Table des matières

| | Remerciements | ii | | | |
|----|---|---|--|--|--|
| | Introduction | 1 | | | |
| 1 | Théorie de la propagation d'impulsions Térawatts dans l'atmosphère1.11.2L'effet Kerr1.3L'ionisation multiphotonique1.4le processus de filamentation et les principales caractéristiques des filaments1.5Simulation numérique de la propagation | | | | |
| 2 | Campagne d'étude de propagation non linéaire verticale à longue distance dans l'air 2.1 Objectifs de la campagne | e 11 13 13 14 15 15 15 17 | | | |
| 3 | Résultats et discussion des mesures de Tautenburg 3.1 Imagerie du faisceau laser 3.2 Résultats des signaux "Lidar" 3.2.1 Précisions sur le dispositif expérimental de ces mesures 3.2.2 Importance et première analyse des résultats 3.2.3 Analyse spectrale du continuum 3.3 Spectre de l'atmosphère | 20 20 22 22 22 22 23 23 27 | | | |
| | Conclusion | 30 | | | |
| Bi | Bibliographie 3 | | | | |

Remerciements

Je tiens à remercier le directeur du LAboratoire de Spectroscopie Ionique et Moléculaire de l'Université Claude Bernard de Lyon, Michel Broyer pour m'avoir accueilli dans son enceinte.

Je remercie aussi tout particulièrement mes responsables de stage Jean-Pierre Jérome et Jin pour leur disponibilité , leur enthousiasme impressionant leur gentillesse et toute l'aide qu'ils m'ont apporté au cours de ce stage.

J'adresse aussi mes remerciements à Estelle et à tous les autres membres du groupe qui ont rendu par leur bonne humeur et leur entrain ce stage particulièrement plaisant.

De Grands Merci à Riad et Miguel que j'ai appris à connaître en Allemagne.

Introduction

L'étude de la non linéarité de la propagation des faisceaux laser dans l'air est devenu d'actualité avec l'avénement des laser intenses. Ces laser sont capables de fournir des impulsions ultra-intenses de quelques térawatts dans une durée d'une centaine de femto-secondes. Les effets non linéaires introduits sont variés et ne sont pas encore tous bien compris. La compréhension de leurs interactions est un problème complexe. L'un des objectifs du projet "Téramobile"qui dispose du premier laser Térawatt mobile du monde, est de pouvoir répondre à ces questions. Ce projet regroupe quatre laboratoires :

- le Laboratoire d'Optique Appliquée de l'Ecole Nationale Supérieure des Techniques Avancées de Palaiseau

- l'Institut fur Quantenelektronik de l'Université de Jena

- l'Institut fur Experimentalphysik de l'Université libre de Berlin

- le groupe laser et environnement du L'Aboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire de l'Université Lyon1.

Le projet comporte trois volets.

Le premier est d'étudier la propagation d'impulsions laser intenses par des expériences impossibles à réaliser en laboratoire. On peut ainsi caractériser expérimentalement la propagation de faisceaux laser intenses ultra-brefs dans l'atmosphère. La mobilité du système s'avère être un très grand atout. Par exemple, on peut ainsi placer le "Téramobile" à côté d'un grand observatoire de manière à imager le faisceau à grande distance. C'est ce que nous avons réalisé, de novembre 2001 à Avril 2002 pendant mon stage au LASIM, à l'observatoire de Jena en Allemagne. On reviendra en détail sur les expériences réalisées à cette occasion. Cette compréhension de la propagation est nécessaire en vue de ses différentes applications.

Les effets hautement non linéaires liés à la propagation de ces faisceaux ultra-intenses ouvrent de nouvelles perspectives pour caractériser l'atmosphère et en particulier mesurer la pollution. En effet, un des objectifs du "Téramobile" est la réalisation d'un "LIDAR" (LIght Detection And Ranging) multispectral. Classiquement la technique LIDAR consiste à illuminer l'atmosphère à l'aide d'un laser pulsé puissant et à étudier le signal rétrodiffusé en fonction du temps ce qui nous donne une résolution spatiale.

L'intérêt du Téramobile pour ces expériences LIDAR est qu'il possède une très grande largeur spectrale. En effet, le faisceau laser du Téramobile permet de créer des filaments de lumière blanche. On parle de "laser blanc". Le système "Téramobile" nous permet donc d'explorer en même temps toute une gamme de longueur d'onde (de 400 nm à $4,5 \mu$ m). Le proche et moyen infrarouge sont extrêment intéressants car les bandes d'absorption de nombreux polluants comme l'ozone, le méthane ou les COV (Composés Organiques Volatiles) se trouvent dans cette zone.

Un autre volet d'applications de recherche est le contrôle de foudre. Des expériences menées



FIG. 1 – Schéma de principe du LIDAR

à l'université technique de Berlin ont donné des résultats très prometteurs. Pour la première fois, il a été possible de déclencher une décharge électrique entre deux électrodes éloignées de quelques mètres et de guider la décharge le long du filament de plasma créé par le laser (cf. figure 2 et figure 3).







FIG. 3 – décharge guidée (avec laser)

L'équipe du Téramobile a pu ainsi abaisser la tension de claquage entre les deux électrodes d'environ 30% et on peut voir sur les photos la manière spectaculaire dont est guidée la décharge par le faisceau laser sur quelques mètres. N'ayant pas participé à ces expériences, je ne développerai pas ce point par la suite.

Dans une première partie de ce rapport, nous allons exposer la manière dont s'effectue l'auto-guidage d'un faisceau laser térawatt femtoseconde [8] dans l'atmosphère et nous expliquerons alors ce que nous appelons "filament". Nous décrirons ensuite la campagne de mesures que nous avons réalisée avec le système "Téramobile" en collaboration avec l'observatoire de Tauntenbourg. Enfin, la dernière partie sera consacrée aux résultats obtenus lors de cette campagne à laquelle j'ai participé sur le terrain ainsi qu'au dépouillement et à l'interprétation. Les résultats les plus significatifs et les plus originaux obtenus lors de cette campagne d'expérience consistent d'abord en l'imagerie du faisceau à de très hautes altitudes. Ces images nous apportent des informations sur les mécanismes linéaires et non linéaires de propagation et de diffusion d'un faisceau constitué d'impulsions térawatts femto-secondes. En effet, c'est la combinaison exceptionelle d'un laser térawatt et d'un télescope astronomique à miroir primaire de 2 m de diamètre qui nous a permis pour la première fois de réaliser cette observation. Les images obtenues sont encore en cours d'analyse par l'équipe du Téramobile. Mais nous pouvons d'ores et déjà espérer tirer des informations sur la propagation et la diffusion des impulsions dans la troposphère ainsi que dans la stratosphère.

La deuxième catégorie des résultats obtenus concerne davantage l'aspect spectral. Il s'agit alors de comprendre la génération du continuum dans l'atmosphère, la diffusion de celui-ci dans différentes conditions atmosphériques, l'absorption du continuum par des molécules et des particules atmosphériques présentes entre l'altitude d'observation et le télescope de détection. Les spectres de transmission de l'atmosphère obtenus nous permettent d'évaluer le potentiel du LIDAR non linéaire à lumière blanche. Sur le plan de l'interprétation, je me suis plus particulièrement investi dans l'inversion de signaux LIDAR en considérant la multi-diffusion Mie lorsque les impulsions rencontrent une couche nuageuse. Les résultats de ce travail permetteraient de confirmer une augmentation de la génération du spectre dans l'infra-rouge, ce qui est favorable à une application lidar non linéaire à lumière blanche.

Chapitre 1

Théorie de la propagation d'impulsions Térawatts dans l'atmosphère

La propagation d'impulsions laser de grande puissance crête, dans des milieux transparents donne lieu à des effets fortement non linéaires qui conduisent à d'importantes modifications des caractéristiques de l'impulsion.

Nous allons passer en revue les différents processus impliqués dans la propagation de tels faisceaux.

1.1 Les processus linéaires de la propagation

Les deux processus linéaires importants sont la diffraction et la dispersion de la vitesse de groupe. La diffraction naturelle tend à défocaliser le faisceau, c'est à dire à élargir le faisceau.

La dispersion de la vitesse de groupe provient de la dépendance de l'indice du milieu avec la longueur d'onde. Dans l'air, cette dépendance est bien décrite par la formule empirique de Rank [1] :

$$(n_0 - 1) \times 10^8 = 6432.8 + \frac{294810}{146 - k^2} + \frac{25540}{41 - k^2}$$
(1.1)

Ici k représente le nombre d'onde et s'exprime en μm^{-1} Une impulsion laser femtoseconde ayant une grande largeur spectrale ($\Delta \lambda = 10$ nm pour une impulsion de 80 fs à 800 nm), s'élargit ainsi de plus de 1 ps par kilomètre de propagation dans l'air.

1.2 L'effet Kerr

Les hautes intensités conduisent à une modification de l'indice de réfraction du milieu, qui peut s'exprimer comme une série de Taylor. On va se limiter ici à l'ordre 2. On a alors :

$$n = n_0 + n_2 I \tag{1.2}$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire et n_2 l'indice non linéaire du deuxième ordre et I l'intensité de l'impulsion.

Si l'impulsion incidente présente un profil spatial non uniforme (par exemple une gaussienne), il s'en suivra un gradient d'indice dans le milieu qui permet d'assimiler celui-ci à une lentille convergente. L'impulsion va alors se focaliser.



FIG. 1.1 – Principe de la lentille à effet Kerr

L'autofocalisation due à l'effet Kerr est d'autant plus importante que l'intensité est plus grande. Cependant la lentille Kerr ne se comporte pas comme une lentille mince en raison de l'effet cumulatif. Comme le faisceau se focalise, l'intensité augmente et la lentille Kerr devient plus forte. Ceci conduit à un "effondrement catastrophique", où toute l'énergie du faisceau est focalisée en un point.

L'effet Kerr se manifeste aussi dans l'espace temporel. En effet, l'indice, dans les zones de faible éclairement (au début ou à la fin de l'impulsion) n'est pas le même que dans les zones de fort éclairement (au sommet de l'impulsion). On a alors le phénomène d'automodulation de phase. La fréquence instantannée étant reliée à la phase, cela se traduit par la génération de fréquences sur le front montant et descendant de l'impulsion comme le traduisent les équations ci-dessous et la figure 1.2.

$$\Phi = \omega_0 t - \frac{\omega_0 z}{c} (n_0 - n_2 I)$$
(1.3)

$$\omega(t) = \frac{d\Phi}{dt} = \omega_0 \frac{\omega_0 n_2 z}{c} \frac{dI}{dt}$$
(1.4)

Ce phénomène élargit spectralement l'impulsion laser, ce qui se traduit aussi dans le domaine temporel par une modulation du profil temporel de l'impulsion.

Pour la propagation du faisceau de notre laser, l'équipe Téramobile a pu mesurer dans des expériences antérieures à mon arrivée, un élargissement spectral entre 400 nm et 4,5 μm (cf. fig 1.3).

On doit cependant remarquer que la décroissance est très rapide et sera donc difficile à exploiter pour des mesures par spectroscopie d'absorption, notamment des mesures "Lidar".

1.3 L'ionisation multiphotonique

Les hautes intensités laser peuvent aussi donner naissance à des phénomènes qui défocalisent l'impulsion laser. C'est le cas de l'ionisation multiphotonique. A 800 nm, 6 et 8 photons sont



FIG. 1.2 – Impulsion élargie spectralement par automodulation de phase

respectivement nécessaires pour une ionisation élémentaire de O_2 et de N_2 , ce qui requiert des intensités de $10^{13} - 10^{14} W/cm^2$. L'ionisation rapide du milieu conduit à la formation de plasma le long du faisceau laser. A l'aide du modèle de Drude [2], on peut alors exprimer la modification de l'indice de réfraction due au plasma :

$$\Delta n = (-1 + i\frac{\nu}{\nu_e}) \cdot \frac{N_e}{2N_{crit}} \tag{1.5}$$

- où ν est la fréquence de l'impulsion laser
- où ν_e est la fréquence de collision électron-ion
- où N_e est la densité d'électron libre

- et où $N_{crit} = \frac{\epsilon_0 m.4 \pi^2 . \nu^2}{e^2}$ représente la densité critique d'électrons libres au-delà de laquelle on a une augmentation drastique du coefficient d'absorption. A 800 nm $N_{crit} \approx 1, 7.10^{21} cm^{-3}$.

Cette expression est seulement valable pour un plasma peu dense, c'est à dire quand $N_e \ll 2N_{crit}$. Cette hypothèse est assez bien vérifiée dans la mesure où l'indice de réfraction réel devient négatif et donc que le faisceau tend à être défocalisé par le plasma. Dans les filaments que nous allons décire dans la suite, des mesures donnent typiquement que $N_e \approx 10^{16} cm^{-3}$. C'est ce mécanisme, d'ionisation de l'air, qui diminue sa résistance, qui est utilisé pour le déclenchement de la foudre.

1.4 le processus de filamentation et les principales caractéristiques des filaments

Des expériences récentes ont montré que des impulsions laser de haute puissance crête (de l'ordre du GW) génèrent des filaments stables de lumière blanche qui se propagent dans l'atmosphère sur des distances de plusieurs dizaines de mètres voir peut-être plusieurs centaines de mètres dans le cas de puissance térawatt. Un équilibre entre l'autofocalisation due à l'effet Kerr, et la défocalisation due au plasma permet d'expliquer ce résultat. D'abord, la dépendance en intensité de l'indice de réfraction dans l'air conduit à l'autofocalisation. Une fois que l'intensité du faisceau laser a atteint la valeur nécessaire pour induire une ionisation partielle de l'air, le faisceau tend à se défocaliser en raison de la décroissance de l'indice de réfraction



FIG. 1.3 – Spectre du faisceau du à l'automodulation de phase

du au plasma. Le diamètre du faisceau augmentant, l'intensité du faisceau retombe en-dessous de la valeur pour ioniser l'air et l'effet de défocalisation du au plasma s'arrète. Le processus d'autofocalisation reprend alors le dessus et le cycle précédent recommence (cf. fig 1.4).

Par des observations expérimentales, il est admis que l'intensité dans un filament ait une valeur universelle à peu près constante qui permet l'équilibre entre l'effet Kerr d'un côté, la diffraction et la défocalisation due au plasma de l'autre. Celle-ci est de l'ordre de $I_{filament} \approx$ $10^{14} W/cm^2$. De plus, le diamètre d'un filament est typiquement de 100 μm . Un simple calcul nous permet d'estimer la puissance dans un filament :

$$P_{filament} = \pi . r^2 . I_{filament} \approx 8GW \tag{1.6}$$

On peut comparer la puissance du filament à la puissance critique, puissance pour laquelle l'effet d'autofocalisation prend le dessus sur la diffraction naturelle.

$$P_{critique} = \frac{3,77.\lambda^2}{8.\pi.n_0.n_2}$$
(1.7)

Cette puissance critique est de l'ordre de 2 GW dans l'air. Ceci confirme que dans un filament, la diffraction naturelle est négligeable, et la focalisation Kerr est équilibrée par la diffraction sur le plasma induit par le laser. On peut résumer les principales caractéristiques d'un filament de la manière suivante :



FIG. 1.4 – Schéma de principe de la propagation d'un filament dans l'air

| Longueur des filaments | de la dizaine à la centaine de mètres |
|-------------------------|---------------------------------------|
| Diamètre du filament | environ 100 μm |
| Intensité d'un filament | $\mathrm{I} = 10^{14} W/cm^2$ |
| Densité du plasma | $N_e = 10^{16} cm^{-3}$ |

TAB. 1.1: Caractéristiques d'un filament

Par ailleurs, il a été montré que la puissance qui peut être mise dans un seul filament est limitée. On observe donc des multifilaments quand la puissance laser est beaucoup plus grande que $P_{filament}$

Leur origine nécessite le dépassement local d'une puissance critique et pourrait être du à des points chauds dans le profil spatial du faisceau. C'est pour répondre à cette question que je réalise, en ce moment un programme de simulation prenant en compte le profil spatial du faisceau laser. Je vais maintenant succintement décrire les grandes lignes de cette simulation.

1.5 Simulation numérique de la propagation

Habituellement, les simulations numériques sont réalisées en résolvant les équations de Maxwell en prenant en compte les effets non linéaires du aux fortes puissances crêtes utilisées ($P \approx 4 \text{ TW}$). Cependant, cette approche est inadaptée dans le cas de la propagation à longue distance. En effet, une telle approche demande un fort échantillonage selon l'axe de propagation. Cela pose donc des problèmes numériques importants et des temps de calculs longs (tyiquement 1 jour pour 1 mètre de propagation).

Or ce qui nous intéresse ici, est de savoir comment se réalise le début de la filamentation. Pour cela, on regarde comment s'effectue l'autofocalisation du faisceau, c'est à dire que l'on s'intéresse à une zone située en amont de l'effondrement dû à l'effet Kerr. Dans cette zone, on ne considère évidemment pas le plasma car les intensités atteintes sont bien en-deçà des valeurs nécessaires à l'ionisation. De plus, on peut négliger les effets de la diffraction naturelle car la puissance du faisceau que nous considérons (4 TW), est très supérieure à la puissance critique définie précédemment.



FIG. 1.5 – Observation de la multi-filamentation

$$P_{faisceau} \approx 4 \quad TW \gg P_{crit} \approx 1,6 \quad GW$$
 (1.8)

Nous avons choisi, un modèle géométrique, basé sur le tracé de rayons, qui reste valable tant que l'effondrement n'est pas trop important. Une première approche, réalisée précédemment au laboratoire considérait un profil transverse cylindrique. Nous pouvons voir le résultat de cette simulation sur le figure 1.6.



FIG. 1.6 – Exemple de calcul de la propagation d'un faisceau ultra-intense dans l'air où seul l'effet Kerr est pris en compte

Chaque courbe représente le trajet d'une des couronnes constituant le faisceau en fonction de la distance de propagation. Les résultats obtenus par ce programme sont dejà intéressants. Par exemple, on peut en déduire la distance de filamentation en fonction de la puissance du faisceau. L'accord entre la simulation et l'expérience est alors prometteur. Les valeurs diffèrent seulement d'environ 10 % lorsque la puissance du faisceau dépasse 0,8 TW. Il semble donc possible de réaliser le même type de simulation en brisant la géométrie cylindrique. C'est ce que j'ai commencé à réaliser. Ce programme permettra alors de déterminer l'influence du profil transverse du faiseau laser sur l'initiation de la multifilamentation. Après cette brève discussion théorique, je vais décrire par la suite la campagne d'expériences, à laquelle j'ai participé pendant ce stage, menée à l'observatoire de Jena en Allemagne. Je vais d'abord décrire les dispositifs expérimentaux. Je présenterai les principaux résultats et notamment un modèle qui permet d'estimer la contribution de la multi-diffusion Mie dans un nuage à un signal Lidar.

Chapitre 2

Campagne d'étude de propagation non linéaire verticale à longue distance dans l'air

2.1 Objectifs de la campagne

L'un des objectifs du téramobile est de pouvoir développer un instrument capable de sonder l'atmosphère. Pour cela, il nous d'abord étudier la propagation d'impulsions laser femtosecondes à longue distance (typiquement jusqu'à quelques dizaines de km). Cela est difficile à réaliser avec une propagation horizontale. En effet, on dispose rarement d'un terrain assez long. C'est pourquoi, il a été choisi d'envoyer le faisceau verticalement et de se placer à proximité d'un télescope d'observation.

En plus de la propagation à longue distance, cette disposition permettait de voir l'influence du gradient de pression de l'atmosphère sur le faisceau.

De plus, nous souhaitions pouvoir exploîter l'élargissement spectral de notre faisceau pour tester la faisabilité de mesures Lidar dans l'infrarouge. Etant donné, la décroissance rapide du spectre pour des grandes longueurs d'onde, on voulait un système de détection très performant. Cela est d'un intérêt capital car il est nécessaire d'atteindre de telles longueurs d'onde pour pouvoir observer les bandes d'absorption du méthane (vers 1,6 μm) ou encore des COV (Composés Organiques Volatiles vers 3,5 μm).

Par ailleurs , il était intéressant de réaliser des mesures "LIDAR" multispectrales pour connaître les performances de notre système. L'avantage du lidar multispectral par rapport au lidar classique, c'est que l'on a accès non plus à quelques longueurs d'onde mais à toute une gamme de longueurs d'onde au spectre d'absorption. Cela permet de faire des hypothèses moins fortes sur la taille et la forme des aérosols pour réaliser l'inversion de ces signaux ou de mesurer plusieurs polluants en même temps.

C'est pourquoi, nous avons placé le système Téramobile, un laser térawatt femtoseconde dont dispose l'équipe, à côté des installations de l'observatoire de Jena, qui dispose du plus grand télescope d'Allemagne.

Les résultats expérimentaux lors de cette campagne étaient alors de plusieurs natures.

Le premier était de pouvoir imager le faisceau laser sur 20 km de propagation. Un deuxième était de mesurer le signal lidar dans l'infrarouge. Un troisième objectif était de réaliser le spectre d'absorption de l'atmosphère dans la bande visible sur laquelle le spectre de l'observatoire possède des performances remarquables.

Nous pouvons voir sur la figure 2.1, le schéma de principe des expériences.



FIG. 2.1 – Principe de l'expérience

La position du téramobile et l'observatoire étant parfaitement connu, nous pouvions connaître par triangulation la distance du point d'observation. Cependant le conteneur et l'observatoire étaient proches (30 m), aussi si nous commettons une petite erreur dans l'estimation de l'angle, nous aurons une grande plage d'incertitude. C'est pourquoi, l'étude des photographies demande un dépouillement minutieux et est actuellement en cours. Par ailleurs, ce problème ne se pose pas pour les mesures Lidar. En effet, le temps de retour du signal nous renseigne directement sur la distance d'observation.

Je vais maintenant décrire les deux systèmes qui nous ont permis de réaliser ces expériences, c'est à dire le système Téramobile et le télescope de Tautenburg.

2.2 Le système Téramobile

2.2.1 La chaîne laser

La chaîne laser du "Téramobile" est un laser commercial réalisé par Thales sous une demande spécifique du projet Téramobile. On y trouve les éléments habituels : l'oscillateur, l'étireur, les amplificateurs et le compresseur. L'oscillateur crée les impulsions ultra-brèves, que l'on va d'abord étirer temporellement puis amplifier et enfin recompresser. C'est ce que l'on appelle l'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplifier (CPA)) [7](cf. figure 2.2). L'intérêt d'étirer les impulsions est de pouvoir ensuite les amplifier sans endommager les différents éléments optiques que comporte la chaîne amplificatrice. On recomprime enfin le signal pour obtenir une puissance crête maximale en sortie de chaîne.



FIG. 2.2 – Principe de l'amplification à dérive de fréquence (CPA) et caractéristiques du système Téramobile

La particularité du système "Téramobile" réside dans sa grande compacité $(2 \times 3 \text{ m})(\text{cf.}$ figure 2.3). Il peut ainsi être intégré dans un conteneur standard et être transportable. Ses performances sont résumées dans le tableau 2.1 Nous allons maintenant décrire les éléments qui

| Durée de l'impulsion | 70 à $600~{\rm fs}$ |
|-------------------------------------|-----------------------|
| Largeur spectral | 16 nm |
| Énergie | $350 \mathrm{~mJ}$ |
| Puissance crête max d'une impulsion | $5 \mathrm{TW}$ |
| taux de répétition | 10 Hz |

TAB. 2.1: Résumé des performances du laser

nous permettent de modifier les caractéristiques du faisceau de sortie, c'est à dire le compresseur et le télescope d'émission.



FIG. 2.3 – Schéma simplifié de la chaîne femtoseconde térawatt utilisée dans le Teramobile. En vert sont représentés les faisceaux de pompe et en rouge le trajet d'impulsion femtoseconde.

2.2.2 Le compresseur

Le rôle du compresseur, est de recomprimer la durée de l'impulsion. Les différentes longueurs d'onde s'étaient retrouvées séparées à la sortie de l'étireur. Pour diminuer la durée de l'impulsion, on va les regrouper dans le temps. Pour cela dans notre chaîne laser, on utilise un compresseur à deux réseaux (cf. fig. 2.4). Il permet d'obtenir des impulsions à la sortie de 65 fs avec une énergie de 350 mJ à 10 Hz, soit plus de 5,5 TW de puissance crête.



FIG. 2.4 – Schéma de principe du compresseur

Cependant pour le besoin de certaines expériences, les impulsions seront plus ou moins pré-compensées. Cela consiste à faire prendre du retard ou de l'avance aux grandes longueurs d'onde par rapport aux courtes. Cela est très intéressant lorsque l'on considère la dispersion de vitesse de groupe de l'atmosphère. En effet, dans l'atmosphère les grandes longueurs d'onde se propagent plus vites que les plus courtes. Aussi, si à la sortie du compresseur les grandes longueurs d'onde sont en retard par rapport aux plus courtes, toutes les composantes vont se retrouver toutes ensembles à plusieurs mètres ou plusieurs centaines de mètres. On contrôle ainsi la position où l'intensité crête sera maximale.

2.2.3 Le télescope d'émission

Par ailleurs, à la sortie du compresseur, on dispose d'un télescope d'émission. Celui-ci nous assure un contrôle géométrique du faisceau (cf. fig 2.5). Il nous permet de choisir le diamètre du faisceau et de focaliser ou non ce dernier.



FIG. 2.5 – Télescope d'émission

Il est constitué seulement de miroirs de manière à préserver toutes les caractéristiques temporelles et spectrales de l'impulsion. De plus, le faisceau peut être envoyé verticalement ou horizontalement selon les expériences effectuées.

2.2.4 Le laboratoire mobile

Le système "Téramobile" est intégré dans un conteneur standard ISO 20 de manière à être transporté comme fret standard. Le conteneur est partagé en deux pièces : la salle laser et la salle de contrôle (cf. fig 2.6)

La salle de contrôle joue aussi le rôle de sas. Celui-ci est très important pour le contrôle thermique du laboratoire ainsi que pour le protéger des poussières extérieures. De plus, le conteneur dispose de la climatisation et d'un circuit de refroidissement nécessaire à la stabilité du laser.

La salle de contrôle dispose aussi d'un système de détection Lidar. Le télescope de détection possède un miroir primaire de 400 mm de diamètre et de 1200 mm de focale. De plus, il peut

détecter le faisceau horizontalement ou verticalement. Un système d'imagerie permet alors de faire l'image du télescope sur la fente d'un spectromètre (cf. fig 2.7). Pour les expériences de Tautenburg, le système de détection du Téramobile venait en complément des mesures réalisées avec les installations de l'observatoire.



FIG. 2.6 – Disposition intérieure du conteneur



FIG. 2.7 – Système de détection du Téramobile

2.3 L'observatoire de Tautenburg

L'observatoire de Tautenburg possède le plus grand télescope d'Allemagne, avec un miroir primaire de 2 m de diamètre. Nous l'avons utilisé dans deux configurations :

- la configuration Coudé qui permet de réaliser de la spectrocopie.

- la configuration Schmidt qui permet de faire l'imagerie d'une région du ciel, à l'aide d'une caméra CCD.

La configuration Coudé permet de collecter la lumière recueillie vers des détecteurs localisés dans une salle en-dessous du télescope.



FIG. 2.8 – L'observatoire de Tauntenbourg



FIG. 2.9 – Le télescope de 2 m l'observatoire



FIG. 2.10 – Salle de mesure en configuration coudé

On peut alors utliser le spectromètre Échelle de l'observatoire dont la résolution est de 0,1 Ångstrom. Nous avons également réalisé une variante à ce dispositif, en dérivant la lumière par un miroir mobile au niveau de l'oculaire de contrôle (point 3 de la figure 2.10) pour utiliser des détecteurs mieux résolus en temps et dans l'infrarouge. À cet effet, nous avons apporté deux photo-multiplicateurs rapides (temps de réponse de 3 ns) reliés à un oscilloscope. Le premier nous permetait de mesurer le visible, et le deuxième était sensible jusqu'à 1,7 μm . Nous avons également choisi des filtres interférentiels et des filtres verres colorés Schott qui nous permettaient de sélectionner les bandes de longueurs d'onde que nous voulions mesurer. Les caractéristiques des photomultiplicateurs et des filtres sont données sur les figures suivantes (2.11 à 2.15). La combinaison des filtres schotts UG7 + VG12 a été réalisée dans le but d'avoir un point de mesure intermédiaire entre le filtre à 1 μm et 1,5 μm . En effet, il ouvre progressivement à partir des longueurs d'onde dépassant 1,2 μm



Par ailleurs, nous avions choisi des photomultiplicateurs ayant une grande surface sensible (22 mm de rayon pour le visible, $8 \times 3 \text{ mm}$ pour l'infra-rouge). Cela permettait de recueillir pratiquement toute la lumière collectée par le télescope. Cela était particulièrement important, car dans cette configuration la distance focale équivalente du télescope est de 92 m. Cela est adaptée à l'observation d'une étoile à distance infinie mais génant pour étudier des objets proches (quelques km) tels que notre faisceau laser. En effet, à la sortie du télescope, la tache focale est étendue et nécessite donc des détecteurs de grande surface.

En configuration Schmidt, le champ de vue du télescope est de 0,3 degrés. Il est limité par les dimensions (25×25 mm) de la caméra CCD. On utilise alors seulement une fraction du miroir primaire de 1,34 m. Par ailleurs, un porte-filtre nous permettait de choisir les bandes de longueur d'onde que nous souhaitions observer. Il était possible d'observer la fondamentale du laser, ou de la couper pour observer le continuum le visible ou l'infra-rouge. Je vais maintenant exposer les résultats des différentes mesures réalisées lors de cette campagne.

Chapitre 3

Résultats et discussion des mesures de Tautenburg

Au cours de cette campagne, trois types de mesures ont été réalisés. Tout d'abord le faisceau a pu être imagé à l'aide de la caméra CCD. Ces images sont riches d'information et leur dépouillement est en cours. On peut, par exemple grâce à ces images déterminer la longueur des filaments générés par le laser et l'influence de la compensation de la vitesse de groupe... Dans un second temps, nous avons réalisé l'enregistrement de signaux type "LIDAR". Je me suis plus particulièrement intéressé au dépouillement de ces mesures et aux informations dont on pouvait en tirer. A cet effet, j'ai réalisé l'inversion des signaux Lidar en considérant la multidiffusion Mie. Cette partie sera donc davantage mise en relief. Puis, à l'aide du spectromère Échelle de l'observatoire nous avons réalisé le spectre d'absorption de l'atmosphère entre 655 nm et 925 nm. C'est la première fois que l'on obtient en une seule acquisition un spectre avec une telle largeur. Cela nous renseigne sur les capacités de sondage de l'atmosphère par notre système laser pour la détection des polluants.

Je commencerai dans cette partie par donner quelques résultats de l'imagerie. Puis j'exposerai la manière dont j'ai pu exploiter les signaux lidars obtenus. Et enfin, nous verrons les performances que l'on peut atteindre avec notre système dans la détermination de spectre d'absorption de l'atmosphère.

3.1 Imagerie du faisceau laser

Je ne présenterai ici qu'un aspect des multiples informations que nous pouvons déduire des images réalisées avec le système d'imagerie du télescope. On va s'intéresser ici à l'influence du "chirp". Comme je l'avais signalé dans le paragraphe concernant le compresseur, il est possible de précompenser, à ce niveau la dispersion de vitesse de groupe de l'atmosphère.



Nous avons réalisé des photographies du faisceau laser dans différentes configurations. Le bas de chaque photo correspond à une distance de 2,9 km, alors que le haut de la photographie est situé à 42 km. Le halo, situé à 9 km d'altitude, correspond dans différentes configurations à la diffusion Mie simple et multiple du faisceau laser sur une brume.

Voyons maintenant les différences entre les photographies. Sur les figures du haut, on observe la fondamentale. La différence entre les deux faisceaux est que pour la photographie de droite, le compresseur est réglé de manière à ce que la dispersion de vitesse de groupe dans l'atmosphère rassemble l'impulsion laser. Au contraire pour la figure de gauche, le faisceau sort de manière anticompensée, c'est à dire que c'est comme s'il s'était déjà propagé dans l'atmosphère. Aussi l'impulsion laser ne fera que s'étaler davantage. Cela signifie que sur les deux photos, on observe la diffusion élastique qui ne dépend que de l'énergie du faisceau. C'est pour cela qu'on ne distingue aucune différence.

En-dessous, on observe dans les mêmes configurations la bande 400-550 nm, c'est à dire le continuum de lumière blanche généré par l'automodulation de phase. C'est pourquoi sur la photo de gauche, on ne distingue que des étoiles. car dans cette configuration, on n'a jamais atteint de puissance crête suffisante pour créer un filament. Au contraire, à droite, l'impulsion sous l'influence de l'air s'est rassemblé temporellement. On a atteint ainsi des intensités suffisantes pour que le phénomène d'automodulation de phase qui a élargi le faisceau ait lieu, et on observe donc de la lumière dans cette bande de longueur d'onde.

3.2 Résultats des signaux "Lidar"

3.2.1 Précisions sur le dispositif expérimental de ces mesures

Pour ces expériences, nous avons utilisé le télescope en configuration Coudé et la détection était assurée par des photomultiplicateurs rapides. Nous mesurions la quantité de lumière rétrodiffusée vers le télescope en fonction du temps. Un oscilloscope relié aux photomultiplicateurs nous permettait visualiser et enregistrer nos mesures.

Le protocole choisi était le suivant. Nous commencions par pointer le télescope en direction de notre faisceau à l'endroit où il frappait un nuage (à 4 km d'altitude), puis nous affinions l'alignement manuellement de manière à optimiser le signal.

3.2.2 Importance et première analyse des résultats

Nous pouvons voir sur la figure 3.1 un enregistrement du signal Lidar brut. Pour ces mesures, nous avons au préalable optimiser le chirp et la focalisation qui ont une influence sur la génération de lumière blanche comme nous l'avons vu plus haut.



FIG. 3.1 – Enregitrement du signal Lidar brut de la fondamentale



FIG. 3.2 – Enregistrement du signal Lidar brut au delà de 1500 nm

Sur l'enregistrement on observe un pic étroit à 14 μs . Cela situe la distance du nuage que rencontrait notre faisceau laser à 4200 km. En effet, c'est la rétrodiffusion Mie sur le nuage qui est responsable de ce pic. Cette mesure est en accord avec la position du télescope. Par ailleurs, le champ de ce dernier est extrêment étroit, de l'ordre de 0,6 mrad, ce qui explique l'étroitesse du pic par rapport à une mesure Lidar classique. En effet, en dehors du champ du télescope, on ne détecte aucun signal. On a pu observer ce pic avec tous les filtres interférentiels dont nous disposions. On a ainsi obtenu un signal quantifiable au-delà des 1500 nm.

Je tiens à souligner tout particulièrement ce point. En effet, cela signifie que nous avons réussi à exploîter l'élargissement spectral de notre source laser jusqu'à ces longueurs d'onde. Cela constituait la borne supérieure des longueurs d'onde à laquelle le photomultiplicateur était sensible. On peut donc penser qu'avec un matériel de détection sensible à des longueurs d'onde plus grandes, nous pourrons encore aller plus loin dans l'infra-rouge. Ces résultats sont d'autant plus intéressants qu'ils nous permettent de penser que nous serons capables, très rapidement, de détecter à l'aide de notre système des polluants dont la bande d'absorption dépasse le micron. Par ailleurs, ces mesures contiennent une information spectrale. Elle n'est cependant pas exploitable directement. Il nous faut d'abord la corriger des fonctions d'instruments d'optique, c'est à dire de l'efficacité quantique et du gain des photomultiplicateurs ainsi que de la transmission des filtres. J'ai aussi corrigé les mesures des différentes configurations géométriques. Nous pouvons voir le résultat de ces mesures sur la figure 3.3. J'ai ensuite cherché à comparer ces résultats aux spectres précédemment obtenus en laboratoire [6] et au spectre réalisé par Rairoux *et al* [3]. C'est l'objet du paragraphe suivant.



FIG. 3.3 – Signal reçu corrigé des instruments de mesures

3.2.3 Analyse spectrale du continuum

Avec seulement quelques points, on ne peut pas remonter directement au spectre du faisceau laser dans l'atmosphère. Cependant, on peut comparer le résultat obtenu à celui attendu d'après des spectres obtenus en laboratoire [6] ou dans l'atmosphère [3] en considérant les processus physiques de diffusion dans l'atmosphère qui vont modifier le spectre du faisceau détecté.

J'ai considéré comme phénomènes physiques, la transmission de l'atmosphère sur les 4 km, la simple et la multi-diffusions Mie dans le nuage et j'ai négligé lors de ce calcul la diffusion Rayleigh sur les particules gazeuses à l'intérieur du nuage (leur section efficace est beaucoup plus faible, c'est ce qui permet cette approximation). Je vais maintenant m'attarder sur les deux points délicats que constituent la prise en compte de la rétrodiffusion Mie ainsi que la multi-diffusion Mie en fonction de la longueur d'onde.

Dans un premier temps, intéressons-nous à la simple diffusion Mie Pour cela, j'ai considéré que nous avions un nuage de goutelettes d'eau dont la concentration type donnée par Deirmendjian [4] est :

$$\frac{dN}{dr} = N_0 \cdot r^6 \cdot exp(-1, 5r) \tag{3.1}$$

Ici N est la concentation particulaire, r le rayon des goutelettes exprimée en μm et N_0 une constante. À ce stade, la détermination de cette constante était inutile car j'ai travaillé en unité arbitraire et cela était alors une simple constante de normalisation. J'ai alors calculé, le coefficient de rétrodiffusion pour cette distribution en fonction de la longueur d'onde. Nous pouvons voir respectivement sur les figures 3.4 et 3.5 la distribution des gouttes centrée sur 4 μm et les variations du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la longueur d'onde.



FIG. 3.4 – Distribution des gouttes en fonction du rayon

FIG. 3.5 – Coefficient de rétrodiffusion en fonction de la longueur d'onde

Cela me donnait ainsi accès à ce que nous aurions pu nous attendre à partir du spectre original si on négligeait le poids de la multidiffusion Mie. Il semblait alors que nous obtenions plus de signal dans l'infra-rouge que prévu. Il fallait cependant confirmer ces résultats en calculant la contribution relative de la multidiffusion Mie.

Pour cela, je me suis appuyé sur le modèle semi-analytique de Bissonnette [5] qui explique comment prendre en compte lors de mesures Lidar la multidiffusion. Ce modèle ne prend en compte que la diffusion vers l'avant et l'arrière aux petits angles. C'est à dire que l'on considère uniquement le premier de lobe de diffusion vers l'avant ainsi que le lobe de diffusion centré sur π . Cela est valable dans la mesure où ce sont les deux directions privilégiées de la diffusion Mie. Pour cela, on modélise la diffusion vers l'avant par une gaussienne. Cela permet de rendre analytique une partie des intégrales à prendre en compte et ainsi calculer rapidement la contribution de la multi-diffusion. Vers l'arrière, le pic est moins prononcé, les lobes secondaires ne sont pas négligeables, aussi j'ai préféré réaliser un ajustement par des polynômes pour pouvoir les considérer pour des grandes longueurs d'onde ($\geq 1\mu m$). On peut voir les résultats des ajustements réalisés à 800 nm (la fondamentale) sur les figures 3.6 et 3.7.

Les paramètres d'entrée, pour calculer la contribution de la multi-diffusion Mie sont :

- la distance d'observation : 4000 m
- le champ de vue du télescope : 0,6 mrad
- la divergence du faisceau laser : 2 mrad

Par ailleurs, cette fois-ci, la multi-diffusion Mie n'est pas linéaire avec N_0 . Aussi, il nous faut connaître le coefficient α d'extinction du nuage. Je l'ai calculé en considérant uniquement la simple diffusion Mie d'après le signal Lidar mesuré à 800 nm. J'ai alors trouvé un coefficient



FIG. 3.6 – Ajustement de la diffusion vers l'avant à 800 nm

FIG. 3.7 – Ajustement de la diffusion vers l'arrière à 800 nm

d'extinction $\alpha = 18,5 \ km^{-1}$ ce qui est une valeur comparable à l'article [5]. Ce coefficient m'a permis de calculer la contribution de la multi-diffusion Mie. On peut voir le résultat sur la figure 3.8. À 800 nm, cette contribution est de l'ordre de 30 % ce qui valide l'hypothèse faite en négligeant la multi-diffusion pour déterminer α .



FIG. 3.8 – Contribution de la diffusion multiple.

La contribution de la multidiffusion est loin d'être négligeable. Elle est 50 % à 0,4 μm et de 15 % à 2,0 μm . Sa variation avec la longueur d'onde est donc importante. Voyons maintenant la comparaison des résultats de nos mesures corrigées des intruments de mesure en unité arbitraire, ainsi que les résultats des calculs réalisés eux aussi en unité arbitraire (cf. fig. 3.9).

Ce qui est extrêmement intéressant est que l'on a obtenu lors des expériences environ 10 fois plus de signal dans l'infra-rouge que ce que l'on pouvait *a priori* attendre d'après les spectres



-

FIG. 3.9 – Comparaison des résultats expérimentaux avec les valeurs postulées à partir des spectres obtenus en laboratoire et dans l'air [3]

mesurés précédemment.

Pour déterminer à quel spectre dans l'infrarouge correspond le signal mesuré, nous avons supposé une décroissance exponentielle (comme celui mesuré au laboratoire cf. paragraphe 1.2) et avons ajusté le taux de décroissance pour reproduire la courbe expérimentale. On peut voir sur les figure 3.10 et 3.11 l'ajustement réalisé et le spectre qui a permis l'ajustement.

On constate alors que la décroissance du spectre ajusté est beaucoup plus faible, environ d'une décade par μm au lieu des 3 décades par μm Ce résultat est particulièrement intéressant. En effet, l'élargissement du spectre plus important que prévu vers l'infra-rouge, permet d'espérer que l'on puisse détecter le méthane (pic d'absorption vers 1,67 μm) les COV (bande d'absorption vers 3,5 μm) et d'autres polluants.

Cet élargissement du spectre est cependant encore mal compris. Nous ne pouvons faire que des hypothèses pour l'expliquer. Par exemple, il semble que l'élargissement du spectre lorsque l'on a un seul filament ait lieu juste à son début. Aussi, il serait possible lorsqu'il y a plusieurs filaments, que chacun contribue à l'élargissement du spectre. Ce phénomène pourrait aussi se produire à chaque création de filaments. Une mesure du spectre en fonction de la distance lors d'une propagation horizontale dans un régime de multi-filamentations permettrait de confirmer cette hypothèse.

Nous allons maintenant nous intéresser à la mesure large bande du spectre de transmission de l'atmosphère.



FIG. 3.10 – Ajustement du spectre



FIG. 3.11 – Résultat de l'ajustement réalisé.

3.3 Spectre de l'atmosphère

Un des projets du système Téramobile est la réalisation d'un LIDAR multispectral. Celuici possède l'avantage de la détection simultanée de divers polluants. De plus, cela permet de faire des hypothèses *a priori* moins fortes quant aux tailles des aérosols rencontrés. A l'aide du spectromètre Échelle de l'observatoire, nous avons réalisé le spectre de l'atmosphère entre 655 et 925 nm en une seule acquisition de 20 mn (cf. fig 3.12). On était alors à la limite supérieure en bande passante des moyens de détection des instruments d'optique. On peut donc encore espérer augmenter la largeur du spectre obtenu.





FIG. 3.12 – Spectre de transmission de l'atmosphère pour une source de lumière

Ce qui est à remarquer ici est la largeur exceptionnelle du spectre obtenu en une seule acquisition. On distingue sur ce spectre très bien les raies d'absorption de l'eau (raies entre 830 et 845 nm) et du dioxygène (raies entre 760 et 770 nm). De plus on peut noter sur la figure 3.13, la résolution impressionante du spectre. Des analyses préliminaires montrent que l'ajustement avec la base de données Hitran est excellent. Le recouvrement est presque parfait. Les pics supplémentaires qui ont été détectés proviennent certainement d'espèces que nous n'avons pas encore considérées lors de la réalisation du spectre à partir de la base de données Hitran.

Ces résultats exceptionnels sont de bonne augure pour la suite des expériences que nous



FIG. 3.13 – Zone d'absorption de l'eau dans le spectre de l'atmosphère

voulons réaliser. Par exemple, il semble vis à vis de ces mesures tout à fait concevable de mesurer les épisodes de pollution d'ozone qui sévissent actuellement à Lyon. La bande de l'ozone est large (20 à 30 nm) vis à vis d'autres polluants (pics de largeur ≤ 1 nm). Le Lidar multi-spectral permettra d'avoir l'intégralité de la bande d'absorption et ainsi corriger des recouvrements avec d'autres aérosols, ce qui est très difficiles avec des mesures Lidar classiques.

Conclusion

L'étude de la propagation à longue distance dans l'atmosphère des impulsions ultra-brèves est un sujet riche et intéressant. Tout n'est pas encore compris. L'élargisement du spectre vers l'infra-rouge en est une illustation.

D'autre part, je tiens à souligner la nouveauté des résultats obtenus. C'est la première fois que l'on mesure des signaux dans l'infra-rouge avec un laser dont la fondamentale est à 800 nm. De plus, c'est également la première fois que l'on obtient en une seule acquisition par des techniques Lidar, le spectre de l'atmosphère entre 655 et 925 nm avec une source à 4 km. Cela laisse penser que l'on sera très vite en mesure de faire de la détection de plusieurs polluants en même temps. En effet, aujourd'hui, avec les techniques Lidar classique, on détecte seulement le polluant que l'on veut mesurer. La réalisation d'un Lidar multi-spectral est donc d'un enjeu capital.

Par ailleurs, de nombreuses photographies du filament sont encore à analyser. Nous pouvons certainement déduire de ces images la longueur des filaments, localiser leur lieu de formation. Il est même possible d'obtenir à partir de ces images l'intensité lumineuse en fonction de la distance et ainsi reconstruire le signal Lidar de celles-ci. Ces images apporteront aussi certainement des informations sur le mécanisme d'émission conique. Il est à noter que celui-ci dépend de la longueur d'onde. Beaucoup d'autres aspects sont encore à étudier.

Personnellement, en plus de tous les éléments précédemment cités, j'ai commencé à apprendre les premiers réglages du laser du Téramobile de manière à pouvoir acquérir une certaine autonomie pour les expériences au cours de ma future thèse. Je pourrais alors poursuivre l'étude de la propagation non linéaire des impulsions ultra-brèves. J'appliquerai le résultat de ces études à la réalisation d'un Lidar multi-spectral. Je participerai également aux campagnes de déclenchement de décharge haute tension dans un premier temps et certainement de la foudre dans un second temps.

Bibliographie

- J.L.Cheung, J.M.Hartling et al: Vol; II Optics of small particules, interfaces and surfaces in Hanbbook of optical properties, Hummel R.E., Wissmann P. Eds., CRC Press, New-York, 1997.
- [2] : W.L. Kruer : The physics of the plasma interactions, Addison-Wesley, Redwood City, California, 1966.
- [3] : P.Rairoux *et al* : Remote sensing laser of the atmosphère using ultrashort laser pulses, Phys. B 71, 573.
- [4] : D.Deirmendjian : Far-infrared and submillimeter wave attenuation by clouds and rain, J.Appl.Meteorol. 14,1584-1593, 1975.
- [5] : L.R.Bissonnette : Multiple-scattering lidar equation, Applied optics, 20 November 1996
- [6] : J.Kasparian et al : Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere, Optical Society of America, 200 july 5.
- [7] : D. Srickland, G.Mourou, Compression of Amplified Chirped Optical Pulses, Optics Communications, 1985 dec 3.
- [8] : D. Mondelain, Lidar linéaire et non linéaire dans l'infrarouge moyen, Thése présentée le 30 novembre 2001.