Nikon D70) de champ de vue de 26,18 mrad et de résolution de 8,72 μrad (**Fig. 4.2**). En outre, pendant l'expérience plusieurs profils du faisceau ont été enregistrés sur du papier photosensible après 11 m de propagation.

4.1.4 Résultats et discussion

Profils du laser en fonction de la focalisation

Comme nous l'avons vu (**section 1.2**), lors de leur propagation dans l'air, les impulsions laser ultraintenses s'autofocalisent par effet Kerr. Ceci reste bien sûr encore valable pour les impulsions ultrabrèves ayant une énergie supérieure au joule. Cependant, il n'était pas certain à priori que l'équilibre dynamique conduisant à la filamentation serait établi durant la propagation de ces impulsions.

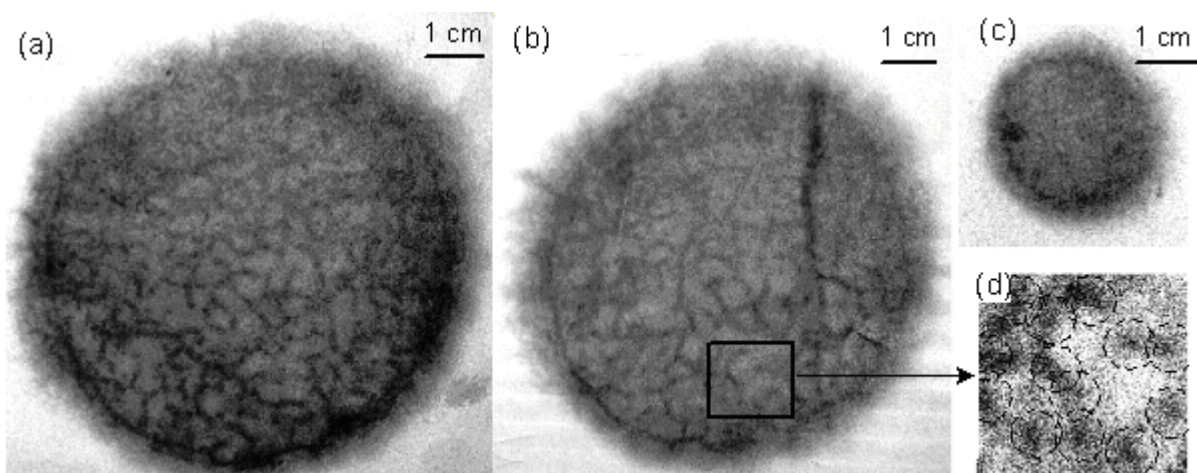


Fig. 4.4- (a) $f = \infty$ ($2550 P_{\text{crit}}$, 418 filaments) (b) $f = 300$ m ($2200 P_{\text{crit}}$, 288 filaments)
(c) $f = 15$ m ($3180 P_{\text{crit}}$, pas de filaments) (d) Structure des filaments.

Pour savoir ce qui se passe durant la propagation, et afin d'étudier l'effet de la focalisation sur le nombre de filaments, le profil du faisceau a été enregistré sur deux feuilles de papier photosensible superposées, pour des focalisations différentes, après 11 m de propagation. La haute intensité noircit localement la surface sensible du papier (**Fig. 4.4**), y compris la feuille placée à l'arrière. Ces points noirs montrent que la multifilamentation a eu lieu. En effet, chaque point noir correspond à la trace laissée par un filament de très haute intensité. Nous avons pu compter (**Fig. 4.4**) 418 filaments en l'absence de focalisation, 288 filaments pour $f = 300 \text{ m}$, alors que pour $f = 15 \text{ m}$ les filaments semblent disparaître. Nous en déduisons que le nombre de filaments diminue en augmentant la focalisation (c'est à dire en diminuant la distance focale f). En effet, la focalisation en « comprimant » les cellules d'autofocalisation, amène à leur localisation et à la réduction du nombre de filaments. Nous avons trouvé une puissance par filament entre 6 et 7,6 puissances critiques, comparable à celle observée à plus basse énergie ($5 P_{\text{crit}} / \text{filament}$) [21, 22].

Effet du chirp sur la filamentation

Pour maîtriser les applications atmosphériques des impulsions ultraintenses, il est nécessaire de contrôler leur propagation. Pratiquement, pour les impulsions à une énergie inférieure au joule, le contrôle du début de filamentation se fait habituellement via le *chirp* (**section 2.1**).

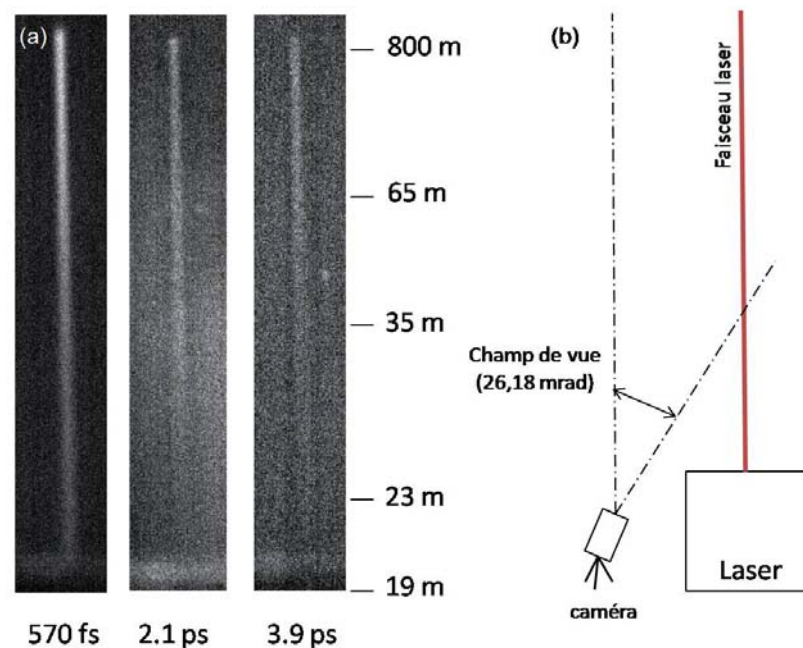


Fig. 4.5- (a) Images latérales du faisceau pour différents *chirps*.
(b) Principe de réalisation d'une image latérale.

Au cours de notre campagne de mesure sur le laser *Alisé*, l'effet du *chirp* sur le début de filamentation et sur la hauteur maximale atteinte par le signal lidar a été étudié pour les impulsions multijoules.

L'effet du *chirp* sur la filamentation se voit clairement en comparant les images du faisceau dans la région visible du spectre (**Fig. 4.5-a**) pour des durées d'impulsions de 570 fs , $2,1\text{ ps}$ et $6,5\text{ ps}$. Sur les images, des coupes longitudinales du faisceau, normalisées par l'intensité mesurée pour le laser YAG de référence (propagation linéaire) ont été réalisées pour caractériser la filamentation.

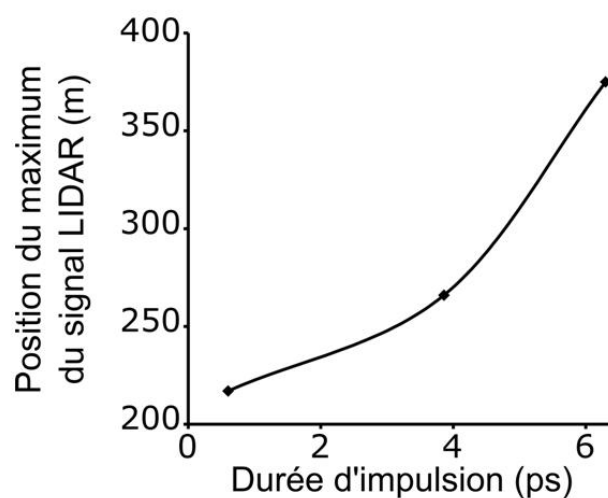


Fig. 4.6- Position des filaments en fonction de la durée d'impulsion initiale.

Une augmentation du signal normalisé est la signature d'une génération de lumière blanche et ainsi de la filamentation. Nous avons déterminé que la lumière blanche est déjà générée à la limite inférieure du champ de vue du détecteur (19 m) pour tous les *chirps* étudiés, quoiqu'un *chirp* plus important, donc une puissance crête plus faible, contribue d'une manière moins efficace à la génération de lumière blanche par unité de longueur. Cependant, les impulsions les plus courtes (570 fs) produisent des filaments moins longs (100 m) tandis que la génération de lumière blanche par les impulsions de 2 ps et 4 ps se termine à 350 m et 200 m respectivement. Le décalage de la fin de filamentation et de la dépendance longitudinale de la génération de lumière blanche, convolué avec l'évolution verticale du recouvrement géométrique entre le faisceau et le détecteur du lidar, résultent en la dépendance du maximum du signal lidar en fonction du *chirp*, comme montrée à la figure **4.6**.

Cette dépendance de l'altitude en fonction du *chirp* et de la durée d'impulsion du faisceau laser montre que la filamentation des impulsions laser ultraintenses à une énergie multijoules peut être contrôlée à distance en changeant les paramètres du laser, comme on le fait pour les laser d'énergie inférieure.

Propagation du continuum de lumière blanche jusqu'à 20 km d'altitude

Dans le paragraphe précédent nous avons donné la preuve que la filamentation peut avoir lieu même pour des impulsions ultraintenses à une énergie multijoules. A cet ordre d'énergie et de puissance, le continuum de lumière blanche qui provient de l'automodulation de phase (**section 1.2**) est détecté sur toute la plage de sensibilité des détecteurs utilisés, soit entre 360 *nm* et 850 *nm*, couvrant en particulier tout le spectre visible (400 *nm* à 700 *nm*).

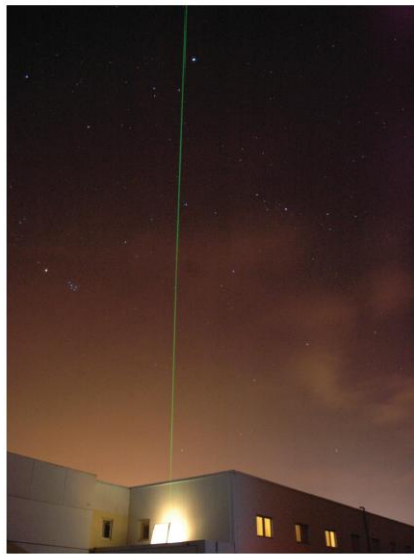


Fig. 4.7- Image du faisceau ND :YAG de référence (10 mJ, 2 ns, 532 nm) utilisé pour aligner le lidar de détection et pour le calibrer en intensité

Grâce à ce supercontinuum de lumière blanche, le faisceau apparaît blanc à l'œil nu, bien qu'étant initialement infrarouge. Cette observation est confirmée par les signaux rétrodiffusés, mesurés par la technique lidar [23]. Nous avons pu détecter un signal lidar dans la région spectrale 300-470 *nm* qui montre une propagation jusqu'à 20 *km* d'altitude, atteignant la stratosphère (**Fig. 4.8**). On distingue dans cette courbe un pic de signal rétrodiffusé

correspondant à une couche de cirrus à 10 km d'altitude. Ce résultat montre la possibilité pour des impulsions de 32 TW de se propager à l'échelle du kilomètre sans que le faisceau ne s'effondre sur lui-même. A notre connaissance, cette observation reste à ce jour un record mondial de puissance pour un laser à lumière blanche.

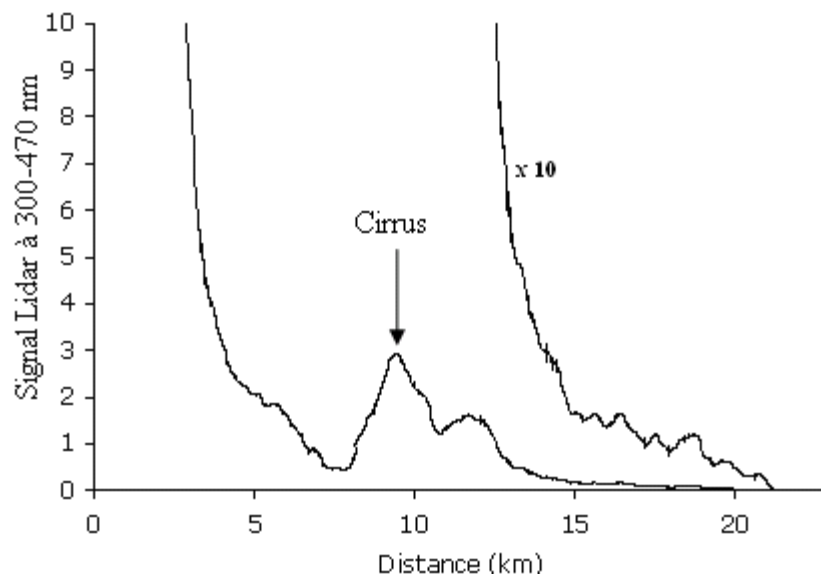


Fig. 4.8- Signal lidar montrant la propagation jusqu'à 20 km d'altitude dans la région spectrale 300-470 nm. La courbe marquée (x10) est un zoom sur le signal à grande distance

Dépendance en chirp de la génération de lumière blanche

Les applications atmosphériques des impulsions laser ultrabrèves exigent non seulement la maîtrise de la filamentation (**Chap. 2**) mais aussi une meilleure compréhension du mécanisme de génération du continuum de lumière blanche.

Grâce aux mesures lidar réalisées, on obtient l'énergie en fonction de l'altitude dans la bande spectrale correspondante du continuum en inversant l'équation lidar [24].

La figure 4.9 présente l'énergie moyennée sur 500 m dans trois bandes spectrales du continuum (360, 500 et 650 nm, avec une largeur de 10 nm) pour trois différentes valeurs du chirp. Le calcul montre que le rapport d'énergie pour deux bandes spectrales différentes dépend très peu du chirp pour une énergie fixée à 15 J par impulsion [25]. Ainsi les filaments génèrent des spectres de continuum de formes comparables pour des durées d'impulsions différentes. De plus, à une longueur d'onde donnée le signal détecté, et ainsi l'efficacité de

génération de la lumière blanche, est inversement proportionnel à la durée d'impulsion pour une énergie incidente fixée.

Grâce à une interpolation avec les signaux du YAG de référence, nous avons estimé à $2,2 \text{ mJ}$ la valeur absolue du signal à 650 nm pour un *chirp* de 520 fs , ce qui correspond à une efficacité de conversion d'environ $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ nm}^{-1}$ pour des impulsions laser de 32 TW .

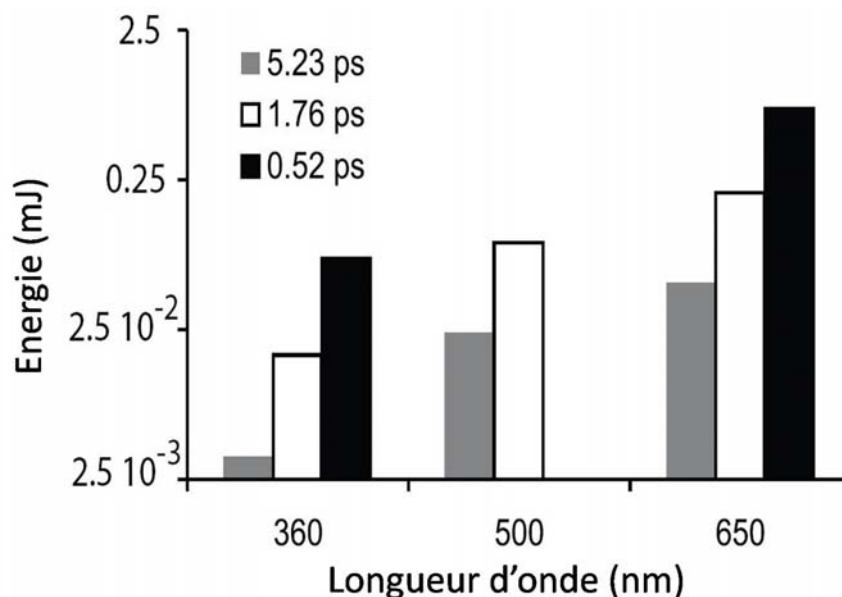


Fig. 4.9- Dépendance en chirp de la génération de lumière blanche dans quelques bandes spectrales.

Etant donnée la largeur spectrale du continuum, et en considérant la décroissance exponentielle en fonction de la longueur d'onde à partir de la fondamentale, la figure 4.9 nous permet d'estimer l'efficacité de conversion totale à quelques pour cents. Cette valeur est plus petite que celle prévue par des extrapolations basées sur des mesures antérieures [26] à des puissances et énergies plus basses pour une longueur d'onde fondamentale de 800 nm . Ces extrapolations prévoient en particulier que l'élargissement spectral soit plus grand pour des longueurs d'ondes plus grandes.

Ce désaccord pourrait être compris en considérant que l'intensité dans les filaments est pratiquement constante et que leur nombre, proportionnel à la puissance, conditionne la puissance du continuum généré mais influe peu sur la forme du spectre. L'élargissement spectral est ainsi dominé par les gradients temporels de l'intensité à travers les variations de phase non-linéaires dans ces filaments. Ces gradients sont plus forts pour des impulsions plus

courtes, et se traduisent par un élargissement plus efficace. En conséquence, l'optimisation de la génération de lumière blanche nécessite une augmentation de la puissance crête, quitte à réduire la durée d'impulsion.

4.1.5 Conclusion

Les résultats obtenus avec le laser *Alisé* sont très encourageants en faveur des applications atmosphériques à l'échelle du kilomètre telles que les mesures lidar non-linéaire ou le contrôle de la foudre. Ils montrent que la physique de propagation des impulsions laser ultrabrèves multijoules est similaire à celle connue à plus faibles énergie et puissance crête. Ainsi, un faisceau laser ultraintense (15 J, 32 TW) ne s'effondre pas sur lui-même durant sa propagation dans l'atmosphère. Par contre, un équilibre dynamique s'établit localement dans le faisceau et donne naissance à une multifilamentation massive, avec plus de 400 filaments à travers le profil du faisceau. Egalement, les filaments peuvent être contrôlés via la focalisation et le *chirp*, comme c'est le cas dans un régime à plus faible énergie. Par ailleurs l'efficacité de génération de la lumière blanche est inversement proportionnelle à la durée d'impulsion pour une énergie donnée. De plus, bien que la valeur de cette efficacité de génération soit restreinte à quelques pour cents, l'énergie par impulsion est suffisante pour générer quelques centaines de mJ dans le visible. Cette énergie exceptionnelle pour un continuum a permis de détecter un signal lidar jusque dans la stratosphère, à plus de 20 km d'altitude. A notre connaissance, ces observations restent à ce jour un record mondial de puissance pour un laser à lumière blanche.

4.2 Vers le déclenchement et le guidage de la foudre par des impulsions laser ultrabrèves

Les résultats déjà présentés dans la première partie du chapitre et dans les chapitres précédents [8, 18, 27, 28], ainsi que d'autres résultats qui ont montré la robustesse des filaments face aux conditions atmosphériques réelles [7, 10] sont très encourageants en ce qui concerne la réalisation des applications à l'échelle atmosphérique, notamment le déclenchement et le guidage de foudre par laser que nous présenterons dans la suite.

Nous commencerons tout d'abord par une introduction générale, puis nous décrirons succinctement les différentes approches de déclenchement et de guidage de la foudre, en insistant sur l'approche laser et notamment l'utilisation des impulsions laser ultrabrèves. Ensuite, nous présenterons notre travail expérimental en donnant tous les détails nécessaires et en discutant les résultats obtenus.

4.2.1 Introduction

Depuis l'aube de l'humanité, la foudre fascine l'homme en combinant à la fois la puissance, la stupéfaction, la frayeur et la beauté.

A chaque instant la terre est en moyenne touchée par plus de 2000 orages, qui produisent chaque seconde une centaine d'éclairs dont un tiers frappent le sol et sont appelés « foudre ». Chaque année, la France est frappée en moyenne par un million de coups de foudre qui tuent entre huit et quinze personnes et foudroient 20 000 animaux. Les dommages matériels se chiffrent en quelques dizaines de millions d'euros. Par exemple, le réseau EDF subit 77 000 impacts de foudre chaque année, qui détruisent 50 000 compteurs électriques. S'ajoutent à ces dégâts 15 000 incendies et 250 clochers détruits chaque année. De plus, selon l'Office Nationale d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA), les avions en ligne sont en moyenne foudroyés une fois toute les 1500 heures de vols, soit plusieurs fois par an. La foudre est donc un risque pour les avions, dont les structures sont de plus en plus construites en matériaux composites qui sont beaucoup moins efficaces que les métaux conducteurs quant à la protection des dispositifs électriques et électroniques de pilotage. Ainsi, les fortes perturbations électromagnétiques induites par la foudre pourraient entraîner une perte du contrôle de l'avion pour quelques instants. Bien que cet effet ne soit pas toujours dangereux, il

pourrait avoir des conséquences graves en phases de décollage et d'atterrissage de l'avion et même résulter en une catastrophe aérienne.

Même si les statistiques ci-dessus ne forment pas une liste exhaustive, elles donnent une idée générale des effets destructifs de la foudre et ce, en dépit des paratonnerres classiques en services depuis leur invention en 1752 par Benjamin Franklin. C'est pour cette raison qu'on cherche à développer d'autres outils de protection plus efficaces que le paratonnerre classique, dont les méthodes de déclenchement et de guidage de la foudre que nous évoquerons dans le paragraphe suivant.

4.2.2 Différentes méthodes de déclenchement et de guidage de la foudre

Dans une approche simplifiée, la foudre est une décharge électrique entre un nuage et le sol. Malgré qu'elle soit un phénomène atmosphérique assez fréquent, il a fallu attendre le milieu du 18^{ème} siècle (1752) pour découvrir sa nature électrique avec la célèbre expérience de cerf-volant de Benjamin Franklin qui, en plus, a inventé en 1752 le premier dispositif de protection de la foudre : le paratonnerre. Le principe de fonctionnement de ce dispositif est de nos jours mieux compris qu'à l'époque de son invention : il est basé sur l'effet de pointe bien connu en électrostatique. En fait, le paratonnerre rend la foudre plus probable au niveau de sa pointe et permet de conduire le courant électrique de la foudre jusqu'au sol en protégeant l'installation considérée. Cependant, le paratonnerre ne réussit pas toujours à « attirer » la foudre, d'où la fiabilité de ce dispositif de protection est loin d'être optimale. De plus, une fois attirée par le paratonnerre, la foudre pourrait induire des perturbations électromagnétiques instantanées des machines électriques et électroniques de l'installation à protéger.

Par contre, déclencher et guider la foudre loin de l'installation à protéger semble être une solution efficace, notamment pour des sites particuliers de haute sensibilité tels que les aéroports, les centrales nucléaires, les usines pétrochimiques, les entrepôts d'explosifs etc.

Utilisation des fusées pour déclencher et guider la foudre

Vue la nature électrique de la foudre, il suffit du principe de créer une sorte de chemin conducteur entre le nuage et le sol pour la déclencher. En se basant sur cette idée, une technique de déclenchement fut développée dans les années 1970 [29, 30]. Elle consiste à

lancer une fusée tirant une bobine de fil conducteur, comme le montre la figure 4.10. Cependant, cette technique largement répandue présente quelques points faibles. Par exemple, le nombre de fusées limité et la basse fréquence de tir limitent le nombre des événements induits par cette technique.

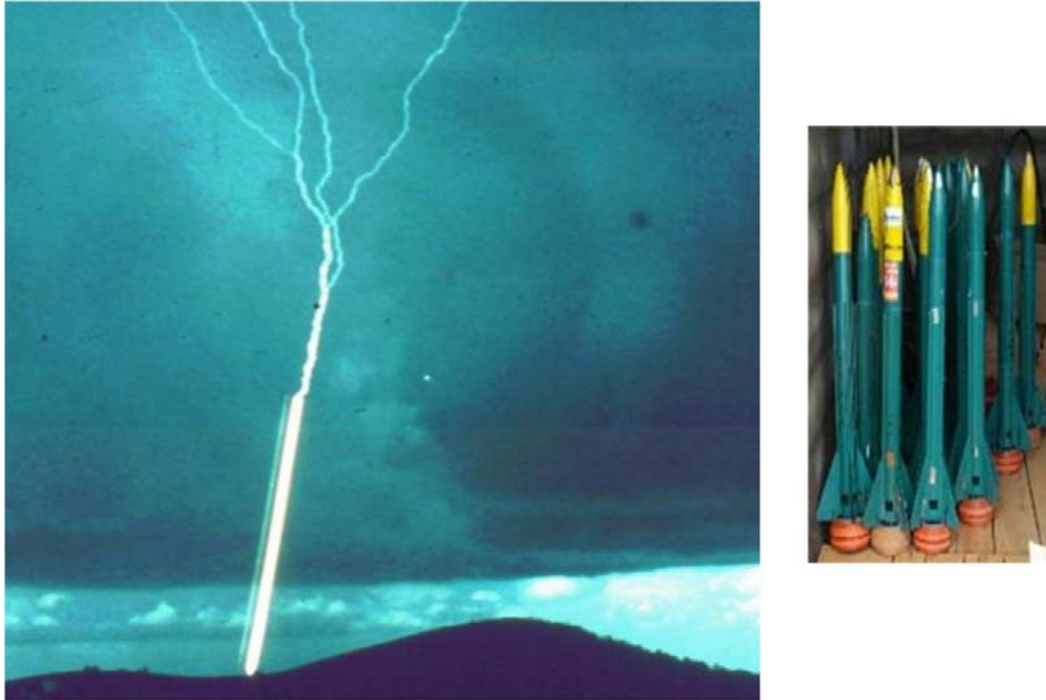


Fig. 4.10- Déclenchement et guidage de foudre en utilisant une fusée tirant un fil conducteur.
(a) Eclair partiellement guidé (partie rectiligne) (b) Fusées en stock

C'est pour cette raison qu'on continue à chercher d'autres solutions qui s'affranchiraient de ces limitations, telles que l'utilisation des laser.

Utilisation des laser pour déclencher et guider la foudre

L'idée d'utiliser un laser pour remplacer le fil conducteur des fusées date des années 1970. Elle repose sur l'ionisation de l'air pour créer un canal de plasma qui sert à conduire les décharges. Un avantage de cette technique par rapport au paratonnerre est que le plasma induit par laser serait à la fois capable de déclencher et de guider la foudre. Le déclenchement se traduit par un abaissement de la tension de claquage naturelle, et le guidage par une décharge totalement ou partiellement rectiligne, qui remplace le chemin erratique d'une

décharge naturelle d'une manière similaire à la décharge guidée de la figure **4.11**. En réalisant ces décharges guidées à l'échelle de la foudre naturelle, il serait possible par exemple de protéger les avions pendant le décollage et l'atterrissage en attirant la foudre ailleurs.

Des premières tentatives dans ce domaine ont été effectuées à partir des années 1970 [31-34] en utilisant des laser nanosecondes au dioxyde de carbone, focalisés pour atteindre un niveau d'intensité suffisant pour ioniser l'air. La forte focalisation résulte, à la longueur d'onde considérée ($10,6 \mu m$) en une densité de plasma du même ordre de grandeur que la densité critique (**Éq. 1.25**) ($N_{crit} \approx 10^{19} cm^{-3}$). A cette densité, le plasma devient absorbant et empêche la propagation du faisceau laser à de longues distances. En effet, cette technique n'a prouvé son efficacité que sur quelques mètres en laboratoire, elle n'est pas efficace à l'échelle de la foudre naturelle.

Avec l'avènement des impulsions laser ultrabrèves, suffisamment intenses pour induire une ionisation multiphotonique de l'air (**section 1.2**) et suffisamment courtes pour éviter la cascade d'énergie, ces laser de puissance ont de nouveau motivé les chercheurs à poursuivre leurs tentatives de réalisation du déclenchement et du guidage de la foudre par laser. Le grand avantage que présentent de telles impulsions réside dans leur mécanisme d'ionisation de l'air conduisant à la formation d'un plasma froid et peu dense : $N_e \approx 10^{16} - 10^{17} cm^{-3}$ [9, 11]. En effet, en utilisant des impulsions ultrabrèves dans le proche infrarouge, ou dans l'ultraviolet, la densité de plasma induite est à la fois supérieure à la densité électronique nécessaire pour initier la foudre dans l'atmosphère : $N_{e,crit} \approx 10^{11} cm^{-3}$ [35, 36] et inférieure à la densité critique de plasma ($N_{crit} \approx 10^{21} cm^{-3}$ à $800 nm$).

Plusieurs expériences se sont basées sur cet avantage. Une première approche utilise un faisceau femtoseconde ultraviolet de manière à générer un canal de plasma uniforme entre les deux électrodes [37, 38]. Cependant, cette technique n'a été démontrée pour l'instant que sur quelques dizaines de centimètres. Une deuxième approche consiste à focaliser fortement un faisceau femtoseconde térawatt infrarouge ce qui conduit à des canaux de plasma fortement ionisés de 5 à 20 cm au niveau du foyer optique, placé entre deux électrodes séparés de plusieurs mètres [39]. Cependant, il est difficile d'extrapoler ces résultats à l'échelle atmosphérique, soit sur plusieurs centaines de mètres. La collaboration Teramobile développe une troisième approche à l'aide de filaments autoguidés, que nous présenterons ci-dessous.

Approche Teramobile

L'idée consiste à utiliser un faisceau femtoseconde térawatt à 800 nm, de manière à générer des filaments comme nous l'avons vu au chapitre 2 et réaliser un pont ohmique entre les électrodes. Un grand avantage de cette approche est la possibilité de générer des filaments qui peuvent se propager sur plusieurs centaines de mètres et être initiés à la distance voulue [20, 40], ce qui est nécessaire pour déclencher et guider la foudre à l'échelle atmosphérique.

Il a ainsi été possible de guider et de déclencher des décharges de 1,2 MV entre des électrodes éloignées d'une distance allant jusqu'à 3,8 m [5] comme le montre la figure 4.11. Cette expérience a également montré que la tension de claquage est réduite d'environ 30 % par le laser. Il serait donc possible de déclencher l'éclair avant qu'il ne démarre seul dans les directions qu'il a choisies.

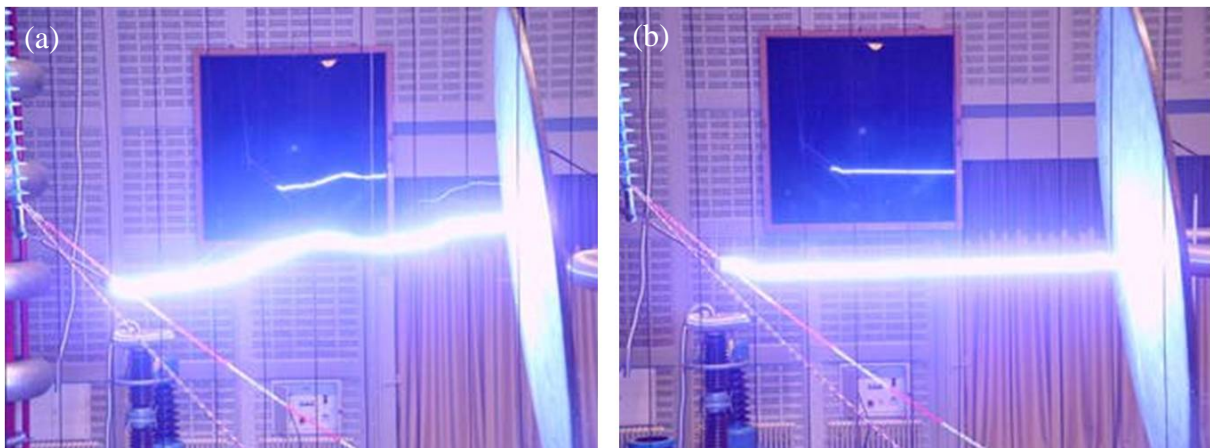


Fig. 4.11- (a) Décharge erratique en absence du laser (b) Décharge déclenchée et guidée en présence du laser [5]

D'autres expériences ont montré que les filaments arrivent à déclencher et guider la foudre sous la pluie, qui ne perturbe que peu l'efficacité du laser [41].

Ces résultats encourageants étaient à l'origine d'une campagne de mesure réalisée au Nouveau-Mexique à l'observatoire Langmuir en été 2005. Seulement deux orages ont eu lieu sur la période de trois mois de la campagne et le déclenchement de la foudre n'a pas été réalisé. Cependant, il a été possible de déclencher, pour la première fois, des micro-décharges synchronisées avec le laser dans les nuages d'orage [7, 42].

4.2.3 Problématique

Le principal obstacle à affronter pendant les tentatives de déclenchement et de guidage de foudre à l'échelle atmosphérique est la courte durée de vie du plasma. En fait, après quelques dizaines de nanosecondes, les électrons libres du plasma généré par les filaments s'attachent à des molécules d'oxygène en formant des ions O_2^- , qui eux-mêmes disparaissent après plusieurs μs [37, 43]. Ainsi, pour une décharge guidée se propageant normalement à une vitesse de l'ordre de $v_d \approx 10^6 m/s$, soit $1 m/\mu s$ [5], le canal qui la guide disparaîtra après quelques mètres de propagation, ce qui empêche d'étendre cette technique à l'échelle atmosphérique. Pour résoudre ce problème, Zhao *et al.* [37] ont proposé d'utiliser une deuxième impulsion laser qui prolongerait la durée de vie du plasma grâce à trois mécanismes physiques entrant en jeu : l'ionisation par avalanche induite par l'accélération des électrons dans le champ de l'impulsion, le chauffage du plasma et le photodétachement.

Utilisation d'une seconde impulsion

Cette configuration à double impulsion fut testée pour la première fois en utilisant le système Teramobile comme source d'impulsion femtoseconde, et un laser Nd:YAG pour générer la seconde impulsion (7 ns, 800 mJ à 1064 nm et 400 mJ à 532 nm). Les résultats [6] montrent que la seconde impulsion nanoseconde à 532 nm peut améliorer le taux de déclenchement de décharges de haute tension si elle est synchronisée avec une impulsion femtoseconde, tandis que l'impulsion à 1064 nm, pourtant avec une énergie double, fut trouvée non efficace.

C'est dans le même cadre que nous présenterons une campagne de mesures haute-tension, à laquelle j'ai participé, où nous avons essayé de résoudre le problème de la courte durée de vie du plasma en se basant sur la configuration à double impulsion.

4.2.4 Décharges haute-tension induites par laser

Cette expérience a été réalisée au « Centre d'essais Haute Tension » de l'École Centrale de Lyon en collaboration avec l'équipe du Pr. Philippe Auriol en printemps 2007. Grâce à la mobilité du système laser Teramobile, nous avons pu combiner les performances d'un laser femtoseconde-térawatt aux équipements haute-tension nécessaires pour réaliser de telles

expériences. Notre but était d'optimiser la configuration à double impulsion en utilisant plusieurs laser nanosecondes avec de différentes longueurs d'onde.

4.2.4.1 Dispositif expérimental

Dans cette expérience nous avons utilisé le système Teramobile (**section 1.4**) comme source d'impulsions femtosecondes de longueur d'onde de 800 nm , d'une énergie par impulsion de 300 mJ et d'une durée d'impulsion de 100 fs .

La pièce principale du Centre d'essai est un hall faradisé de 170 m^2 de surface au sol abritant un générateur de choc type HAEFLY série E de performances 1 MV-50 KJ et un transformateur $200\text{ KV/50 Hz-50 KVA}$. Le principe de l'expérience est présenté dans la figure 4.12.

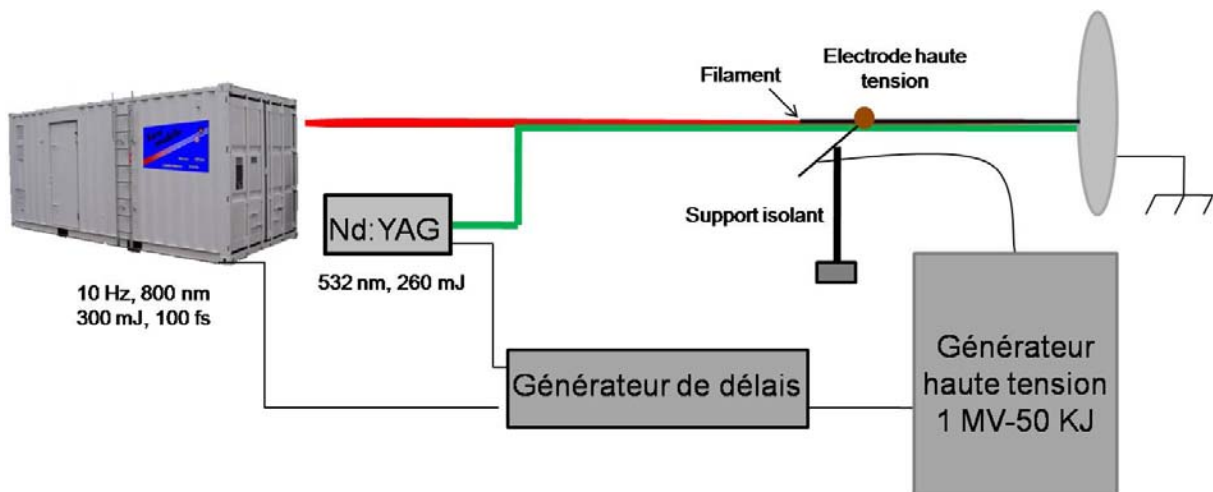


Fig. 4.12- Montage expérimental

Le faisceau femtoseconde est focalisé par le télescope d'émission du Teramobile ($f \sim 40\text{ m}$) et le *chirp* réglé de façon à contrôler le point d'initiation de la filamentation à environ 1 mètre avant la position de l'électrode haute-tension. Finalement le faisceau atteint une autre électrode plane reliée à la masse. Cette configuration de polarité négative est dominante dans la nature avec un pourcentage de 90% des éclairs. Les nuages chargés négativement sont donc représentés par l'électrode haute tension et la terre est représentée par le plateau. Le générateur de haute-tension délivre une tension maximale de 1 MV ce qui génère des décharges entre des électrodes placés à une distance typique de $1,5\text{ m}$. Le délai entre

l'impulsion du faisceau femtoseconde et le début de la courbe haute tension (**Fig. 4.13**) est réglé par un générateur de délais.

Pour tester l'effet d'une seconde impulsion, nous avons utilisé un laser Nd:YAG (**Fig. 4.12**), focalisé par un télescope et superposé spatialement avec le faisceau femtoseconde. Le délai entre les deux impulsions était réglé par le même générateur de délai mentionné ci-dessus.

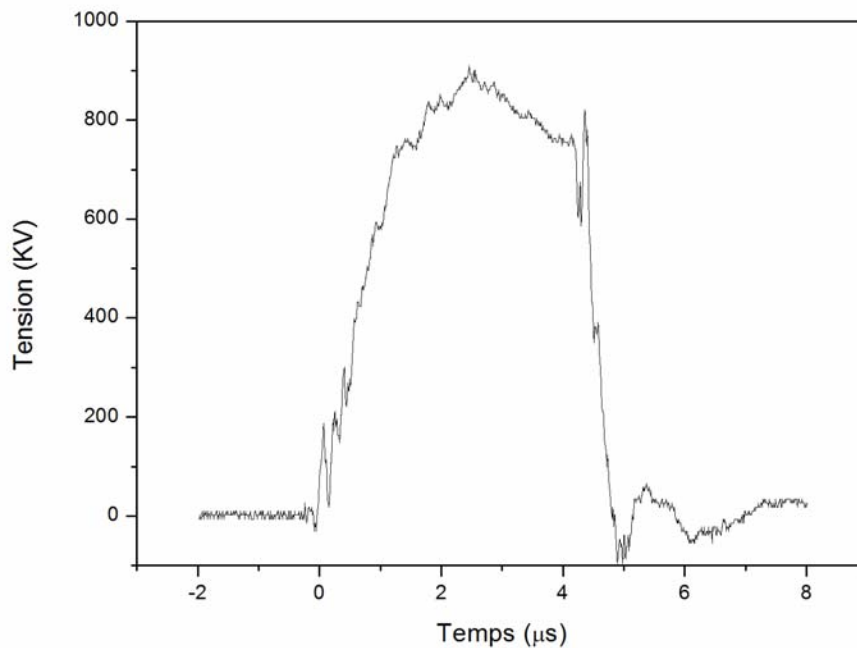


Fig. 4.13- Courbe typique de décharge haute tension

4.2.4.2 Résultats et discussion

Effet des impulsions femtosecondes sur la probabilité de décharge

En première étape, nous avons testé l'effet des impulsions femtosecondes sur la probabilité de décharge haute-tension. Vu la nature stochastique des décharges, nous avons calculé pour chaque point expérimental l'intervalle de confiance à 90% (barres d'erreurs) grâce à l'accumulation de 10 à 20 tirs laser dans les mêmes conditions expérimentales [24]. Le calcul est basé sur une loi binomiale de probabilité, en supposant que la probabilité de décharge de chaque tir est indépendante des précédents. Nous avons balayé le délai entre l'impulsion

femtoseconde et le début de la courbe de décharge haute tension. Le résultat est présenté dans la figure 4.14.

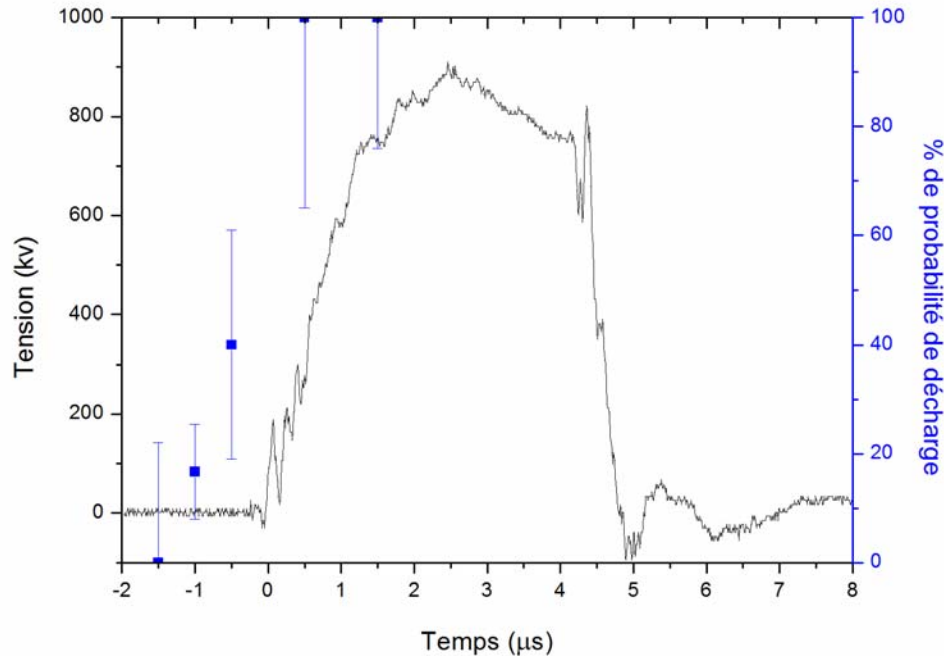


Fig. 4.14- Ligne noire : Courbe typique de décharge haute tension. Points bleus: Pourcentage de décharge en fonction du délai du laser femtoseconde. Les barres d'erreurs représentent l'intervalle de confiance à 90%.

Le résultat montre que l'effet du laser femtoseconde est beaucoup plus significatif quand le délai est positif, c'est à dire quand le laser est émis après le début de la courbe haute tension. En effet, le pourcentage de probabilité est de 100% pour des délais de $0,5 \mu s$ et $1 \mu s$, alors qu'il devient nul quand l'impulsion femtoseconde est émise $1,5 \mu s$ avant le début de la courbe haute tension.

Effet d'une seconde impulsion nanoseconde

En se basant sur l'idée de la configuration à double impulsion, nous avons utilisé le laser Nd:YAG décrit ci-dessus, faiblement focalisé et superposé spatialement au faisceau femtoseconde. La figure 4.15 montre la probabilité de décharge sous trois conditions différentes : une série de points et deux séries de référence. La série de points (en carrés) est réalisée en émettant des impulsions femtosecondes et nanosecondes séparées par plusieurs

intervalles de temps (le faisceau femtoseconde émis en premier et à $t = 2,5 \mu s$). La première référence (pointillés serrés) est réalisée en lançant des impulsions femtosecondes $2,5 \mu s$ après le début de la courbe de haute tension en absence du YAG. La deuxième référence (pointillés espacés) est réalisée sans aucun laser.

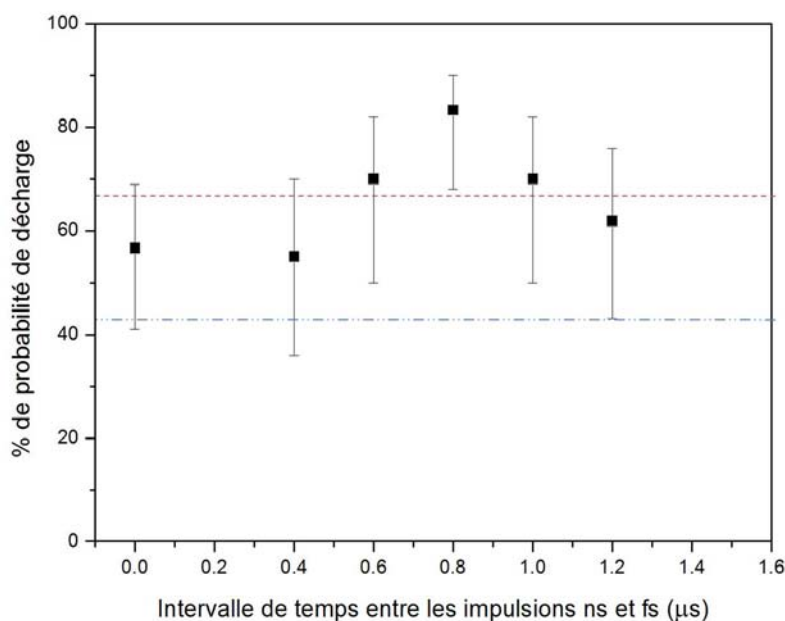


Fig. 4.15- Pourcentage de probabilité de décharges avec de différentes configurations. Les barres d'erreurs représentent l'intervalle de confiance à 90%.

Une probabilité de 83% est obtenue quand l'impulsion nanoseconde est émise $0,8 \mu s$ après l'impulsion femtoseconde, elle-même lancée après $2,5 \mu s$ après le début de la courbe haute tension. Le pourcentage s'abaisse à 67% en absence de l'impulsion nanoseconde et à 43% sans aucun laser.

Ce résultat préliminaire montre que la seconde impulsion nanoseconde améliore l'efficacité de déclenchement des décharges en augmentant la durée de vie du plasma. Il est alors nécessaire de poursuivre l'étude, pour confirmer cet effet et le quantifier, ainsi que varier le délai entre les deux impulsions.

4.2.5 Conclusion

Dans cette partie du chapitre nous avons étudié l'effet des impulsions laser femtosecondes sur le déclenchement et le guidage des décharges haute-tension ainsi que l'effet d'une seconde impulsion nanoseconde.

Nous avons confirmé l'efficacité des impulsions femtosecondes pour augmenter la probabilité des décharges haute-tension ainsi qu'un effet significatif de la seconde impulsion nanoseconde. De plus nous avons montré que le délai entre les deux impulsions, ainsi que le délai entre chaque impulsion et le début de la courbe de haute tension est un facteur de grande importance pour la réussite du déclenchement.

Des études complémentaires seront nécessaires pour mieux quantifier l'effet de la seconde impulsion et caractériser sa dépendance en fonction de la longueur d'onde, du délai avec la première impulsion, etc. En effet, le photodétachement serait plus efficace dans l'ultraviolet tandis que les processus de chauffage sont plus efficaces avec une énergie supérieure dans l'infrarouge. Il serait donc utile de caractériser l'efficacité des impulsions à plusieurs longueurs d'onde, par exemple sur les différentes harmoniques d'un laser Nd : YAG et en particulier la troisième harmonique à 355 *nm*.

Dans la suite de ce chapitre nous présenterons une autre application du même domaine atmosphérique du déclenchement de la foudre en présence des nuages d'orage : c'est la condensation assistée par laser.

4.3 Condensation assistée par laser

Grâce au développement technologique du 20^{ème} siècle, les chercheurs ont pu élaborer de nombreuses techniques de contrôle des phénomènes atmosphériques. Citons notamment le déclenchement et le guidage de foudre que nous venons de présenter et la condensation assistée ou l'ensemencement des nuages.

La première condensation chimiquement assistée fut réalisée par Vincent Schaefer et Irving Langmuir en 1947 [44] en utilisant de la neige carbonique (dioxyde de carbone solide) dont les molécules servirent de germes de nucléation autour desquels de la vapeur d'eau se condensait sous forme de glace. Bernard Vonnegut démontra ensuite la condensation assistée en utilisant de l'iodure d'argent qui est encore largement utilisé à travers le monde pour le même but [45].

Cependant, de telles méthodes sont toujours le sujet de controverses [46] quant à leur efficacité et leurs impacts sur l'environnement (toxicité des substances chimiques utilisées par exemple). C'est pour cette raison que nous nous sommes intéressés au développement d'une nouvelle technique de condensation assistée par laser que nous présenterons ci-dessous.

4.3.1 Expériences en laboratoire

L'idée de départ de nos expériences est basée sur l'utilisation des impulsions laser ultrabrèves et ultraintenses dans une atmosphère saturée en vapeur d'eau pour induire la condensation.

Avant de tester l'efficacité de notre méthode dans l'atmosphère réelle, nous avons tout d'abord réalisé des expériences de laboratoire à la pression atmosphérique dans deux différentes chambres à nuages où les conditions de température, de pression et d'humidité sont mieux contrôlées.

Nous commencerons donc par rappeler le principe de fonctionnement d'une chambre à nuage, puis nous décrirons les chambres à nuages que nous avons construites et le dispositif expérimental utilisé, et discuterons les résultats obtenus.

4.3.1.1 Principe d'une chambre à nuage

La première chambre à nuage (ou chambre de Wilson) fut inventée par Charles Wilson en 1911 [47, 48] pour détecter les rayonnements ionisants (rayons cosmiques, rayons X, particules α , particules β , rayons γ ...).

Son principe de base est simple (**Fig. 4.16**) : lors de son passage dans une atmosphère saturée en vapeur (vapeur d'eau ou vapeur d'alcool tel que l'isopropanol), un rayonnement ionisant crée le long de sa trajectoire des ions qui servent de germes de nucléation autour desquels de la vapeur se condense en gouttelettes, permettant ainsi de visualiser la trajectoire du rayonnement.

Pour obtenir de l'air saturé en vapeur, l'idée de Wilson consistait à évaporer de l'eau par échauffement. Ensuite, une détente adiabatique refroidit l'air saturé jusqu'au point de la condensation.

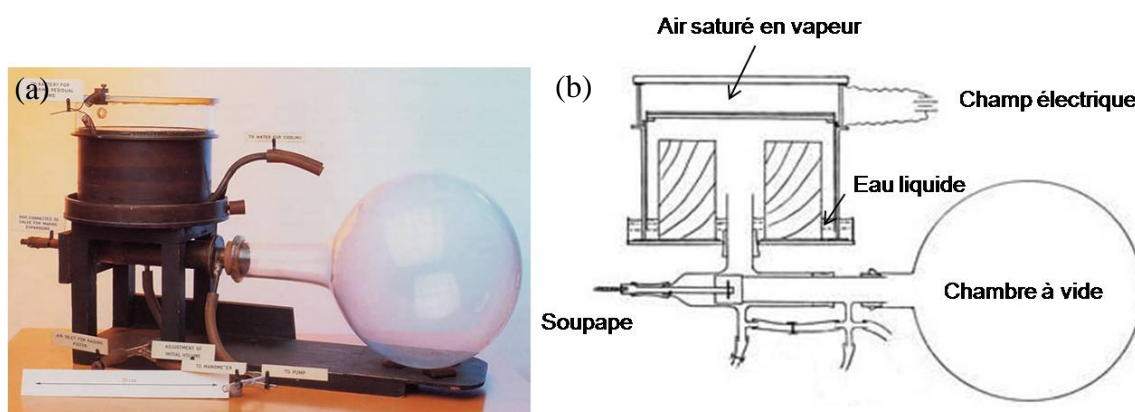


Fig. 4.16- (a) La chambre de Wilson originale (b) Schéma et principe de base : en évaporant de l'eau, l'air se sature en vapeur. Lorsqu'on ouvre la soupape, l'air subit une détente adiabatique dans la chambre à vide. Il se refroidit et la vapeur se condense. Avant chaque utilisation, un champ électrique est appliqué pour éliminer les ions résiduels.

4.3.1.2 Dispositif expérimental

Afin de créer une atmosphère saturée comme dans une chambre de Wilson, nous avons construit deux chambres à nuage qui seront décrites dans les paragraphes suivants.

Pour réaliser une condensation assistée par laser, nous avons utilisé le système Teramobile (§ 1.4.3) comme source d'impulsions laser femtosecondes. L'avantage que présentent de

telles impulsions est leurs hautes intensités et leurs énergies relativement faibles. Ces propriétés se traduisent par une grande efficacité d'ionisation [9, 11] et un apport énergétique minimal au milieu de propagation ce qui permet d'éviter, à priori, toute modification brutale des conditions expérimentales, notamment l'échauffement du milieu.

Les impulsions générées par le système Teramobile ont une longueur d'onde de 800 nm , une durée de 120 fs , une énergie de 220 mJ , une puissance de $1,83\text{ TW}$ et un taux de répétition de 10 Hz . A ce niveau de puissance un régime de multifilamentation se développe. En fait, nous avons estimé à 50 le nombre de filaments dans le faisceau d'un centimètre de diamètre (dans le plan focal). Après une propagation sur une distance de quelques mètres, ces filaments atteignent la chambre à nuage positionnée à 15 m de la source laser.

Chambre à diffusion

La première chambre réalisée est une chambre à diffusion [49] de volume de $0,6 \times 0,3 \times 0,2\text{ m}^3$, munie d'un réservoir d'eau positionné en haut et diffusant de la vapeur d'eau vers le bas. Un fort gradient vertical de température est induit grâce à la circulation d'eau à 10°C dans un radiateur en haut de la chambre, et un bain d'azote liquide qui maintient le bas à -60°C .

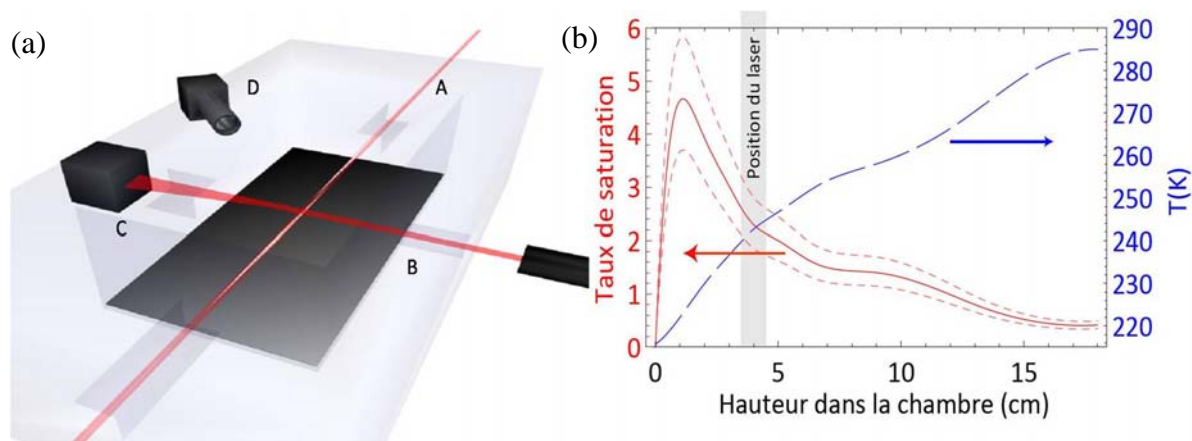


Fig. 4.17- Chambre à diffusion (a) Montage expérimental. A : Faisceau du Teramobile, B : faisceau laser du mesureur de taille, C : récepteur du mesureur de taille, D : appareil photo CCD. (b) Profil vertical de température (pointillés bleus) et de sursaturation (rouge) dans la chambre à diffusion. Les pointillés rouges représentent les lignes d'erreur maximale. Le rectangle gris correspond à la zone d'interaction avec le faisceau femtoseconde.

Nous avons utilisé un thermocouple de type K (-250 °C à 1372 °C) pour mesurer le profil vertical de température (**Fig. 4.17**). Ces mesures nous ont permis d'estimer le profil de sursaturation dans la chambre en considérant un état stationnaire [50], une concentration nulle de vapeur d'eau en bas de la chambre et une humidité relative de $42\% \pm 10\%$ en haut, évaluée en menant un temps d'évaporation de 51 ± 1 minutes d'un volume d'eau initial de $2 \mu\text{l}$ [51]. Comme le montre la figure **4.17**, la sursaturation (en rouge) est estimée à $S \approx 4$, à 2 cm environ du bas de la chambre et diminue à $S \approx 2.3 \pm 0.7$ dans la région d'interaction avec le faisceau laser à une température $T \sim -24$ °C.

Chambre chaude

La deuxième chambre dite « chambre chaude » est munie en haut d'un réservoir d'eau maintenu au dessus de 100 °C et d'une « circulation à refroidissement » qui maintient le bas au dessous de +10 °C. Avant chaque série de mesure, la chambre était rincée avec de l'eau distillée pulvérisée. L'humidité relative mesurée par un hygromètre décroissait lentement de 85% à 75% pendant les mesures à une température locale d'environ 60 °C.

Système de détection

Pour sonder la formation des gouttelettes sous l'effet du faisceau de pompe fourni par le Teramobile, nous avons utilisé un laser continu de faible puissance (He-Ne à 547 nm dans la chambre chaude et Nd:YAG de 10 mW à 532 nm dans la chambre à diffusion). La diffusion Rayleigh du faisceau de pompe étant négligeable à l'échelle typique des chambres ($\sim 1\text{m}$) et à la pression atmosphérique, une éventuelle diffusion détectée est donc une signature de la formation des gouttelettes.

Nous avons également mesuré la distribution de taille des gouttelettes dans la chambre grâce à un mesureur optique des particules de type « Malvern Spraytec », dans le but d'avoir une vision plus précise du processus de la condensation assistée par laser. Ce système mesure la distribution angulaire de la diffusion par les gouttelettes d'une sonde optique (laser He-Ne), et pour remonter à la distribution de taille, les mesures sont inversées en utilisant la théorie de Mie, très compatible avec la forme quasiment sphérique des gouttelettes.

4.3.1.3 Résultats et discussion

Lors de leur passage dans les chambres à nuages, les impulsions du laser de pompe résultent en une formation instantanée de gouttelettes, observées de manière spectaculaire à l'œil nu, et détectées par le système décrit ci-dessus. La figure 4.18 montre une condensation assistée par les impulsions laser femtosecondes dans la chambre chaude à une température de 60°C et une humidité relative de 75-85%. L'effet des impulsions est plus important quand elles interagissent avec des gouttelettes préexistantes dans la chambre, et il est cumulatif quand plusieurs impulsions se suivent.

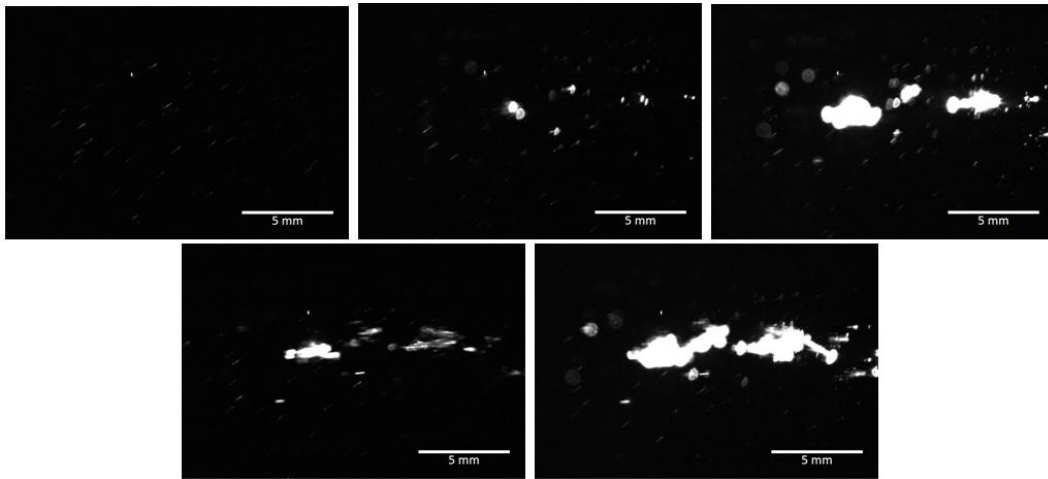


Fig. 4.18- Condensation assistée par laser dans l'air à une température de 60 °C et à une humidité relative de 75-85%. Chaque image correspond à un temps de pose de 66,5 ms avec un délai de 0,2 ms entre deux images consécutives. Le délai entre deux tirs laser est de 100 ms.

Dans le but de quantifier cet effet cumulatif dans la chambre chaude, nous avons effectué une séquence de 300 tirs laser, dont deux tirs consécutifs sont séparés de 100 ms, ce qui correspond en total à une durée de 30 s. Le résultat obtenu est présenté dans la figure 4.19 et montre l'évolution en fonction du temps de la valeur moyenne de la diffusion par les gouttelettes, détectée à 90° (**Fig. 4.17-a**). Le signal croît avec une constante temporelle $\tau \approx 4$ s, révélant l'effet cumulatif des impulsions femtosecondes tirées. Vers la fin de la séquence, le signal se sature autour d'une valeur de 0,5 u.a. Cette valeur est 25 fois plus grande que la valeur moyenne du signal de sonde (0,02 u.a) enregistré en l'absence des impulsions femtosecondes.

L'effet cumulatif suggère que les impulsions laser femtosecondes entraînent l'explosion de certaines gouttelettes préexistantes dans la chambre. Les fragments résultants s'accroissent en condensant de l'humidité de l'air autour d'elles plus efficacement que la gouttelette d'origine.

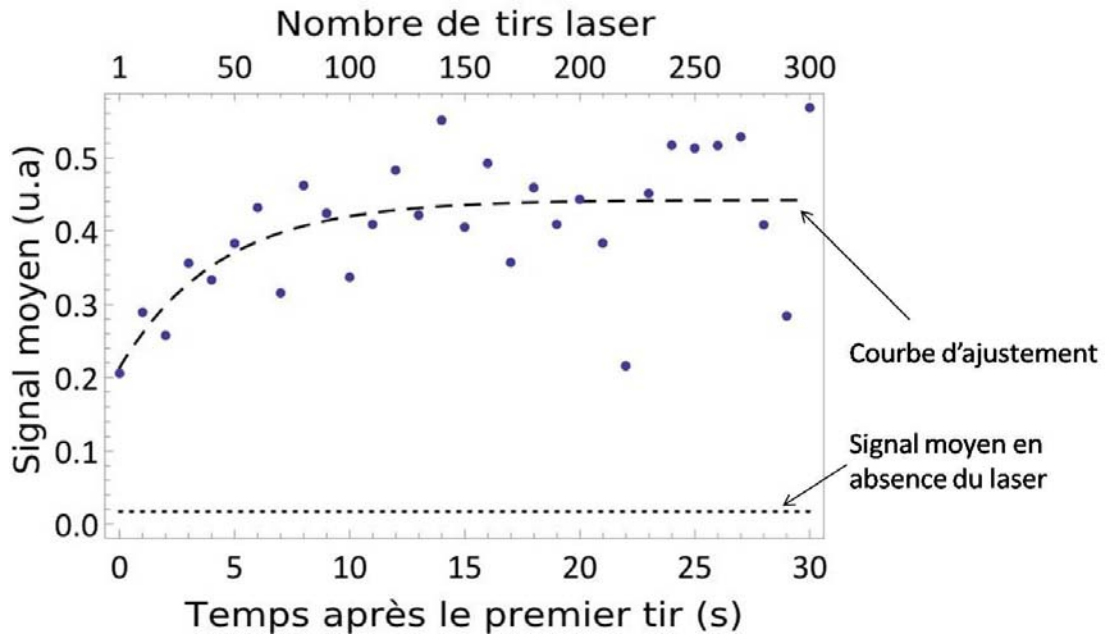


Fig. 4.19- Effet cumulatif d'une série de 300 tirs laser consécutifs sur la densité des gouttelettes dans la chambre chaude à une température de 60 °C, et une humidité relative de 75-85%.

Nous avons ensuite mesuré la distribution de taille des gouttelettes dans la chambre à diffusion dans le but de quantifier la contribution de ce processus de fragmentation à la condensation assistée par laser

Comme le montre la figure **4.20**, nous distinguons deux modes dans la distribution de taille des gouttelettes. En absence du laser, la distribution de diamètre présente un pic autour de $5\ \mu\text{m}$ et $0,5\ \text{s}$ après la première impulsion laser, la taille dominante est de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre. Elle croît jusqu'à $80\ \mu\text{m}$ après $4,5\ \text{s}$ et puis disparaît du champ de vue du système de détection. En effet, un flux d'air dû à une convection thermique induite par l'énergie apportée par les impulsions laser balaye alors hors de la zone d'analyse le volume d'air qui a interagi avec les filaments. Simultanément avec l'évolution de la distribution de taille, le nombre des petites gouttelettes (diamètre $<5\ \mu\text{m}$) diminue à la moitié de sa valeur initiale, alors que le nombre des grandes gouttelettes ($5\text{-}100\ \mu\text{m}$) devient trois fois plus grand. Ceci résulte en une augmentation d'environ 50% de la quantité d'eau condensée dans le volume du faisceau

($70 \mu\text{g}/\text{cm}^3$), c'est à dire d'un facteur de 100 en considérant le volume « efficace » des filaments (50 filaments de $100 \mu\text{m}$ de diamètre pour chacun, dans un faisceau de 1 cm de diamètre dans le plan focal). Ce résultat met en évidence l'occurrence d'une condensation assistée par laser.

La taille finale et la vitesse d'accroissement des gouttelettes sont respectivement deux fois et quatre fois plus grandes que les valeurs prédites par un modèle d'accroissement diffusif sous des conditions thermodynamiquement stables [52]. Ce taux d'accroissement rapide résulte probablement de l'ionisation des agrégats et des nanoparticules atmosphériques par les filaments. Une autre raison pourrait être la convection due à l'apport d'énergie du laser et de la chaleur latente qui résulte de la condensation de la vapeur d'eau.

La coalescence de plusieurs gouttelettes de petites tailles pour former de plus grandes gouttelettes est marginale dans l'accroissement observé, vu qu'il ne contribue que de 0,02% à la quantité d'eau nécessaire à l'accroissement des grandes gouttelettes.

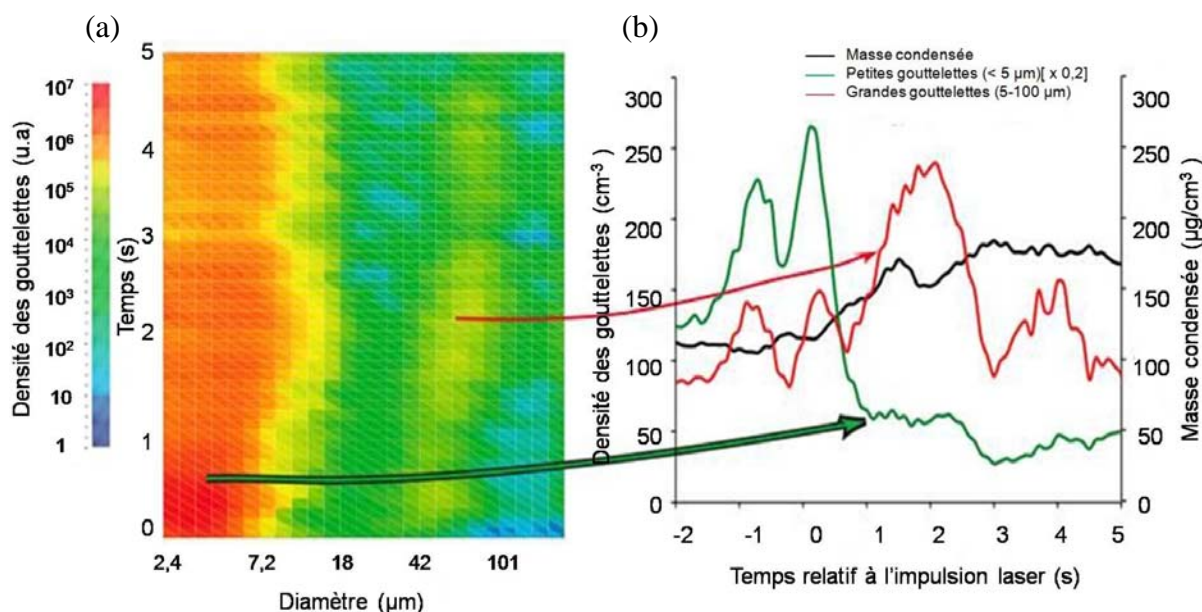


Fig. 4.20- Condensation induite par laser dans une chambre à diffusion à $T = -30 \text{ }^\circ\text{C}$ et $S = 2,3$. (a) Evolution de la taille des gouttelettes après deux tirs laser à $t = 0$ et $t = 0,1 \text{ s}$. (b) Densité des gouttelettes de petite et de grande taille (échelle à gauche) et la masse d'eau condensée (échelle à droite) par unité de volume.

4.3.2 Condensation assistée par laser dans les conditions atmosphériques réelles

Au vu des résultats encourageants des expériences présentés ci-dessus, nous avons voulu tester la capacité des impulsions laser femtosecondes à induire une condensation dans l'atmosphère réelle. Nous avons donc mené une expérience de terrain sur le campus de l'université libre de Berlin (Institut für Experimentalphysik der Frei Universität Berlin) en novembre 2008, que nous présenterons dans la suite.

Conditions atmosphériques de l'expérience

Pendant l'expérience, la vitesse du vent variait entre 2,5 et 5 *m/s*, et la pression autour de 995 *hPa* avec une humidité relative élevée (> 90%). La vitesse du vent et sa direction, la visibilité et l'irradiance étaient mesurées à 1140 *m* à l'est du site de l'expérience tandis que l'humidité relative et la température furent mesurées dans le vent à 620 *m* du site dans la direction Est-Sud-Est.

La visibilité à une hauteur de 33 *m* au dessus du sol était d'environ 70 *km* pendant les expériences, à cause d'une faible diffusion de la lumière par des aérosols atmosphériques. Au bout de trois heures de mesures, la visibilité diminuait à ~40 *km*.

Dispositif expérimental

Durant cette expérience (**Fig. 4.21**), nous avons utilisé le système Teramobile comme source laser de pompe. A la sortie du télescope d'émission, le faisceau de 10 *cm* de diamètre est émis faiblement convergent de façon à optimiser la multifilamentation à une distance de 60 *m*. Nous avons utilisé un laser Nd:YAG (532 *nm*, 5 *mJ*, 4 *cm* de diamètre) pour sonder la rétrodiffusion dans l'atmosphère par les aérosols formés par l'impulsion de pompe. Il est émis collimaté, et combiné au laser de pompe à l'aide d'un miroir dichroïque. Pour s'assurer qu'il est superposé spatialement avec le faisceau du Teramobile dans la région de forte multifilamentation (entre 40 et 120 *m*), nous avons aligné les deux faisceaux horizontalement sur une distance de 60 *m*, en vérifiant la superposition à des distances de 0 et de 60 *m*.

Pour effectuer les mesures, le faisceau de YAG sondait alternativement la rétrodiffusion 1 *ms* après un tir de la pompe, et une atmosphère normale après 100 *ms* (la vitesse du vent de 2-5 *m/s* fournissait une atmosphère nouvelle à chaque tir).

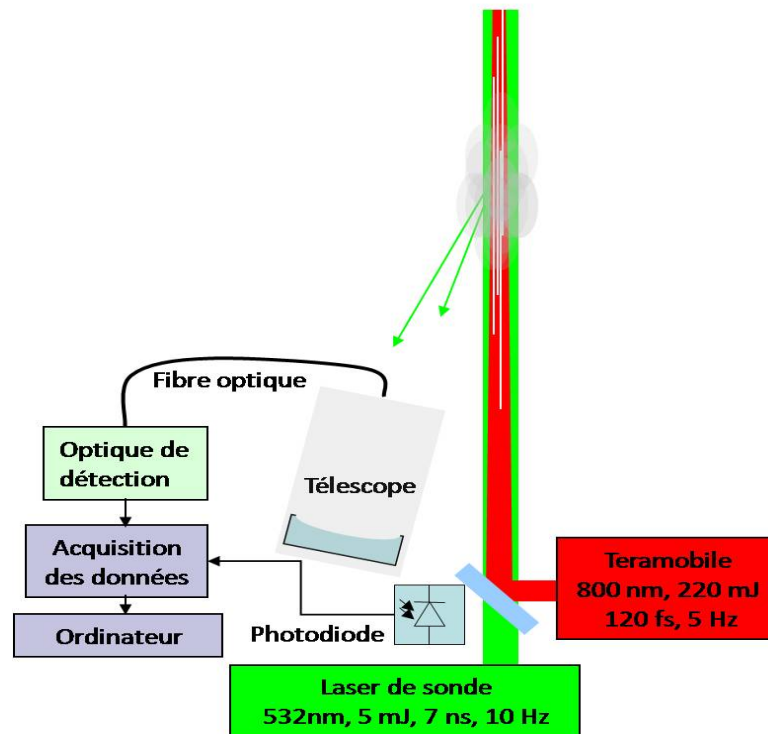


Fig. 4.21- Montage expérimental pour les mesures Lidar

Chaque signal lidar est collecté par un télescope à 20 cm hors l'axe du faisceau, avec un diamètre d'ouverture de 11.4 cm, une distance focale de 500 mm et un champ de vue de 4 mrad. Une fois collecté, le signal est détecté par un photomultiplicateur muni d'un filtre interférométrique de bande étroite (1 nm de largeur FWHM) et enregistré par un oscilloscope numérique (500 MHz).

Traitement statistique des signaux lidar

Chaque signal lidar est normalisé par l'énergie de la sonde, mesurée sur une fuite d'un miroir à l'aide d'une photodiode de haute sensibilité. L'incertitude sur cette normalisation, ainsi que les fluctuations tir à tir induites par les perturbations atmosphériques rendent indispensable le traitement statistique des signaux lidar pour affirmer un éventuel effet des impulsions de pompe sur la condensation assistée. Nous avons alors appliqué le test de Mann-Whitney sur les deux populations de signaux lidar considérées : la population des signaux de référence et celle des signaux sondés après l'envoi des impulsions de pompe. L'avantage de ce test réside dans le fait qu'il ne considère aucune loi de distribution statistique préalable. Une signification à $\alpha \leq 0,01$ est considérée dans notre analyse.

4.3.2.1 Résultats et discussion

A une température de $2,9^{\circ}\text{C}$ et une humidité relative de 90%, les filaments du laser de pompe induisent un accroissement du signal Lidar moyenné sur l'intervalle de temps 06h:00-06h:30, dans la zone de filamentation entre 45 et 75 m (**Fig. 4.22**). Cet accroissement met en évidence une condensation induite par les filaments.

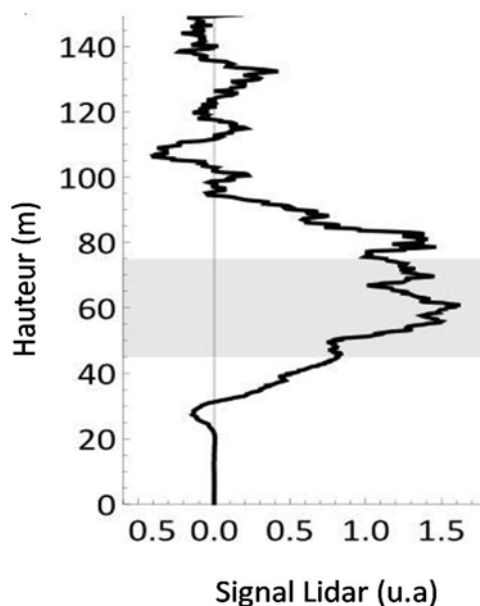


Fig. 4.22- Accroissement du signal Lidar différentiel dans la région de forte filamentation (45-75 m) à une température de $2,9^{\circ}\text{C}$ et une humidité relative de 90%

Dans la figure **4.23** nous montrons l'évolution temporelle entre 06h:00 à 06h:30 du signal Lidar différentiel ($S_{\text{avec pompe}} - S_{\text{sans pompe}}$) intégré entre 45 et 75 m (ligne pleine, échelle à gauche). Un accroissement du signal jusqu'à 0,2% est induit par les filaments du laser de pompe, ce qui correspond dans la condition de visibilité de 70 km à un accroissement du coefficient de rétrodiffusion Mie d'environ 0,5% (pointillés, échelle à droite). Sachant que cet effet est dû au volume actif des filaments et non pas au volume total du faisceau, l'accroissement local du signal est donc d'un facteur 20 en ne considérant que le « volume efficace » des 50 filaments de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre chacun. D'autre part, nous constatons que l'effet observé est fortement sensible aux changements des conditions atmosphériques telles que la visibilité, la température et l'humidité relative. En fait, au moment où la visibilité commence à décroître, c'est à dire lorsque la concentration des aérosols augmente, la

diffusion du signal lidar absolu s'accroît rapidement. Ainsi, le rapport du signal différentiel sur le signal absolu devient négligeable et perd toute signification statistique à partir de 06h:30.

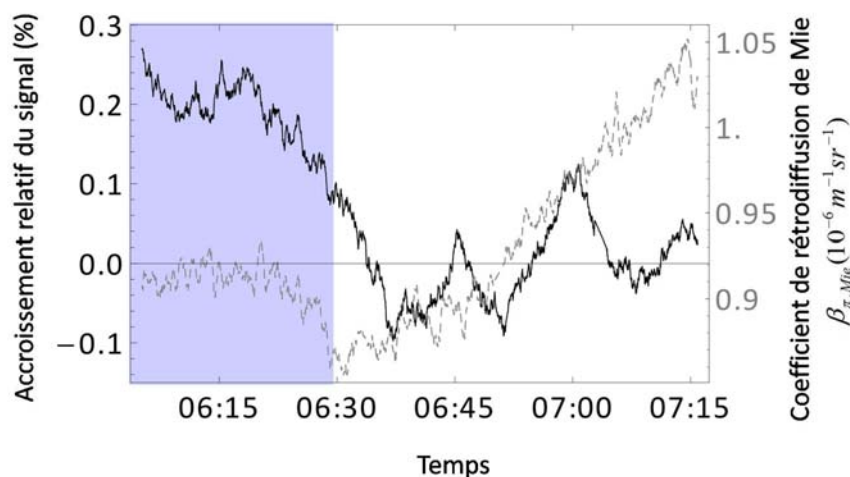


Fig. 4.23- Evolution temporelle du signal lidar différentiel intégré entre 45 et 75 m (ligne pleine, échelle à gauche) et changement relatif induit par laser du coefficient de rétrodiffusion de Mie en fonction du temps (pointillés, échelle à droite).

Contribution de la fragmentation à la condensation assistée

Nous avons voulu quantifier la contribution du processus de fragmentation à la condensation assistée en considérant que les fragments qui en résultent suivent une distribution Poissonienne et que l'énergie absorbée par chaque gouttelette d'origine est proportionnelle à sa section efficace [53, 54]. En se basant sur la grande visibilité durant la période de l'expérience et sur les conditions des masses d'air [55], nous avons considéré une distribution de taille d'une brume maritime avec une concentration de 1,7 gouttelette d'eau de taille supérieure à 100 nm par mm^3 . Ainsi, nous avons trouvé que la fragmentation induite par laser contribue de 0,1 à 0,2% à l'accroissement du signal différentiel, et donc n'est pas le processus dominant de la condensation assistée. Nous avons vérifié que ce résultat ne change pas d'une manière significative à la limite raisonnable du choix de la distribution de taille, du nombre de fragments qui résultent de la fragmentation (8 à 400), de la valeur de l'indice de réfraction dans la brume (normalement entre 1,3 et 1,5). La contribution de 0,1 à 0,2% de la

fragmentation est une limite supérieure du fait nous avons surestimé le nombre des filaments (100) et leur diamètre ($200 \mu\text{m}$).

Cette conclusion est cohérente avec le fait que le signal lidar différentiel devient de moins en moins significatif dès lors que la concentration des aérosols augmente. Une contribution dominante du processus de fragmentation à la condensation assistée par laser aurait résulté en une condensation plus efficace, et donc en un accroissement notable du signal lidar différentiel, ce qui n'est pas le cas.

4.3.3 Conclusion

Dans notre travail expérimental présenté ci-dessus, nous avons étudié l'efficacité des impulsions laser femtosecondes à assister la condensation dans des conditions contrôlées ainsi que dans l'atmosphère réelle. En plus, nous avons essayé de comprendre les différents processus mis en jeu et leur contribution à la condensation.

Les résultats trouvés sous des conditions contrôlées (chambres à nuages) montrent un effet significatif des impulsions femtosecondes sur l'assistance de la condensation en impliquant plusieurs processus différents. Le premier processus est similaire à l'effet des rayons ionisants dans une chambre de Wilson, déjà présentée, où les ions créés servent de germes de nucléation. La seule différence est que les ions (notamment les O_2^-) résultent de l'interaction des impulsions laser femtosecondes avec le milieu de propagation. Un second processus moins important est celui de la fragmentation où de nombreuses gouttelettes explosent et se fragmentent suite à leurs interactions avec un filament. Ensuite les fragments résultants s'accroissent en condensant de l'humidité au milieu plus efficacement que la gouttelette d'origine. Un troisième processus marginal est la coalescence de plusieurs petites gouttelettes en formant des gouttelettes plus grandes.

Dans une atmosphère réelle avec une humidité relative proche de la saturation, les résultats montrent un effet statistiquement significatif des impulsions laser sur la condensation. En se basant sur un modèle de brume maritime, nous avons trouvé que la contribution du processus de fragmentation n'est pas dominante, et donc l'effet trouvé est dû principalement au pouvoir ionisant des impulsions laser femtosecondes.

Des analyses plus profondes sont en cours de réalisation afin de quantifier la contribution de chacun des processus mis en jeu dans la condensation ainsi que l'efficacité de l'utilisation des impulsions laser femtosecondes.

Références :

- [1] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon, J. P. Wolf, L. Bergé, and S. Skupin, "UV-Supercontinuum generated by long-range filamentation in air," *Applied Physics B*, vol. 82, pp. 341-345, 2006.
- [2] G. Méjean, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, R. Bourayou, R. Sauerbrey, M. Rodriguez, L. Wöste, H. Lehmann, B. Stecklum, U. Laux, J. Eislöffel, A. Scholz, and A. P. Hatzes, "Towards a supercontinuum-based infrared Lidar," *Applied Physics B*, vol. 77, pp. 357-359, 2003.
- [3] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon, and J.-P. Wolf, "Remote Detection and Identification of Biological Aerosols using a Femtosecond Terawatt Lidar System," *Applied Physics B*, vol. 78, pp. 535-537, 2004.
- [4] J. Kasparian, S. Frey, G. Méjean, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, R. Bourayou, J.-C. Luderer, M. Rodriguez, H. Wille, and L. Wöste, "Femtosecond white-light Lidar," in *Laser remote sensing*, T. Fujii and T. Fukuchi, Eds. New York: Marcel Dekker, Inc., 2005.
- [5] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Wöste, T. Fujii, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, and J.-P. Wolf, "Megavolt discharges triggered and guided with laser filaments," *Optics Letters*, vol. 27, pp. 772-774, 2002.
- [6] G. Méjean, R. Ackermann, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, K. Rethmeier, W. Kalkner, P. Rohwetter, K. Stelmaszczyk, and L. Wöste, "Improved laser triggering and guiding of megavolt discharges with dual fs-ns pulses," *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 021101-021101, 2006.
- [7] J. Kasparian, R. Ackermann, Y.-B. André, G. Méchain, G. Méjean, B. Prade, P. Rohwetter, E. Salmon, K. Stelmaszczyk, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste, and J.-P. Wolf, "Electric Events Synchronized with Laser Filaments in Thunderclouds," *Optics Express*, vol. 16, pp. 5757-5763, 2008.
- [8] P. Béjot, L. Bonacina, J. Extermann, M. Moret, J. P. Wolf, R. Ackermann, N. Lascoux, R. Salamé, E. Salmon, J. Kasparian, L. Bergé, S. Champeaux, C. Guet, N. Blanchot, O. Bonville, A. Boscheron, P. Canal, M. Castaldi, O. Hartmann, C. Lepage, L. Marmande, E. Mazataud, G. Mennerat, L. Patissou, V. Prevot, D. Raffestin, and J. Ribolzi, "32 Terawatt Atmospheric White-Light Laser," *Applied Physics Letters*, vol. 90, pp. 151106-151106, 2007.
- [9] J. Kasparian and J.-P. Wolf, "Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation," *Optics Express*, vol. 16, pp. 466-493, 2008.
- [10] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Wöste, "White-Light Filaments for Atmospheric Analysis," *Science*, vol. 301, pp. 61-64, 2003.
- [11] A. Couaïron and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Physics Reports*, vol. 441, pp. 47-189, 2007.

- [12] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, "Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media," *Reports on progress in physics*, vol. 70, pp. 1633-1713, 2007.
- [13] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Wöste, "Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system," *European Physical Journal - Applied Physics*, vol. 20, pp. 183-190, 2002.
- [14] J. Kasparian, "Le projet Téramobile et ses applications," *Photoniques*, vol. 21, pp. 28-33, 2006.
- [15] G. Mechain, T. Olivier, M. Franco, A. Couairon, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in air at low pressures. Part II: Laboratory experiments," *Optics Communications*, vol. 261, pp. 322-326, 2006.
- [16] F. Courvoisier, V. Boutou, J. Kasparian, E. Salmon, G. Méjean, J. Yu, and J.-P. Wolf, "Light filaments transmitted through clouds," *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 213-215, 2003.
- [17] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, S. Frey, J.-P. Wolf, S. Skupin, A. Vinçotte, R. Nuter, S. Champeaux, and L. Bergé, "Multifilamentation transmission through fog," *Physical Review E*, vol. 72, pp. 026611-026611, 2005.
- [18] R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, J. Kasparian, and J. P. Wolf, "Propagation of laser filaments through an extended turbulent region," *Applied Physics Letters*, vol. 91, pp. 171106-171106, 2007.
- [19] R. Ackermann, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, and J.-P. Wolf, "Laser filaments generated and transmitted in highly turbulent air," *Optics Letters*, vol. 31, pp. 86-88, 2006.
- [20] M. Rodriguez, R. Bourayou, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, A. Scholz, B. Stecklum, J. Eislöffel, U. Laux, A. P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Wöste, and J.-P. Wolf, "Kilometer-range non-linear propagation of femtosecond laser pulses," *Physical Review E*, vol. 69, pp. 036607-036607, 2004.
- [21] L. Bergé, "Wave collapse in physics: principes and applications to light and plasma waves," *Physics reports*, vol. 303, pp. 259-370, 1998.
- [22] S. Skupin, L. Bergé, U. Peschel, F. Lederer, G. Méjean, J. Yu, J. Kasparian, E. Salmon, J. P. Wolf, M. Rodriguez, L. Wöste, R. Bourayou, and R. Sauerbrey, "Filamentation of femtosecond light pulses in the air: Turbulent cells versus long-range clusters," *Physical Review E*, vol. 70, pp. 046602-046602, 2004.
- [23] R. M. Measures, *Laser remote sensing - Fundamentals and applications*: Wiley Interscience, 1984.
- [24] G. Méjean, "Propagation d'impulsions Téravatts femtosecondes dans l'atmosphère et applications," Université Claude Bernard- Lyon1, 2005.
- [25] P. Béjot, "Theoretical and experimental investigations of ultrashort laser filamentation in gases," Université de Genève, 2008.

- [26] J. Kasparian, R. Sauerbrey, D. Mondelain, S. Niedermeier, J. Yu, J.-P. Wolf, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, S. Tzortzakis, M. Rodriguez, H. Wille, and L. Wöste, "Infrared extension of the supercontinuum generated by fs-TW-laser pulses propagating in the atmosphere," *Optics Letters*, vol. 25, pp. 1397-1399, 2000.
- [27] Z. Q. Hao, R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, P. Maioli, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, "Multiple filamentation of non-uniformly focused ultrashort laser pulses," *Applied Physics B*, vol. 94, p. 243, 2009.
- [28] P. Maioli, R. Salamé, N. Lascoux, E. Salmon, P. Béjot, J. Kasparian, and J. P. Wolf, "Ultraviolet-visible conical emission by multiple laser filaments," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 4726-4731, 2009.
- [29] R. Fieux, C. Gary, and P. Hubert, "Artificially triggered lightning above land," *Nature*, vol. 257, pp. 212-214, 1975.
- [30] P. Hubert, "Triggered Lightning in France and New-Mexico," *Endeavour*, vol. 8, pp. 85-89, 1984.
- [31] J. R. Greig, D. W. Koopman, R. F. Fernsler, R. E. Pechacek, I. M. Vitkovitsky, and A. W. Ali, "Electrical Discharges Guided by Pulsed Co₂-Laser Radiation," *Physical Review Letters*, vol. 41, p. 174, 1978.
- [32] D. W. Koopman and T. D. Wilkerson, "Channeling of an Ionizing Electrical Streamer by a Laser Beam," *Journal of Applied Physics*, vol. 42, pp. 1883-1886, 1971.
- [33] L. M. Ball, "The Laser Lightning Rod System: Thunderstorm Domestication," *Appl. Opt.*, vol. 13, pp. 2292-2295, 1974.
- [34] M. Miki, Y. Aihara, and T. Shindo, "Development of long gap discharges guided by a pulsed CO₂ laser," *Journal of Physics D: Applied Physics*, p. 1244, 1993.
- [35] X. M. Zhao, C. Y. Yeh, J. C. Diels, and Y. CaiWang., "Ultrashort pulse propagation for triggering of lightning," *Proceeding International conference Laser's 91*, 1991.
- [36] P. R. Krehbiel, *The electrical structure of thunderstorms in the Earth's electrical environment*: Washington DC : National Academy Press, 1986.
- [37] X. M. Zhao, J.-C. Diels, C. Y. Wang, and J. M. Elizondo, "Femtosecond ultraviolet laser pulse induced lightning discharges in gases," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, pp. 599-612, 1995.
- [38] P. Rambo, J. Schwarz, and J.-C. Diels, "High-voltage electrical discharges induced by an ultrashort-pulse UV laser system," *Journal of Optics A: Pure and applied optics*, vol. 3, pp. 146-158, 2001.
- [39] H. Pépin, D. Comtois, F. Vidal, C. Y. Chien, A. Desparois, T. W. Johnston, J. C. Kieffer, B. L. Fontaine, F. Martin, F. A. M. Rizk, C. Potvin, P. Couture, H. P. Mercure, A. Bondiou-Clergerie, P. Lalande, and I. Gallimberti, "Triggering and guiding high-voltage large-scale leader discharges with sub-joule ultrashort laser pulses," *Physics of plasmas*, vol. 8, pp. 2532-2539, 2001.

- [40] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, and R. Sauerbrey, "Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization," *Applied Physics B*, vol. 79, p. 379, 2004.
- [41] R. Ackermann, K. Stelmaszczyk, P. Rohwetter, G. Méjean, E. Salmon, J. Yu, J. Kasparian, G. Méchain, V. Bergmann, S. Schaper, B. Weise, T. Kumm, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. P. Wolf, and L. Wöste, "Triggering and guiding of megavolt discharges by laser-induced filaments under rain conditions," *Applied Physics Letters*, vol. 85, pp. 5781-5783, 2004.
- [42] J. Kasparian, R. Ackermann, Y.-B. André, G. Méchain, G. Méjean, B. Prade, P. Rohwetter, E. Salmon, K. Stelmaszczyk, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste, and J.-P. Wolf, "Progress towards lightning control using lasers," *Journal of the European Optical Society: Rapid Publications*, vol. 3, p. 08035, 2008.
- [43] B. La Fontaine, F. Vidal, D. Comtois, C.-Y. Chien, A. Deparois, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, H. P. Mercure, H. Pépin, and F. A. M. Rizk, "The influence of electron density on the formation of streamers in electrical discharges triggered with ultrashort laser pulses," *IEEE transactions on plasma science*, vol. 27, pp. 688-700, 1999.
- [44] I. Langmuir, "Growth of particles in smokes and clouds and the production of snow from supercooled clouds," *Science*, vol. 106, p. 505, 1947.
- [45] J. Qiu and D. Cressy, "Taming the Sky," *Nature*, vol. 453, p. 970, 2008.
- [46] "Critical Issues in Weather Modification Research," *US National Research Council*, National Academies, 2003.
- [47] C. T. R. Wilson, "Cloud-chamber technique," *Proc. Roy Soc.*, vol. 85, p. 285, 1911.
- [48] C. T. R. Wilson, "Cloud-chamber technique," *Proc. Roy. Soc.*, vol. 87, p. 277, 1912.
- [49] A. Langsdorf, "A continuously Sensitive Diffusion Cloud Chamber," *Review of Scientific Instruments*, vol. 10, p. 91, 1939.
- [50] I. Saavedra, "On the Theory of the Diffusion Cloud Chamber," *Nuclear Instruments*, vol. 3, pp. 85-89, 1958.
- [51] F. Schönfeld, K.-H. Graf, S. Hardt, and H.-J. Butt, "Evaporation dynamics of sessile liquid drops in still air with constant contact radius," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, pp. 3696-3699 2008.
- [52] Pruppacher and Klett, *Microphysics of clouds and precipitation* Kluwer Academic Publishing, 1997.
- [53] R. D. Cohen, "Shattening of a liquid Drop due to Impact," *Proceeding of the Royal Society of London A*, vol. 435, p. 485, 1991.
- [54] E. Villermaux, "Fragmentation," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 39, p. 419, 2007.
- [55] "Trajectory data of station IFT-Lieipzig," Aeronet project, NASA.

Conclusion et perspectives

Pendant mon travail de thèse nous avons obtenu de nombreux résultats dans le domaine de la filamentation, notamment en ce qui concerne les propriétés géométriques des filaments, leur propagation atmosphérique, ainsi que leurs applications potentielles.

Nous avons par exemple utilisé une technique de focalisation géométrique non-uniforme du faisceau pour améliorer l'homogénéité du plasma généré par des impulsions ultrabrèves et ultraintenses. Le résultat obtenu pourrait contribuer à l'optimisation des configurations d'émission notamment pour le déclenchement et le guidage de la foudre par laser. De plus, nous avons caractérisé la distribution angulaire de l'émission conique émise par la multifilamentation d'un faisceau laser femtoseconde et térawatt dans le visible et dans l'ultraviolet. Cette caractérisation nous a permis de vérifier la validité des modèles proposés pour interpréter l'émission conique. En particulier, nos mesures sont compatibles avec les modèles d'émission conique basés sur les X-Waves ou sur l'émission Čerenkov, mais démontrent que l'accord de phase du mélange à quatre ondes n'est pas suffisant pour expliquer nos observations dans l'ultraviolet. Nous avons également démontré que l'effet de la turbulence sur la naissance et la propagation des filaments dépend de son intensité, de la longueur de la zone turbulente et de sa position par rapport au foyer non-linéaire. Dans tous les cas étudiés, les filaments montrent une grande robustesse face à la turbulence et, une fois transmis, gardent leurs propriétés spectrales telles que les corrélations entre les longueurs d'onde du spectre élargi et la génération de la troisième harmonique. La turbulence de l'air n'est donc pas un facteur limitant des applications atmosphériques de la filamentation, notamment le déclenchement et le guidage de la foudre par laser. Enfin nous avons montré que la physique de propagation des impulsions laser ultrabrèves dans un régime multijoules est similaire à celle précédemment connue à plus faibles énergies et puissances crêtes. En effet, des filaments très nombreux sont générés durant la propagation de ces impulsions multijoules et peuvent être contrôlés d'une manière similaire au cas d'un régime d'énergie plus modérée via la focalisation et le *chirp*.

Quant aux applications atmosphériques de la filamentation, nous avons confirmé l'efficacité des impulsions femtosecondes à augmenter la probabilité des décharges haute-tension ainsi qu'un effet significatif d'une seconde impulsion nanoseconde. Des études complémentaires seront nécessaires pour mieux quantifier l'effet de la seconde impulsion, et ensuite tester la

capacité de cette configuration à double impulsion à déclencher et guider la foudre naturelle. De plus, nous avons récemment démontré l'efficacité des impulsions laser femtosecondes à assister la condensation dans des conditions contrôlées ainsi que dans l'atmosphère réelle. Les mesures montrent que le mécanisme dominant de la condensation est l'ionisation des molécules de l'air par les impulsions femtosecondes. Les ions créés servent de germes de nucléation et condensent de l'humidité par stabilisation de charge. Ces résultats constituent un outil précieux pour des applications telles que le diagnostic à distance de l'humidité, voire, en parallèle au déclenchement de la foudre, le déclenchement de la pluie par laser...

Résumé

La propagation des impulsions laser ultrabrèves dans l'air se fait sous la forme de structures d'une centaine de micromètres de diamètre appelées filaments, qui ont entre autres les propriétés d'être autoguidées, de se propager sur plusieurs centaines de mètres, de générer un continuum de lumière blanche, etc. Ces propriétés originales trouvent de nombreuses applications dans le domaine de la télédétection des polluants par mesures lidar, le déclenchement et le guidage de la foudre par laser, le LIBS à distance, etc.

Au cours de mon travail de thèse, nous avons mené de nombreuses expériences de laboratoire et sur terrain dans le cadre du projet Teramobile. Nous avons en particulier étudié la géométrie de la filamentation, sa robustesse dans une région de turbulence étendue, la propagation verticale d'un faisceau d'impulsions ultrabrèves dans un régime multijoules, et des applications atmosphériques de la filamentation. Nous avons par exemple caractérisé la distribution angulaire de l'émission conique dans le visible et dans l'ultraviolet. Nous avons également prouvé que la turbulence atmosphérique n'est pas un facteur limitant de la propagation des filaments qui arrivent même à garder leurs propriétés spectrales nécessaires aux applications atmosphériques. Enfin nous avons illustré une méthode de déclenchement et de guidage de foudre par laser et réalisé une expérience de condensation de gouttelettes d'eau assistée par laser en laboratoire ainsi que dans une atmosphère réelle.

Abstract

Ultrashort laser pulses propagate in the air in the form of structures of one hundred microns of diameter called "filaments", which have the properties of self-guiding, propagating for hundreds of meters, white light generation, etc. These original properties find several applications in the domain of remote sensing of pollutants by non-linear Lidar measurements, lightning control, remote LIBS, etc.

During my PhD work we have performed several laboratory experiments and field campaign within the context of Teramobile project. In particular we have studied the geometry of filamentation, its robustness in an extended region of turbulent air, the propagation of ultrashort pulses beam in multijoules regime, and atmospheric applications of filamentation. For example, we have characterized the angular distribution of the conical emission in the visible and ultraviolet spectral bands. In another series of experiments, we have proved that atmospheric turbulence is not a limiting factor of filaments propagation, which also keep their spectral properties useful for atmospheric applications. Finally, we have illustrated a method of laser triggering and guiding of lightning and realized laser induced condensation of water droplets in laboratory as well as in a real atmosphere.