



Filamentation Laser Femtoseconde dans l’Air et Application au Guidage de Decharges Electriques et à la Generation de Rayonnement Terahertz

Aurélien Houard

► To cite this version:

Aurélien Houard. Filamentation Laser Femtoseconde dans l’Air et Application au Guidage de Decharges Electriques et à la Generation de Rayonnement Terahertz. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2008. Français. NNT: . tel-00454585

HAL Id: tel-00454585

<https://pastel.hal.science/tel-00454585v1>

Submitted on 8 Feb 2010

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 DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Optique non-linéaire

Présentée par
Aurélien Houard

pour l'obtention du grade de
Docteur ès sciences, mention physique

*Filamentation Laser Femtoseconde dans l'Air et
Application au Guidage de Décharges Électriques
et à la Génération de Rayonnement TéraHertz*

Soutenue le 15 décembre 2008 devant la commission d'examen formée de :

ANDRÉ MYSYROWICZ	Directeur de Thèse
JEAN-MARCEL RAX	Président du jury
LUIS ROSO	Rapporteur
ERIK T. NIBBERING	Rapporteur
GUILHEM GALLOT	Examineur
ARNAUD COUAIRON	Examineur

Thèse préparée au Laboratoire d'Optique Appliquée UMR 7639



**Filamentation Laser Femtoseconde dans l’Air
et Application
au Guidage de Décharges Électriques
et à la Génération de Rayonnement TéraHertz**

Aurélien Houard

15 Décembre 2008

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Gérard MOUROU, directeur du Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, et d'avoir suivi avec attention mes travaux sur la filamentation et les terahertz.

J'adresse une profonde reconnaissance à André Mysyrowicz, mon directeur de thèse, pour son soutien, son dynamisme et son implication dans ce travail de doctorat.

Je remercie particulièrement Jean-Marcel Rax de l'Ecole Polytechnique d'avoir présidé le jury de ma thèse, ainsi que mes deux rapporteurs, Luis Roso de l'Université de Salamanque et Erik Nibbering du Max Born Institute de Berlin, qui ont pris de leur temps pour examiner mon manuscrit et pour venir assister à la soutenance. Je remercie aussi chaleureusement Guilhem Gallot et Arnaud Couairon pour avoir accepté de faire parti de mon jury de thèse, pour leurs suggestions concernant mon manuscrit ainsi que les discussions enrichissantes que nous avons pu avoir concernant mes travaux.

Travailler au sein de l'équipe ILM a été un vrai plaisir. Cette expérience qui a été enrichissante aussi bien professionnellement que humainement, m'a donné l'envie de continuer mon parcours dans le domaine de la recherche. Je remercie tout particulièrement Michel Franco et Bernard Prade au contact desquels j'ai appris énormément pendant ces trois années. Merci encore à Bernard d'avoir corrigé les multiples versions de ce manuscrit. Je remercie aussi Ciro D'Amico et Yi Liu avec qui j'ai successivement fait équipe sur les différentes expériences menées, Yves-Bernard André qui m'a souvent été d'une aide précieuse ainsi que les différents membres du groupe avec qui j'ai eu grand plaisir à collaborer, par ordre d'arrivée, Selcuk Akturk, Vivien Parmentier, Bing Zhou, Cord Arnold, Benjamin Forestier et Magali Durand.

Cette thèse m'a donné l'occasion de collaborer avec un grand nombre de personnes du monde de la recherche ou de l'entreprise et je tiens à leur témoigner tous de ma gratitude. Je remercie ainsi Arnaud Couairon (CPHT) et Vladimir Tikhonchuk (CELIA) qui m'ont permis d'expliquer par des modèles théoriques les résultats des expériences de turbulences et de génération de THz. Merci à Bernadette Leriche (IAS) grâce à qui nous avons pu mesurer l'émission THz avec un bolomètre et à Jean-Benoît Heroux (Tokyo University) qui nous a initié avec Yi à la mesure du champ THz par détection électro-optique. Merci à Olivier Vasseur, Anne Durécu, Bruno Fleury et Laurent Lombard de L'ONERA avec qui j'ai effectué les études des effets de la turbulence. Merci à l'ensemble des équipes du projet Téramobile et en particulier à Estelle Salmon (LASIM) au contact de qui j'ai énormément appris sur les lasers femtosecondes. Merci à Pascal Pierlot, Laurent Tekouk et Pierre Galtier du centre d'essai de la SNCF de Vitry, et à Michel Pellet de la DGA qui est à l'origine de l'expérience de décharge à fort courant.

Ce travail n'aurait pas été possible sans l'aide précieuse de l'ensemble des personnels techniques

du Laboratoire d'Optique Appliquée, Jean-Lou Charles et Mikaël Martinez à la Mécanique, Arnaud Chiron, Fatima Alahyane et Pierre Zaparucha à l'informatique, Denis Douillet, Thierry Lefroux et Grégory Iaquaniello à la cellule des systèmes expérimentaux, Guy Harmoniaux, Gilles Cheriaux et Armino Dos-Santos de l'équipe des laseristes ainsi que les secrétaires et gestionnaires du laboratoire, Dolorès Bourgeault, Sandrine Bosquet, Régis Schaller, Patricia Toullier, Octavie Verdun, Catherine Sarazin et Valérie Ferragne.

Je remercie aussi mes collègues thésards et postdoctorants du LOA et en particulier Alexandre Trisorio, Evangelos Papalazarou et Donald Peyrot. Enfin je remercie ma famille et mes amis et en particulier mes parents, ainsi que Julien et Alfonse qui m'ont apporté leur soutien tout au long de ces trois années de travail intensif.

Résumé

Le phénomène de filamentation laser apparaît spontanément dans un faisceau laser infrarouge femtoseconde se propageant dans l'air si sa puissance crête excède quelques Gigawatts. À ce régime d'intensité le faisceau s'effondre sur lui-même par effet Kerr et un équilibre dynamique s'installe entre la diffraction, l'effet Kerr et la défocalisation par l'air ionisé, permettant de maintenir une intensité très élevée dans le cœur du faisceau sur une très grande distance. L'impulsion laser laisse alors dans son sillage une mince colonne de plasma dont la longueur peut atteindre des centaines de mètres. De nombreuses applications reposant sur l'utilisation de filaments laser générés à grande distance ont été proposées. Dans ce cas la propagation du faisceau peut être notablement affectée par les turbulences atmosphériques. Pour quantifier les effets de la turbulence sur la filamentation nous avons fait une étude expérimentale et numérique de l'influence de la turbulence de l'air sur la stabilité de pointé du faisceau filamenté et sur la distance de filamentation. Par ailleurs, nous avons étudié les propriétés de la colonne de plasma dans le filament et plus particulièrement sa capacité à initier de puissants arcs électriques avec un minimum de pertes, dans l'optique d'applications telles que le captage de forts courants pour l'alimentation de trains rapides. Enfin, une étude complète de l'utilisation de filaments laser comme source de rayonnement Téraherz a été faite. Plusieurs mécanismes de génération de THz ont été mis à jour. Leurs propriétés spectrales et leur énergie permettent d'envisager le développement d'applications de spectroscopie à distance ou pour certains mécanismes, d'atteindre des régimes de physique non-linéaire dans le domaine THz.

Mots clefs : Optique non-linéaire, plasma, turbulence atmosphérique, rayonnement Téraherz.

Abstract

Laser filamentation phenomena spontaneously occurs during the propagation of an infrared femtosecond laser beam in air, when the beam peak power exceeds a few Gigawatts. At such intensity level the beam collapses on itself due to the Kerr effect and a dynamic competition between diffraction, Kerr effect and plasma defocusing allows to maintain a very high intensity in the core of the beam over a considerable distance. It produces then a thin plasma column, whose length can reach hundreds of meters. Several applications relying on the remote generation of laser filaments have been proposed. In this case beam propagation and filament formation can be significantly affected by the atmospheric turbulence. To quantify the effects of turbulence on filamentation we performed experimental and numeric studies of the influence of air turbulence on the pointing stability of filaments and the filamentation distance. Moreover, we studied the properties of the plasma column in the filament and more especially its ability to initiate powerful electric arcs with minimal losses, which could be useful for contactless feeding of high speed trains. Finally, a complete study of the possibility to use femtosecond filaments as Terahertz radiation source has been made. Several mechanisms of THz generation have been observed. Their spectral properties and their energy allow to consider the development of applications such as remote THz spectroscopy or to reach the regime of nonlinear THz optics.

Keywords : Nonlinear optics, plasma, atmospheric turbulence, Terahertz radiation.

Table des matières

Table des matières	vi
1 Avant-propos	3
Bibliographie	6
I Propriétés optiques d'un filament	9
2 Filamentation optique dans l'air	11
2.1 Principe de la filamentation laser	11
2.2 Longueur d'auto-focalisation	14
2.3 Propriétés optiques remarquables des filaments	15
3 Simulation de la propagation nonlinéaire	17
3.1 Modélisation numérique de la propagation de l'impulsion	17
3.2 Modélisation de la turbulence atmosphérique	21
4 Turbulence atmosphérique et filamentation	23
4.1 Filamentation en présence de turbulence	23
4.2 Étude en laboratoire	26
4.3 Résultats de la simulation numérique	33
4.4 Propagation en extérieur	40
Conclusion de la première partie	43
Bibliographie	46
II Propriétés électriques d'un filament et de son plasma	51
5 Plasma produit par filamentation laser	53
5.1 Introduction	53
5.2 Vie et mort du canal de plasma	54
5.3 Caractéristiques du plasma	62

5.4 Filamentation en présence d'un champ externe et décharges électriques	68
6 Décharge à fort courant induite par filamentation	77
6.1 Introduction	77
6.2 Résultats en courant continu	79
6.3 Résultats en courant alternatif	82
6.4 Conclusions et perspectives	85
Bibliographie	86
 III Rayonnement TéraHertz cohérent émis par un filament	 93
7 Rayonnement TéraHertz	95
7.1 Domaine des fréquences TéraHertz	95
7.2 Systèmes de détection THz	98
7.3 Génération de THz dans l'air ionisé par laser	103
8 Rayonnement de transition-Cerenkov	105
8.1 Mise en évidence expérimentale de l'émission TeraHertz d'un filament	105
8.2 Modèle du rayonnement de transition-Cerenkov	108
8.3 Comparaison théorie-expérience	113
8.4 Conclusion	121
9 Émission THz d'un filament dans un champ statique	123
9.1 Application d'un champ externe longitudinal	123
9.2 Champ électrique statique transverse	130
10 Rayonnement THz d'un double filament	139
10.1 Emission d'un double filament	139
10.2 Modèle théorique : ligne de transmission THz	142
10.3 Conclusion	144
11 THz générés par un laser à deux couleurs	145
11.1 Mélange à quatre ondes dans l'air ionisé	145
11.2 Modèle du photo-courant	153
11.3 Caractérisation du rayonnement	157
11.4 Conclusion	160
Conclusion de la Partie THz	161
Bibliographie	163
12 Conclusion générale	169
 Annexes	 173
A Chaînes lasers	173

A.1	Le laser Téramobile	173
A.2	Le laser de la travée verte du LOA	174
A.3	Le laser kHz de la travée rouge du LOA	174
A.4	Chaîne ALPHA 100 de THALES Laser installée dans la travée blanche	174
B	Grandeurs caractéristiques d'un filament femtoseconde infrarouge	177
C	Publications personnelles	179

Avant-propos

DEPUIS sa première démonstration en 1960 [Maiman 60] le laser s'est montré être un puissant outil pour l'étude des phénomènes physiques et biologiques. Il est aujourd'hui couramment utilisé dans l'industrie, les télécommunications, l'informatique ou encore la médecine. D'un point de vue fondamental, le challenge consiste désormais à explorer des régimes d'intensité ou de puissance plus élevés que les développements technologiques récents ont rendu à portée de main. Produire une intensité laser conséquente nécessite l'emploi d'un laser pulsé, mais pour accroître cette intensité on peut soit augmenter l'énergie de l'impulsion, soit la comprimer temporellement. La première voie est par exemple celle développée dans les projets de fusion par confinement inertiel par laser, puisque ce processus nécessite l'apport d'une énergie considérable [Brueckne 74]. La seconde voie, qui consiste à raccourcir la durée des impulsions, est celle qui a été étudiée depuis près de 20 ans au Laboratoire d'Optique Appliquée. Les percées technologiques majeures faites à la fin des années 80 (comme l'invention du CPA¹ [Strickland 85] et le développement des cristaux de Titane :Saphir), ont permis le développement de sources laser produisant des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes et dont la puissance crête peut aujourd'hui atteindre des centaines de Téravatts. Plus modestement, avec une chaîne laser de quelques Gigawatts, on observe des effets non-linéaires importants en propageant ces impulsions dans le milieu le plus largement disponible : l'air.

On a longtemps pensé que les impulsions ultra-courtes n'étaient pas adaptées à la propagation sur de grandes distances dans l'air. Par exemple, dans un régime de propagation linéaire l'intensité crête d'une impulsion de 30 fs avec un faisceau de 5 mm est supposée être réduite de trois ordres de grandeurs après 1 km de propagation dans l'air, en raison des effets combinés de la diffraction et de la dispersion de vitesse de groupe. Cependant, des expériences mettant en jeu un des premiers lasers infrarouge femtoseconde intenses ont montré le contraire [Braun 95]. Les chercheurs de l'université du Michigan ont ainsi observé qu'en propageant le faisceau dans l'air, l'intensité augmentait au lieu de diminuer. Elle devint même suffisamment importante pour produire des micro-brûlures sur un miroir placé à 10 m de la chaîne laser, et cet effet persistait sur plusieurs mètres. Braun *et al.* ont attribué ces dommages à un effet non-linéaire appelé auto-focalisation, suivie d'un phénomène de propagation auto-guidée, puisqu'une partie

¹Chirped Pulse Amplifier : technique consistant à étirer temporellement une impulsion laser par une dérive de fréquence linéaire avant de l'amplifier dans un amplificateur multi-passage et finalement de la recomprimer par un chirp inverse.

de l'énergie reste focalisée dans le coeur intense du faisceau sur de très longues distances. La structure remarquable formée ainsi par le faisceau laser au cours de sa propagation non-linéaire a par la suite été baptisée *filament laser*.

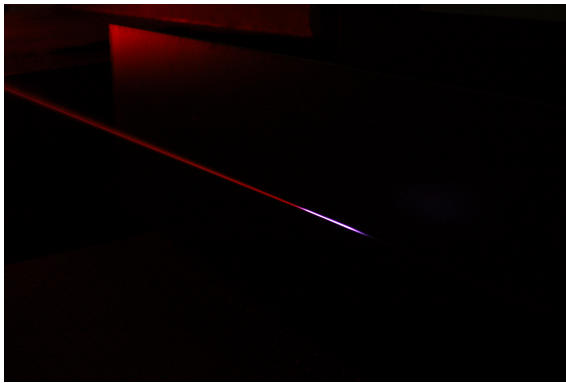


FIG. 1.1 - À gauche : Photo d'un filament de quelques dizaines de cm produit dans l'air. La lumière bleutée correspond aux raies d'émission de l'azote dans le plasma. En sortie de filament le faisceau devient visible (de couleur rouge) en raison de l'élargissement du spectre de l'impulsion par auto-modulation de phase. À droite : Photo d'un filament de 4 TW produit dans le ciel de Iéna à l'aide du laser TéraMobile (photo Projet TéraMobile). Le faisceau de lumière correspond à la diffusion du continuum de lumière blanche produit dans le filament.

Peu de temps après, au Laboratoire d'Optique Appliquée, des filaments de plus de 50 mètres ont été observés. Cette filamentation s'accompagnait de l'émission vers l'avant d'anneaux colorés centrés autour de l'axe de propagation du laser [Nibbering 96]. D'autres études ont suivi, démontrant que cette longueur de filamentation pouvait être encore considérablement allongée (jusqu'à plusieurs km) en employant des lasers plus puissants [La Fontaine 99, Méchain 04]. L'explication du mécanisme physique responsable de la formation des filaments est particulièrement complexe puisqu'un grand nombre d'effets non-linéaires agissent simultanément sur la forme spatiale et temporelle de l'impulsion tout au long de sa propagation. Le schéma communément admis résume ce mécanisme à une compétition dynamique entre l'effet Kerr du milieu qui tend à focaliser le faisceau et la diffraction et la formation du plasma qui tendent à le défocaliser.

L'étude de la filamentation laser dans les gaz mais aussi dans les solides et liquides mobilise de plus en plus de chercheurs partout dans le monde et le nombre de publications sur le sujet a considérablement cru ces dix dernières années. On peut mentionner en particulier plusieurs articles de revue parus récemment [Chin 05, Couaïron 07, Bergé 07, Kasparian 08]. Depuis la découverte de ce phénomène qui permet naturellement de maintenir dans le coeur d'un faisceau laser une intensité élevée sur une très grande distance, de nombreuses applications de la filamentation ont été proposées. Deux propriétés particulièrement remarquables sont à la base de ces applications :

Processus optiques non-linéaires Les multiples effets non-linéaires qui sont en jeu dans le filament en font une source de rayonnements secondaires unique. En effet, l'impulsion laser connaît un élargissement spectral conséquent vers le domaine IR et surtout vers l'UV.

Elle constitue ainsi une source de lumière blanche cohérente intense prometteuse pour des applications de spectroscopie laser à distance (LIDAR)[Kasparian 03] ou à la génération d'impulsions lasers de quelques cycles [Hauri 04].

Colonne de plasma L'intensité dans le coeur du filament est assez élevée pour ioniser l'air, produisant un mince canal de plasma faiblement ionisé. Ce long canal pourrait servir de paratonnerre laser [Diels 97], d'antenne virtuelle dans le domaine radio-fréquence [D'Amico 08] ou de guide d'onde pour des impulsions micro-ondes [Musin 07]. Il s'avère aussi particulièrement efficace pour la spectroscopie par ablation laser (ou LIBS) [Stelmaszczyk 04] et certains étudient même sa capacité à propulser des petits objets par ablation [Zheng 05]. Enfin, nous avons récemment démontré qu'il générerait au moment de sa formation une impulsion électromagnétique dans le domaine THz [D'Amico 07], impulsion dont l'amplitude peut dans certains cas atteindre des valeurs très élevées [Houard 08].

Mon travail de thèse au sein du groupe d'André Mysyrowicz a consisté dans un premier temps en l'étude et l'optimisation du processus de filamentation dans l'air dans la perspective des applications à distance impliquant des filaments, comme celles qui ont motivé le projet TéraMobile : l'utilisation du filament comme source de rayonnement secondaire à distance et le paratonnerre laser.

Dans cette optique, nous avons cherché à évaluer précisément l'influence de la turbulence atmosphérique sur la filamentation laser. Cette étude s'est faite en collaboration avec les chercheurs du département d'optique de l'ONERA, qui possèdent une grande expertise dans ce domaine. Elle a consisté en une série d'expériences en laboratoire et en extérieur conjuguées à des simulations numériques. Une analyse du phénomène de filamentation optique dans l'air ainsi que l'étude des effets de la turbulence sont présentées dans la Partie I.

Le second axe d'étude concerne plus particulièrement le plasma généré dans le filament et son optimisation dans le but du déclenchement de décharges électriques comme la foudre. Les propriétés de la colonne de plasma et son interaction avec un champ électrique externe dans le but d'augmenter sa durée de vie sont analysées dans la Partie II. Est aussi présentée une expérience que nous avons faite au centre d'essai de la SNCF pour évaluer la capacité des filaments à commuter de forts courants électriques, dans l'idée d'utiliser les filaments pour le captage du courant d'alimentation des trains à grande vitesse entre la caténaire et le pantographe.

Enfin la troisième et dernière Partie est consacrée à l'analyse du rayonnement électromagnétique du filament femtoseconde dans le domaine TéraHertz. L'émission de THz par le filament a été mise en évidence il y a plusieurs années, mais sa caractérisation était restée assez sommaire et son origine n'avait pas été clairement identifiée. De nouvelles observations faites avec C. D'Amico au début de ma thèse nous ont convaincus de son fort potentiel. Avec l'aide d'un théoricien des plasmas, le Pr. Tikhonchuk ces mesures nous ont permis de comprendre précisément le mécanisme à l'oeuvre dans le filament lors de la génération de l'impulsion THz et de développer un modèle analytique qui s'est avéré particulièrement fiable. Avec Y. Liu nous avons ensuite cherché à amplifier cette émission par divers procédés tout en perfectionnant considérablement nos techniques de caractérisation de l'impulsion THz. Nous avons ainsi identifié trois méthodes permettant d'amplifier l'intensité des THz de un à trois ordres de grandeurs, avec diverses propriétés de polarisation, de spectre et de divergence.

Bibliographie

- [Bergé 07] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian & J.-P. Wolf. *Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media*. Rep. Prog. Phys., vol. 70, pages 1633–1713, 2007.
- [Braun 95] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier & G. Mourou. *Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air*. Opt. Lett., vol. 20, no. 1, pages 73–75, 1995.
- [Brueckne 74] K.A. Brueckne & S. Jorna. *Laser-Driven Fusion*. Reviews Of Modern Physics, vol. 46, no. 2, pages 325–367, 1974.
- [Chin 05] S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbek, A. Becker, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva & H. Schröder. *The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media : physics, applications and new challenges*. Canadian Journal of Physics, vol. 83, pages 863–905, 2005.
- [Couairon 07] A. Couairon & A. Mysyrowicz. *Femtosecond filamentation in transparent media*. Physics Reports, vol. 441, pages 47–189, 2007.
- [D’Amico 07] C. D’Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon & V. T. Tikhonchuk. *Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 23, 2007.
- [D’Amico 08] C. D’Amico, A. Houard, M. Pellet, Ch. Pichot & A. Mysyrowicz. *Dipolar-like Antenna Emission in the Radiofrequency Range by Laser-Produced Plasma Channels in Air*. Journal of Physics D, 2008.
- [Diels 97] J.-C. Diels, R. Bernstein, K. E. Stahlkopf & X. M. Zhao. *Lightning control with lasers*. Scientific American, vol. 277, no. 2, pages 50–55, 1997.
- [Hauri 04] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert & U. Keller. *Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation*. Appl. Phys. B, vol. 79, pages 673–677, 2004.
- [Houard 08] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V.T. Tikhonchuk & A. Mysyrowicz. *Strong enhancement of Terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, page 255006, 2008.
- [Kasparian 03] 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 & L. Wöste. *White light filaments for atmospheric analysis*. Science, vol. 301, page 61, 2003.
- [Kasparian 08] J. Kasparian & J.P. Wolf. *Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation*. Opt. Exp., vol. 16, page 466, 2008.
- [La Fontaine 99] B. La Fontaine, F. Vidal, Z. Jiang, C. Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer & H. Pépin. *Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air*. Phys. Plasmas, vol. 6, page 1615, 1999.

-
- [Maiman 60] T.H. Maiman. *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, vol. 187, pages 493–494, 1960.
- [Méchain 04] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D’Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz & R. Sauerbrey. *Long range self-channeling of infrared laser pulses in air : a new propagation regime without ionization*. Appl. Phys. B, vol. 79, pages 379–382, 2004.
- [Musin 07] R.R. Musin, M.N. Shneider, A.M. Zheltikov & R.B. Miles. *Guiding radar signals by arrays of laser-induced filaments : finite-difference analysis*. Appl. Opt., vol. 46, page 5593, 2007.
- [Nibbering 96] E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin & A. Mysyrowicz. *Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air*. Opt. Lett., vol. 21, no. 1, pages 62–64, 1996.
- [Stelmaszczyk 04] K. Stelmaszczyk, P. Rohwetter, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, J. Kasparian, R. Ackermann, J.-P. Wolf & L. Wöste. *Long-distance remote laser-induced breakdown spectroscopy using filamentation in air*. Appl. Phys. Lett., vol. 85, no. 18, pages 3977–3979, 2004.
- [Strickland 85] D. Strickland & G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Opt. Comm., vol. 56, page 219, 1985.
- [Zheng 05] Z.-Y. Zheng, J. Zhang, Z.-Q. Hao, Z. Zhang, M. Chen, X. Lu, Z.-H. Wang & Z.-Y. Wei. *Paper airplane propelled by laser plasma channels generated by femtosecond laser pulses in air*. Optics Express, vol. 13, no. 26, page 10616, 2005.

Première partie

Propriétés optiques d'un filament

Filamentation optique d'une impulsion laser femtoseconde dans l'air

2.1 Principe de la filamentation laser

D'ores et déjà, les lasers dit femtosecondes sont commercialisés et couramment utilisés en laboratoire et dans l'industrie. Ce type de laser émet des impulsions ayant une durée de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes, à une cadence qui peut aller de quelques Hz à plusieurs MHz. Chaque impulsion contient une énergie qui peut facilement atteindre 10 mJ voire quelques joules dans les installations les plus importantes. La puissance crête d'une impulsion étant donnée par la relation $P \sim W_L/dt$, où W_L est l'énergie de l'impulsion et dt sa durée, une impulsion de 100 fs avec un Joule d'énergie correspond donc à une puissance instantanée de dix térawatts. Or, le Térawatt est comparable à la puissance électrique moyenne consommée sur la planète à chaque instant.

On conçoit que la propagation d'une telle impulsion dans l'atmosphère n'obéit plus aux lois de l'optique classique car les propriétés optiques de l'air sont modifiées en présence du champ électromagnétique intense. Le premier effet qui va intervenir est l'effet Kerr optique, représenté schématiquement sur la Figure 2.1. L'indice de réfraction de l'air est augmenté en présence d'un champ électromagnétique, selon la relation

$$n = n_0 + n_2 I_L(r, t).$$

Cet effet est bien connu depuis l'avènement des lasers dans les années 60 car il apparaît facilement dans les milieux denses où l'indice non linéaire $n_2 I$ est grand, même pour des puissances laser de quelques Mégawatts [Shen 84]. Il est notamment responsable de la cassure des matériaux amplificateurs dans les chaînes laser à haute puissance. En revanche, dans un gaz tel que l'air où l'indice est très voisin de celui du vide, la modification de l'indice est beaucoup moins importante mais cumulée sur de longues distances, elle aboutit néanmoins à des effets spectaculaires.

Pour bien comprendre cet effet cumulatif, considérons une tranche temporelle de l'impulsion au voisinage de son sommet et intéressons nous à la répartition spatiale de l'intensité. Celle-ci (hormis cas exceptionnel) est maximale au centre du faisceau. L'effet Kerr optique réalise pour cette tranche temporelle l'équivalent d'une lentille, car le faisceau voit un indice plus important au centre de la pupille que sur les bords où l'intensité laser est faible. L'effet Kerr optique fera

2. FILAMENTATION OPTIQUE DANS L'AIR

donc converger un faisceau initialement collimaté. Mais cet effet est cumulatif. En effet, au cours de la progression de l'impulsion dans l'air, l'intensité sur l'axe augmente à cause de l'effet précédemment décrit, ce qui augmente à son tour la variation de l'indice et donc l'effet de convergence. On a l'équivalent d'une série de lentilles de plus en plus convergentes.

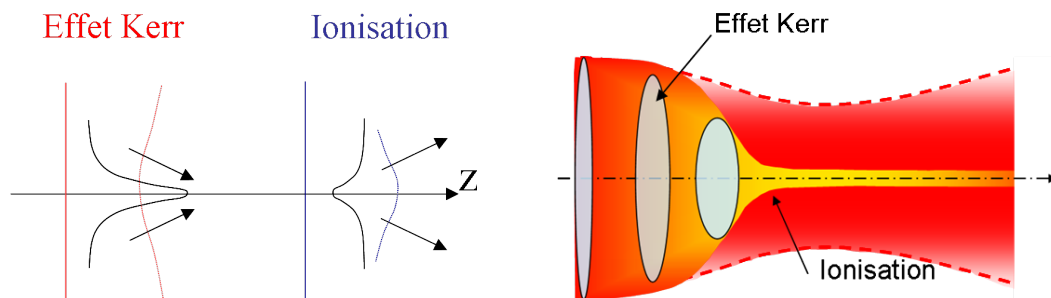


FIG. 2.1 - Schéma de l'effondrement d'un faisceau laser femtoseconde de profil gaussien par effet Kerr contrebalancé par l'ionisation de l'air.

Au-dessus d'une certaine puissance initiale appelée puissance critique P_{cr} , l'effet Kerr pourra même se poursuivre au-delà de la limite imposée par la diffraction [Marburger 75]. Cette puissance critique a pour expression dans le cas d'un faisceau de profil gaussien :

$$P_{cr} = \frac{3,77\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} = 3,2 \text{ GW}$$

où n_0 est l'indice linéaire de l'air, $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ est la longueur d'onde du laser et $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ est l'indice non-linéaire de l'air responsable de l'effet Kerr. On a donc affaire à un effet catastrophique et l'on s'attend à un effondrement du faisceau car même la diffraction naturelle serait incapable d'arrêter le processus. Cependant, avant d'atteindre cette limite où le diamètre du faisceau devient inférieur à la longueur d'onde, l'intensité devient tellement importante que d'autres effets, fortement improbables à plus faible intensité, entrent en jeu. L'effet principal est l'ionisation multi-photonique. Le champ électrique associé à l'impulsion laser devient suffisamment important pour arracher des électrons périphériques aux molécules d'oxygène et d'azote contenues dans l'atmosphère. Un plasma se forme alors rendant l'air électriquement conducteur.

Ce plasma étant peu dense ($\rho_e = 10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$), sa principale action est de contrecarrer l'autofocalisation du faisceau due à l'effet Kerr optique. En effet, la présence d'un plasma de densité électronique ρ diminue l'indice de réfraction, selon la loi :

$$n = n_0 + n_2 I - \frac{\rho(I)}{2\rho_c}, \quad (2.1)$$

où ρ_c est la densité critique du plasma, densité à partir de laquelle le plasma est parfaitement réfléchissant à la longueur d'onde $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$. Dans notre cas elle vaut

$$\rho_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega_0^2 = 1,8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.2)$$

À nouveau, cet effet dépend de l'intensité locale du champ laser. Celle-ci étant maximale sur l'axe, on a maintenant l'équivalent d'un effet de lentille divergente. Il s'installe alors une

compétition entre la focalisation par effet Kerr et la défocalisation due à la production de charges libres qui empêche l'effondrement du faisceau. Il en résulte un faisceau laser très mince ($\sim 100 \mu\text{m}$) qui conserve une intensité lumineuse très élevée sur de longues distances, sans être affecté par la diffraction du milieu. On appelle ce régime particulier « filamentation ».

Modèle de l'impulsion autoguidée

Dans le premier article sur la filamentation femtoseconde dans l'air, Braun *et al.* ont expliqué leurs observations par un modèle baptisé auto-guidage. Ils le décrivent comme un équilibre stable s'établissant spontanément entre l'auto-focalisation par effet Kerr et les effets combinés de la diffraction naturelle et de la réfraction par le plasma généré par l'impulsion laser [Braun 95]. Dans ce cas, la perte de l'équilibre apparaît lorsque les pertes en énergie dues à l'ionisation ne sont plus compensées. Cet équilibre peut être exprimé en terme d'équilibre des variations d'indice induites par chacun des trois mécanismes :

$$n_2 I = \frac{\rho(I)}{2\rho_c} + \frac{(1,22\lambda_0)^2}{8\pi n_0 w_0^2}. \quad (2.3)$$

Bien que simpliste, ce modèle permet de prédire assez justement certaines grandeurs caractéristiques du filament telles que le diamètre, l'intensité crête et la densité électronique dans le coeur intense. En considérant une impulsion de 100 fs à 800 nm et une puissance critique de l'ordre de 3,2 GW, l'équation (2.3) donne une intensité crête dans le filament $I = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, une densité électronique $\rho_e = 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et un diamètre de filament $w_0 = 110 \mu\text{m}$. Ces valeurs sont en bon accord avec les mesures expérimentales caractérisant le coeur intense du faisceau.

Modèle des quasi faisceaux de Bessel

Si le modèle de l'impulsion autoguidée présenté par Braun *et al.* prédit assez bien la forme du faisceau et le fait que l'intensité reste quasiment constante sur une grande distance, il ne permet pas d'expliquer un certain nombre de propriétés du filament comme l'émission conique, la dépendance des conditions de focalisation du faisceau et surtout le rôle du bain d'énergie, c'est à dire des 90 % de l'énergie de l'impulsion qui ne sont apparemment pas autoguidés mais qui sont nécessaires au maintien du filament.

Une autre interprétation du processus de filamentation considère la transformation du faisceau initial (de profil gaussien, top-hat ou autre) en un faisceau conique, proche d'un mode dit de Bessel. La distribution d'intensité de ce mode décrivant le faisceau entier (filament et réservoir d'énergie) expliquerait la présence du coeur intense par la tache d'Airy produite par l'interférence de tous les rayons incidents sur l'axe. La formation de l'onde conique se ferait au moment de l'autofocalisation du faisceau. Les différentes parties de l'impulsion laser n'ayant pas la même intensité instantanée, elle ne vont pas induire le même effet Kerr $n_2 I$. Temporellement cela implique que les différentes tranches temporelles vont se focaliser à des distances différentes sur l'axe, le pic de l'impulsion définissant ainsi le début du filament. Ce modèle dit du déplacement du foyer a été introduit par Shen [Shen 84] et proposé par Brodeur *et al.* pour expliquer la formation du filament [Brodeur 97]. Notons que pour une impulsion de profil gaussien on assistera au même processus du point de vue de la distribution radiale ; en effet on peut décomposer le profil en anneaux dont l'intensité décroît avec le rayon r et qui à la manière d'une lentille axicon, vont être focalisés en différents points de l'axe z . Le

faisceau résultant de cette redistribution spatio-temporelle de l'énergie, principalement due à l'effet Kerr, à l'absorption multi-photonique et à la diffraction, est proche d'un mode de Bessel [Dubietis 04, Porras 04].

Le modèle du déplacement du foyer de Brodeur *et al.* avait été contesté sur la base de son incapacité à prévoir la longueur totale du filament, qui expérimentalement, peut largement dépasser le foyer linéaire d'un faisceau focalisé [Lange 98]. Mais en considérant l'effet Kerr induit par le faisceau entier qui dans la plupart des expériences est de 5 à 10 puissances critiques on peut comprendre que ce faisceau conique puisse subir plusieurs cycles de refocalisation. Cette refocalisation d'une partie de l'énergie du faisceau après le foyer a été observée très nettement par Xi et al. par un calcul numérique de la direction des rayons lumineux en présence des effets non-linéaire [Xi 08].



FIG. 2.2 - Photo d'un filament produit en laboratoire en focalisant un faisceau de 1cm de diamètre avec une lentille de focale $f = 3$ m. La couleur bleuté correspond à l'émission des molécules d'azote ionisées, tandis que le rouge provient de la diffraction du continuum dans le plasma.

2.2 Longueur d'auto-focalisation

La longueur caractéristique d'auto-focalisation L_{SF} est définie comme la longueur sur laquelle la phase non-linéaire cumulée, mesurée par l'intégrale B ($B \equiv k_0 \int_0^z n_2 I dz$) varie d'un facteur 1. Elle s'exprime en fonction de l'intensité crête I_0 ,

$$L_{SF} = 1/n_2 k_0 I_0.$$

Notons que le paramètre utile pour estimer l'auto-focalisation est la puissance initiale P_{in} du faisceau et pas l'intensité initiale. L'auto-focalisation surpasse les effets de la diffraction jusqu'à l'effondrement seulement si P_{in} dépasse une valeur critique définie comme [Marburger 75] :

$$P_{cr} \equiv \frac{3,72\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2}. \quad (2.4)$$

Cette équation n'est valide que pour une forme de faisceau très spécifique appelé faisceau de Townes [Chiao 64] pour lequel la diffraction et l'effet Kerr s'équilibrent. Ce cas idéal est généralement utilisé comme référence par les théoriciens, mais expérimentalement, on dispose plutôt de faisceaux à profil gaussien, super-gaussien ou *top-hat*. Dans ces cas la valeur de

la puissance critique est plus importante qu'avec un mode de Townes, par exemple pour un faisceau gaussien le coefficient 3,72 doit être remplacé par 3,77.

On peut aussi évaluer cette déviation de la valeur de P_{cr} donnée par l'équation (2.4) en terme de qualité du front d'onde initial, que l'on quantifie par le paramètre M^2 du faisceau [Eisenmann 08]. En présence de plasma la puissance effective d'auto-focalisation P_c s'exprime :

$$P_c = \left[M^2 + \frac{2\pi K}{(K+1)^2} r_e w_0^2 \rho_e \right] P_{cr}, \quad (2.5)$$

où M^2 est la paramètre de qualité du faisceau à la limite de diffraction ($M^2 > 1$ pour un faisceau non gaussien), w_0 le diamètre du faisceau, $r_e = e^2/m_e c^2$ le rayon classique de l'électron et K le nombre de photons nécessaires pour ioniser un atome.

La longueur de propagation du faisceau s'auto-focalisant jusqu'au collapse L_c est assez bien approximée par une formule semi-empirique [Marburger 75] :

$$L_c = \frac{0,367 L_{DF}}{\sqrt{[(P_{in}/P_{cr})^{1/2} - 0,852]^2 - 0,0219}}, \quad (2.6)$$

où L_{DF} est la longueur de rayleigh du faisceau. Cette équation est valide pour l'effondrement de faisceaux gaussiens de puissance initiale modérée dans des milieu où l'effet Kerr est l'effet non-linéaire dominant. Ainsi pour un faisceau colimaté de $10P_{cr}$ et un diamètre $w_0 = 0,5$ cm la distance de collapse $L_c \sim 15,6$ m. Pour des puissances plus élevées ($100 P_{cr}$) cette formule n'est plus valide puisque des filaments peuvent se former par instabilité modulationnelle, c'est à dire à partir du bruit de phase à la surface du faisceau.

Pour un faisceau convergent (ou divergent) focalisé à l'aide d'une lentille de focale f , la longueur d'effondrement du faisceau $L_{c,f}$ est ramenée avant le foyer géométrique de la lentille suivant la loi :

$$\frac{1}{L_{c,f}} = \frac{1}{L_c} + \frac{1}{f}. \quad (2.7)$$

2.3 Propriétés optiques remarquables des filaments

Robustesse du filament

Une fois formé le filament est particulièrement robuste puisqu'il peut se propager dans une atmosphère brumeuse ou par temps de pluie [Méchain 05b] et surtout peut se reformer à partir du bain d'énergie lorsque son coeur intense est bloqué [Courvoisier 03, Dubietis 04]. Cette propriété a été baptisée auto-guérison par Kolesik et Moloney [Kolesik 04].

Une autre propriété remarquable est sa capacité à générer dans son centre un faisceau dont le mode est parfaitement symétrique [Prade 06], très stable en intensité, et de très bonne qualité ($M^2 \sim 1$), et ce, quelle que soit la qualité du faisceau initial. On appelle ce processus auto-nettoyage de l'impulsion.

Production de lumière blanche et raccourcissement d'impulsion

L'impulsion laser présentant une intensité qui varie dans le temps, elle induit dans le milieu qu'elle traverse une variation temporelle de l'indice de réfraction $n = n_0 + n_2 I(r, t)$. Cet effet sur la phase induit une importante déformation spatio-temporelle de l'impulsion, qui a pour effet

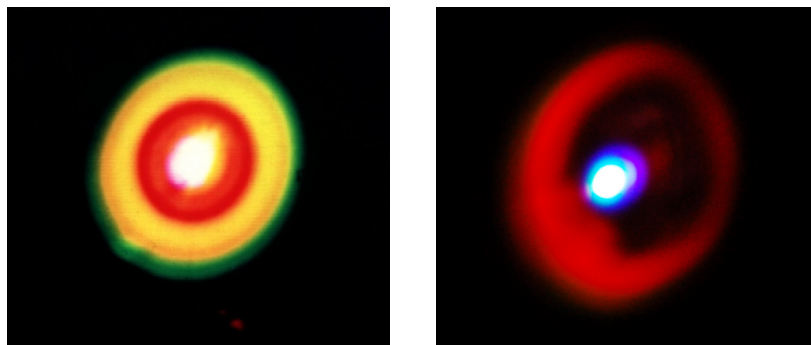


FIG. 2.3 - À gauche : Photo de l'émission conique d'un filament obtenu en propageant dans l'air un faisceau collimaté de 30 mJ 150 fs sur une distance de 50 m [Nibbering 96]. À droite : Photo du profil du faisceau laser en sortie d'un filament de 2 mètres produit en laboratoire en focalisant une impulsion de 4 mJ, 50 fs (chaîne laser Alpha 100). Pour optimiser la production de continuum un fort astigmatisme est appliqué au faisceau initial en inclinant la lentille de focalisation.

de modifier son spectre. On appelle ce phénomène auto-modulation de phase. Dans le filament, l'auto-modulation de phase permet ainsi d'élargir le spectre initial IR (quelques dizaines de nanomètres de largeur et centré à $\lambda = 800$ nm) de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain [Kasparian 00, Théberge 08].

L'extension du spectre vers l'UV que l'on désigne sous le terme de continuum de lumière blanche peut, lorsqu'elle est générée de façon contrôlée dans certains gaz rares comme l'Argon, être comprimée pour produire des impulsions de quelques cycles optiques (7 à 10 fs) [Hauri 04]. C'est l'auto-compression des impulsions par filamentation.

Multifilamentation

Lorsque la puissance initiale de l'impulsion dépasse largement la puissance critique P_{cr} on assiste à la formation de plusieurs filaments dont les caractéristiques (diamètre du coeur, intensité) sont similaires au monofilament. Les filaments ainsi formés interagissent de façon complexe. Ils peuvent fusionner, disparaître ou apparaître au cours de la propagation de l'impulsion, surtout pour des faisceaux TW colimatés.

Dans les faisceaux de forte puissance les filaments naissent à partir des inhomogénéités du front d'onde (ou speckle), qui sont généralement produites par le bruit dans la chaîne laser et sont amplifiées à mesure que le faisceau se propage, notamment par la turbulence de l'air. On appelle ce processus l'instabilité modulationnelle [Couairon 07]. Cette propriété peut servir à organiser la position transverse des multifilaments en déformant volontairement le front d'onde à l'aide d'un masque de phase ou d'un miroir déformable [Méchain 04b]. Il est ainsi possible de générer une matrice de multifilaments [Rohwetter 08] ou un tube de multifilaments [Chateaufneuf 08].

Simulation de la propagation nonlinéaire de l'impulsion femtoseconde dans l'air

3.1 Modélisation numérique de la propagation de l'impulsion

Le code numérique utilisé dans cette étude est basé sur le modèle physique développé pour la propagation d'une impulsion laser intense dans les gazs rares, dans l'air, dans la silice fondue et dans les liquides. Il a été développé par Arnaud Couairon du Centre de Physique Théorique de l'École Polytechnique avec qui nous collaborons étroitement depuis presque 10 ans, et une grande partie des simulations ont été faites par Michel Franco au LOA.

On modélise le faisceau laser, polarisé linéairement, à symétrie cylindrique autour de l'axe de propagation Z , par l'enveloppe $\mathcal{E}$ du champ électrique :

$$\mathcal{E}(r, t, z) = \text{Re}[\mathcal{E} \exp(ikz - i\omega_0 t)],$$

où $k = n_0\omega_0/c$ et ω_0 sont respectivement le nombre d'onde et la fréquence de l'onde porteuse et n_0 désigne l'indice de réfraction de l'air.

Impulsion initiale

L'impulsion initiale est modélisée par une gaussienne d'énergie W_{in} et de largeur temporelle à mi-hauteur t_p :

$$\mathcal{E}(r, t, 0) = \mathcal{E}_0 \exp\left(-\frac{r^n}{w_0^n} - \frac{t^2}{t_p^2} - i\frac{kr^2}{2f} - iC\frac{t^2}{t_p^2}\right). \quad (3.1)$$

La puissance initiale est calculée à partir de la durée de l'impulsion et de l'énergie $P_{in} = W_{in}/t_p\sqrt{\pi/2}$ et l'intensité initiale est calculée en fonction de la puissance initiale, de la dimension transverse w_0 et de la forme du faisceau. Pour un faisceau gaussien $n = 2$ et $\mathcal{E}_0^2 = 2P_{in}/\pi w_0^2$ tandis que pour un faisceau super-gaussien d'ordre n $\mathcal{E}_0^2 = [P_{in}/2\pi w_0^2] \times [n2^{2/n}/\Gamma(2/n)]$ où Γ est la fonction gamma [Abramowitz 72].

La quantité f désigne la courbure du faisceau initial. Lorsque le faisceau est focalisé (ce qui est souvent le cas en laboratoire) le rayon de courbure f du faisceau et la distance de focalisation

d sont liés par la relation

$$f = d + z_f^2/d,$$

où $z_f = kw_f^2/d$ est la longueur de Rayleigh associée au faisceau de diamètre w_f et

$$w_f \equiv \frac{w_0}{\sqrt{1 + L_{DF}^2/f^2}}.$$

Le paramètre C est la dérive de fréquence de l'impulsion initiale, liée à la durée minimum de l'impulsion (selon les lois de l'optique gaussienne) par $T_p^{min} = t_p/(1 + C^2)^{1/2}$. Il est habituel d'exprimer la dérivée de la phase au second ordre en fonction de cette quantité : $\phi^{(2)} = Ct_p^2/2(1 + C^2)$.

Nous utilisons également des faisceaux diaphragmés qui modélisent des situations expérimentales. Pour cela, les simulations numériques ont pour condition initiale un faisceau gaussien ou super gaussien. Les pieds des faisceaux peuvent être masqués en imposant $\mathcal{E}(r, t, z = 0) = 0$ pour $r > r_{mask}$ afin de simuler une ouverture circulaire. La propagation complète dans un télescope peut également être simulée numériquement. Le calcul peut aussi démarrer à partir d'un profil de faisceau mesuré et injecté dans le code comme condition initiale.

Équation de Schrödinger non-linéaire

Deux équations couplées décrivent l'évolution de l'enveloppe du champ électrique et la densité d'électrons. On suppose que l'enveloppe du champ scalaire $\mathcal{E}(r, t, z)$ varie lentement avec le temps. Elle évolue en fonction de la variable de propagation z selon l'équation d'enveloppe non-linéaire (ou équation de Schrödinger non-linéaire), exprimée dans le domaine des fréquences [Couairon 07] :

$$\tilde{U} \frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}}{\partial z} = i \left[\frac{\nabla_{\perp}^2}{2k} + \frac{k}{2} \left(\frac{n^2 \omega^2}{k^2 c^2} - \tilde{U}^2 \right) \right] \tilde{\mathcal{E}} + i \text{TF}\{N(\mathcal{E})\}, \quad (3.2)$$

où $\tilde{\mathcal{E}}(r, \omega, z) = \text{TF}\{N(\mathcal{E})\}$, $\tilde{U}(\omega) = 1 + (\omega - \omega_0)/kv_g$, $v_g = d\omega/dk|_{\omega_0}$ désigne la vitesse de groupe et $\text{TF}\{N(\mathcal{E})\}$ désigne la transformée de fourier temporelle des effets non-linéaires $N(\mathcal{E})$. L'équation (3.2) tient compte de la diffraction dans le plan transverse, de la dispersion de vitesse de groupe avec inclusion de la dispersion aux ordres élevés calculée au moyen d'une relation de dispersion de Sellmeier pour l'indice de réfraction $n(\omega)$ de l'air.

L'opérateur $\tilde{U}$ devant $\partial/\partial z$ rend compte de la focalisation spatio-temporelle. Un développement pour de petits $\omega - \omega_0$ donne :

$$\tilde{U} \left(\frac{n^2 \omega^2}{k^2 c^2} - \tilde{U}^2 \right) \sim \frac{k'}{k} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{k'''}{3k} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (3.3)$$

et mène aux coefficients dispersifs du second et troisième ordre à la longueur d'onde de 800 nm :

$$k'' = \left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} = 0, 2 \text{ fs}^2 \cdot \text{cm}^{-1},$$

$$k''' = \left. \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3} \right|_{\omega_0} = 0, 1 \text{ fs}^3 \cdot \text{cm}^{-1}.$$

L'équation (3.2) peut être écrite dans le domaine temporel en employant le temps retardé dans le référentiel de l'impulsion $\tau = t_{lab} - z/v_g$ et en négligeant les termes dispersifs d'ordre élevé :

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = \left[\frac{i}{2k} U^{-1} \nabla_{\perp}^2 - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} + \frac{k'''}{6} \frac{\partial^3 \mathcal{E}}{\partial t^3} \right] E + i U^{-1} N(\mathcal{E}), \quad (3.4)$$

où $U \equiv \left(1 + \frac{i}{kv_g} \frac{\partial}{\partial t}\right)$.

Les effets non-linéaires $N(\mathcal{E})$ incluent l'effet Kerr optique avec un terme non-local correspondant à la réponse retardée (dite Raman-Kerr), l'auto-raïdissement de l'impulsion, l'absorption plasma, la défocalisation plasma et l'absorption multiphotonique :

$$\begin{aligned} N(\mathcal{E}) = k_0 n_2 T^2 & \left[(1 - f_R) |\mathcal{E}|^2 + f_R \int_{-\infty}^t d\tau R(\tau - t) |\mathcal{E}|^2 \right] \mathcal{E}(t) \\ & - \frac{\sigma}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho \mathcal{E} - T \frac{\beta_K}{2} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{at}} \right) |\mathcal{E}|^{2K-2} \mathcal{E}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

L'opérateur $T \equiv 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}$ devant le terme Kerr est responsable de l'auto-raïdissement de l'impulsion. L'autofocalisation liée à l'effet Kerr se produit pour des impulsions de puissance P_{in} supérieure à $P_{cr} \simeq 5$ GW. Cette valeur critique correspond à l'indice de réfraction non-linéaire de l'air $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-19}$ cm²/W à la pression $p = 1$ bar, valeur que nous avons employée dans nos simulations. La fonction de réponse pour la contribution retardée de l'effet Raman-Kerr s'exprime

$$R(t) = \Omega^2 \tau_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_s}\right), \quad (3.6)$$

avec les temps caractéristiques $\tau_d = 70$ fs et $\tau_s = 63$ fs, $\Omega^2 = \tau_s^{-2} + \tau_d^{-2} = 421$ THz, et la fraction $f_R = 0,5$.

Pour l'absorption plasma, la section efficace pour le Bremsstrahlung inverse suit le modèle de Drude et s'exprime

$$\sigma = \frac{ke^2}{n_0^2 \omega_0^2 \epsilon_0 m_e} \times \frac{\omega_0 \tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2}, \quad (3.7)$$

où le temps de transfert de quantité de mouvement par collision vaut $\tau_c = 350$ fs à $p = 1$ bar. Comme $\tau_c \gg \omega_0^{-1} = 0,42$ fs, le terme de défocalisation plasma classique est retrouvé dans l'équation (3.5) :

$$-i \frac{\sigma \omega_0 \tau_c \rho \mathcal{E}}{2} \approx -i \frac{k \rho}{2 n_0^2 \rho_c} \mathcal{E}, \quad (3.8)$$

où ρ_c (défini dans l'équation 2.2) désigne la densité plasma critique au-dessus de laquelle le plasma devient opaque à 800 nm.

Densité électronique

L'équation d'évolution de la densité électronique s'exprime :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma_K |\mathcal{E}|^{2K} (\rho_{at} - \rho) + \frac{\sigma}{U_i} \rho |\mathcal{E}|^2. \quad (3.9)$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation (3.9) décrit la génération d'électrons libres par ionisation multiphotonique de l'oxygène. La densité d'atomes neutres est $\rho_{at} = 0,2 \rho_{air}$

3. SIMULATION DE LA PROPAGATION NONLINÉAIRE

(pour l'oxygène). Le nombre de photons simultanés nécessaires pour libérer un électron est $K = \left\langle \frac{U_i}{\hbar\omega_0} + 1 \right\rangle$. La quantité $U_i = 12.06$ eV désigne le potentiel d'ionisation des molécules d'oxygène et $\langle \rangle$ désigne la partie entière. À la longueur d'onde de 800 nm $K = 8$. Le taux de photo-ionisation des molécules d'oxygène est calculé dans le cadre de la théorie générale de Keldysh reformulé par Mishima et al. afin de tenir compte d'un facteur pré-exponentiel spécifique pour les molécules diatomiques. Dans le régime d'ionisation multiphotonique $W_{pi} = \sigma |\mathcal{E}|^{2K}$ où $\sigma_K = 3,7 \cdot 10^{-96} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{16} \cdot \text{W}^{-8}$. Le second terme de l'équation (3.9) rend compte de l'ionisation par avalanche.

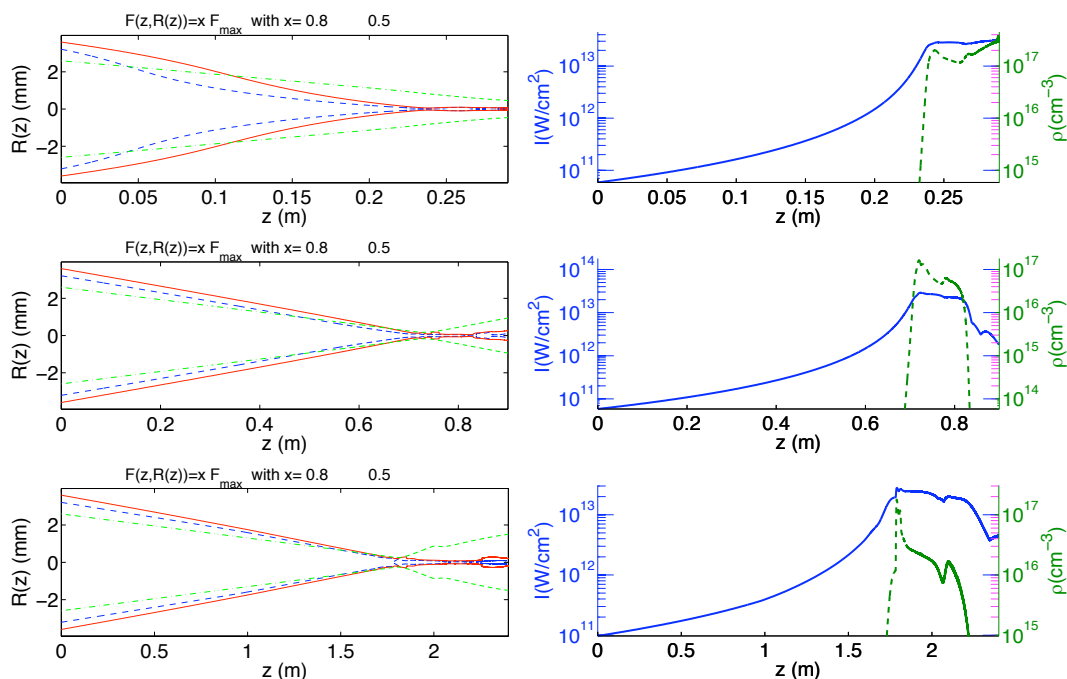


FIG. 3.1 - À gauche : évolution de la largeur du faisceau en fonction de la distance de propagation z pour trois niveaux de fluence $F = xF_{max}$ et en focalisant une impulsion de 100 fs, 3 mJ, de diamètre $w_0 = 1$ cm à l'aide d'une lentille de focale $f = 25$ cm (a), 75 cm (b) et 200 cm (c). À droite : Variation de l'intensité I et de la densité électronique ρ sur l'axe dans les mêmes conditions.

Le code numérique va donc finalement résoudre le système de deux équations couplées suivant :

$$\begin{cases} \tilde{U} \frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}}{\partial z} = i \left[\frac{\nabla_{\perp}^2}{2k} + \frac{k}{2} \left(\frac{n^2 \omega^2}{k^2 c^2} - \tilde{U}^2 \right) \right] \tilde{\mathcal{E}} + i \text{TF}\{N(\mathcal{E})\}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma_K |\mathcal{E}|^{2K} (\rho_{at} - \rho) + \frac{\sigma}{U_i} \rho |\mathcal{E}|^2. \end{cases} \quad (3.10)$$

Des résultats typiques de simulations sont présentés en Figure 3.1 pour des filaments formés en focalisant un faisceau laser de 3 mJ, 100 fs, de diamètre $w_0 = 1$ cm à l'aide d'une lentille de focale $f = 25$ cm, 75 cm et 200 cm. On note d'une part que le faisceau connaît une focalisation très différente de celle qu'on obtiendrait en propagation linéaire, surtout autour

du foyer géométrique de la lentille. L'intensité obtenue sur l'axe atteint son maximum quelques centimètres, ou quelques dizaines de centimètres avant le foyer géométrique (c'est ce que l'on appelle le recul du foyer) et se maintient ensuite à une valeur quasi-constante autour de 2.10^{13} W.cm⁻². Puisque l'ionisation dépend de l'intensité en I^8 le plasma est essentiellement généré pendant ce plateau où l'intensité est maximale. La longueur du plasma augmente avec la focale de la lentille et les valeurs obtenues correspondent bien aux observations expérimentales (voir Partie 2).

3.2 Modélisation de la turbulence atmosphérique

Dans le cadre de l'étude présentée dans le chapitre suivant, nous avons modélisé les effets de la turbulence de l'air sur la propagation non-linéaire de l'impulsion laser. Pour rendre compte des effets de la turbulence de l'air nous avons inclus un module spécifique dans notre code de simulation pour décrire le changement local d'indice de réfraction δn dû à la turbulence. L'équation de propagation pour l'enveloppe de l'impulsion laser a pour expression

$$2ik_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \Delta_{\perp} \mathcal{E} - 2ik_0 N(\mathcal{E}) = 2k_0^2 \delta n \mathcal{E}. \quad (3.11)$$

Ici on pratiquera une analyse statistique de la filamentation en air turbulent, on ne considérera donc que les principaux effets nonlinéaires décrits dans le terme $N(\mathcal{E})$, à savoir l'effet Kerr optique avec le coefficient n_2 et l'absorption multiphotonique β_K :

$$N(\mathcal{E}) = i \frac{\omega_0}{c} n_2 |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} - \frac{\beta_K}{2} |\mathcal{E}|^{2K-2} \mathcal{E}. \quad (3.12)$$

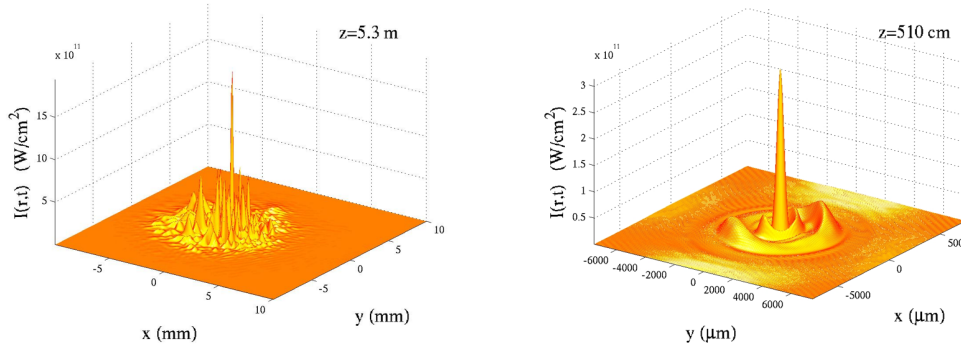


FIG. 3.2 - Exemple de profils d'intensité du faisceau laser à la fin d'un filament de 2 mètres lorsqu'on introduit numériquement une forte turbulence avant l'effondrement du faisceau (à gauche) et pendant la phase autoguidée (à droite).

La filamentation en l'absence de turbulence présente des intensités généralement saturées à des niveaux n'excédant pas quelques 10^{13} W/cm² en raison de l'absorption multiphotonique et de la défocalisation par le plasma [Couairon 03a]. La section efficace d'absorption multiphotonique correspond à l'ionisation multiphotonique des atomes d'oxygène de l'air, pour lesquels $K = 8$

photons sont nécessaires à 800 nm pour libérer un électron d'un atome de potentiel d'ionisation 12,1 eV.

Le membre de droite de l'équation (3.11) inclue un terme source modélisant les effets de la turbulence sur les fluctuations de l'indice de réfraction de l'air. Il consiste à introduire le long de la distance de propagation des écrans de phase, générés de façon stochastique [Martin 88]. La densité spectrale de puissance des fluctuations de l'indice de réfraction est donnée par le spectre modifié de von Karman :

$$\psi_n(\kappa) = 0,033 C_n^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \exp(-\kappa^2 / \kappa_m^2), \quad (3.13)$$

où C_n^2 représente la constante de structure de la turbulence atmosphérique caractérisant l'amplitude des fluctuations, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ et $\kappa_m = 5,92/l_0$ où $L_0 = 15$ cm et $l_0 = 1$ mm sont respectivement les dimensions internes et externes de la turbulence. Ces dimensions délimitent l'intervalle inertiel de la turbulence, où l'énergie des fluctuations turbulentes est transférée des grands tourbillons vers les petits et finalement dissipée par viscosité. Chacun des termes source a été calibré indépendamment en le comparant à un cas analytique connu ou à une simulation numérique. Par exemple, ce modèle a correctement reproduit le déplacement moyen du centre de gravité du faisceau de faible intensité dans l'air turbulent [Martin 88].

Effets de la turbulence atmosphérique sur la filamentation

4.1 Filamentation en présence de turbulence

Les effets de la turbulence sur la propagation linéaire de faisceaux laser ont été étudiés de façon intensive depuis les années 60 [Tatarskii 61, Davis 66, Zuev 82, Murty 78], principalement dans la perspective d'applications dans le domaine des télécommunications. L'apparition des lasers femtoseconde multi-Gigawatt est plus récente mais suscite un intérêt croissant dans la communauté des opticiens, en particulier pour leur capacité à former des filaments de lumière dans l'air. Un grand nombre d'applications de la filamentation reposent sur la génération de filaments à très grande distance, dépassant la centaine de mètres. C'est pourquoi il est important de comprendre l'influence de la turbulence atmosphérique sur le processus de filamentation ainsi que sur les caractéristiques des filaments formés.

Pour évaluer précisément les effets de la turbulence de l'air sur le phénomène de filamentation, nous avons entrepris une étude expérimentale et numérique de la propagation non-linéaire d'une impulsion femtoseconde de quelques millijoules en présence de turbulence. Cette étude a été faite en collaboration avec le Département d'Optique Théorique et Appliquée de l'ONERA, et avec A. Couairon du CPHT de l'École Polytechnique.

Turbulence atmosphérique et constante de structure

L'atmosphère est un milieu inhomogène dans lequel l'indice de réfraction linéaire n est fonction de la position et du temps en raison des fluctuations de température produites par le mélange turbulent de plusieurs couches thermiques. Il se trouve que les fluctuations de température obéissent aux mêmes lois spectrales que les fluctuations de la vitesse. Par analogie avec la turbulence des vitesses, on peut représenter l'atmosphère comme consistant en un grand nombre de régions de dimensions et d'indices de réfraction variables que l'on appelle tourbillons. Pour une turbulence isotrope, le spectre des indices $\psi_n(\kappa)$ (où $\kappa = 2\pi/l$, l étant la taille d'un tourbillon) permet de décrire la turbulence. ψ_n donne la répartition de l'amplitude des fluctuations d'indice dans les trois dimensions en fonction de la taille des tourbillons et est exprimé en m^3 . Son expression a été donnée par Tatarski [Tatarskii 61], avant d'être modifiée par von Karman

pour corriger une singularité en $\kappa = 0$:

$$\psi_n(\kappa) = 0,033 C_n^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2), \quad (4.1)$$

où C_n^2 est la constante de structure de la turbulence atmosphérique, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ et $\kappa_m = 5,92/l_0$, où $L_0 \sim 1$ m et $l_0 \sim 1$ mm sont respectivement les dimensions internes et externes de la turbulence dans l'atmosphère. L'énergie est apportée au milieu par les tourbillons de dimension supérieure à L_0 qui la transmettent aux tourbillons plus petits et elle est finalement dissipée par les tourbillons inférieurs à l_0 . Les fluctuations d'indices les plus importantes se trouvent donc dans les tourbillons les plus grands.

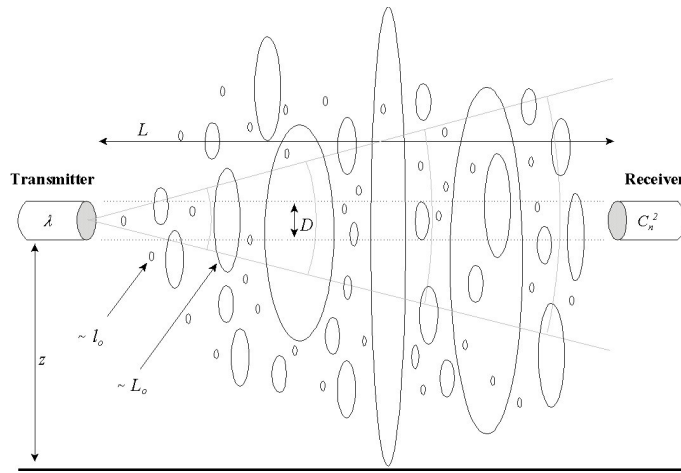


FIG. 4.1 - Représentation schématique de la turbulence d'un milieu. Le milieu est décomposé en cellules ou tourbillons de tailles et d'indices de réfraction variables qui dévient les rayons lumineux comme le feraient des lentilles de faible indice.

De façon générale, l'optique dans une atmosphère turbulente peut être décrite par une collection de faibles lentilles de gaz en trois dimensions, mobiles et dont la taille variable est comprise entre la dimension interne l_0 et la dimension externe L_0 de la turbulence [Murty 78] (voir figure 4.1). Lorsqu'un faisceau laser se propage dans l'atmosphère son interaction avec les tourbillons produit des variations aléatoires de l'amplitude et de la phase du champ laser et tend notamment à diminuer la cohérence et la qualité du faisceau [Davis 66].

La turbulence d'un milieu gazeux est généralement caractérisée par une constante de structure C_n^2 qui détermine l'intensité des fluctuations de l'indice de réfraction dans ce milieu [Zuev 82]. Elle est définie par la relation :

$$C_n^2 = \frac{\langle (n_2 - n_1)^2 \rangle}{r^{2/3}}, \quad (4.2)$$

où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction en deux points séparés par la distance r et où $\langle . \rangle$ désigne la valeur moyenne prise sur les différentes réalisations du milieu. Les valeurs typiques du C_n^2 dans l'atmosphère varient entre 10^{-16} pour une très faible turbulence et $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ pour une forte turbulence.

Filamentation et turbulence

La turbulence de l'air peut influencer à la fois sur la précision du pointé du faisceau (déviations transverse du filament) et sur la distance à laquelle se forment les filaments (déviations longitudinales du filament).

Déviations longitudinales

Le problème du déplacement du filament le long de l'axe de propagation z a d'abord été étudié numériquement par Penano *et al.* Les auteurs sont arrivés à la conclusion qu'en augmentant la valeur de C_n^2 (ce qui revient à augmenter la turbulence) on augmentait la distance requise pour former un filament à partir d'une impulsion chirpée [Peñano 04]. De leur côté, Kandidov *et al.* ont observé dans leurs simulations numériques que pour une constante de structure donnée $C_n^2 = 1 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$, la distance à laquelle l'intensité atteignait le seuil d'ionisation (aussi appelée foyer non-linéaire) variait aléatoirement d'un tir à l'autre, mais tendait en moyenne à décroître en présence de turbulence [Kandidov 99]. La principale différence entre ces deux études est que Kandidov *et al.* considèrent une impulsion d'une puissance très supérieure à la puissance critique d'auto-focalisation P_{cr} (régime de multi-filamentation) tandis que Penano *et al.* restent proches de la puissance critique (formation d'un seul filament). Ces résultats soulignent le fait qu'en présence de turbulence, les filaments résultant de l'auto-focalisation et de l'effondrement de tout le faisceau présentent des caractéristiques différentes de ceux formés par instabilité modulationnelle à partir des inhomogénéités du faisceau [Bespalov 66]. L'auto-focalisation du faisceau entier devrait l'emporter dans le cas d'une turbulence de l'air et d'une puissance laser assez faibles, pour ne former alors qu'un filament unique. Il est nécessaire de comprendre la compétition entre auto-focalisation du faisceau et instabilité modulationnelle dans l'air turbulent pour parvenir à contrôler les caractéristiques longitudinales des filaments comme la longueur de filamentation [Couairon 03b] ou la concaténation de filaments [Tzortzakis 03, Couairon 03c, Béjot 08].

Déviations transverse

La stabilité du pointé radial a été étudiée expérimentalement et numériquement [Chin 02]. Des mesures de la position du filament après 30 m et 100 m présentent des déplacements isotropes aléatoires en bon accord avec les résultats des simulations. Par ailleurs, l'application de turbulences fortes et localisées dans la zone du filament s'est révélée avoir peu d'effets sur la stabilité radiale [Ackermann 06], tandis qu'une turbulence étendue ne semble pas réduire significativement le taux de survie des filaments [Salamé 07].

Certains ont avancé que la précision du pointé de filaments déjà formés devrait être quasiment insensible à la turbulence parce que la dimension transverse d'un filament est 10 fois plus petite que la dimension interne $l_0 = 1 \text{ mm}$ de la turbulence de l'air. Ce scénario repose sur l'idée que le filament se comporte comme un faisceau étroit, indépendant de la périphérie du cœur intense [Braun 95]. Cependant, il a été établi qu'en l'absence de turbulence, un filament est maintenu par un flux d'énergie allant du réservoir d'énergie de faible intensité vers le cœur intense [Mlejnek 99]; les pertes en énergie par absorption multi-photonique dissiperaient rapidement l'énergie du filament mince s'il n'était pas alimenté par ce flux [Kolesik 04]. Des expériences spécifiques ont conforté la validité de ce scénario [Liu 05, Dubietis 04] et des simulations numériques ont permis d'analyser précisément le flux conique d'énergie établi durant le processus de filamentation [Faccio 08a, Polesana 08]. Puisque la dimension transverse

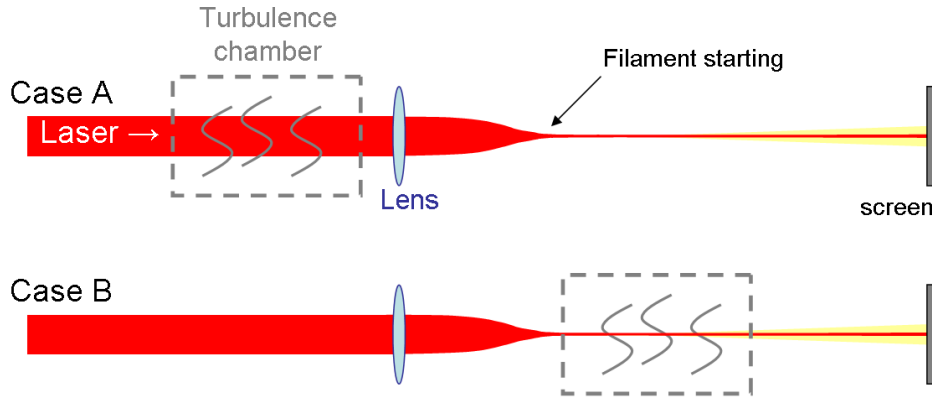


FIG. 4.2 - Schéma du dispositif expérimental. Cas A : la turbulence est appliquée en amont de la zone de filamentation et une caméra enregistre pour chaque tir le point de lumière blanche sur un écran placé 7 mètres après la lentille. La distance entre le diaphragme et l'entrée de la chambre à turbulence est de 3 m et la lentille est placée 30 cm après la sortie de la chambre. Cas B : la turbulence est appliquée sur le filament après l'auto-focalisation du faisceau. Le diaphragme est placé 10 cm avant la lentille et la chambre à turbulence est placée 3 m après.

du réservoir d'énergie entourant le filament dans l'air est plus grande que l'échelle interne du spectre de Kolmogorov l_0 , la partie du faisceau de faible intensité doit être sensible à la turbulence ; le flux d'énergie et la probabilité de survie d'un filament devrait donc être corrélés à cette sensibilité.

4.2 Étude en laboratoire

Aucune mesure quantitative n'a été effectuée jusqu'à maintenant pour comprendre l'interaction entre les filaments dans l'air turbulent et leur réservoir d'énergie. Dans cette étude, nous avons utilisé une chambre à turbulence calibrée pour étudier la filamentation dans l'air en fonction de l'intensité de la turbulence. Nous avons mesuré les effets de la turbulence sur la déviation transverse du filament, ainsi que sur la distance de collapse. Deux cas séparés ont été considérés : turbulence appliquée sur le trajet du faisceau avant le collapse (cas A) et après le début de la filamentation (cas B). Cette étude se restreint au cas où un seul filament est formé. Les simulations numériques sont effectuées pour les cas A et B et les effets du déplacement transverse sont analysés par une méthode statistique.

Procédure expérimentale

Impulsion laser

Le montage expérimental est présenté en Figure 4.2. Le laser utilisé est la chaîne laser Alpha 100, qui délivre des impulsions de 50 fs à 800 nm avec une énergie maximale par impulsion de 15 mJ à un taux de répétition de 100 Hz. Le faisceau présente un profil gaussien diaphragmé équivalent à un profil super-gaussien de diamètre $w_0 = 1,5$ cm (demi largeur à mi-hauteur). Pour obtenir un filament unique mais le plus long possible, nous avons restreint la puissance

crête initiale à quelques P_{cr} , qui vaut 3 GW dans l'air non-turbulent à pression atmosphérique. Il a été prédit que la turbulence atmosphérique devrait augmenter la puissance seuil pour l'effondrement (ou *collapse*) du faisceau P_c selon l'équation [Zuev 82, Petrishchev 71] :

$$\frac{P_c}{P_{cr}} = 1 + \frac{3}{4} k_0^2 a^2 \left(\frac{aC}{2} \right)^{2/3} \quad (4.3)$$

$$\text{où } C = 4,38 l_0^{-1/3} C_n^2 \left\{ 1 - \left[1 + 17,5 \frac{a^2}{l_0^2} \right]^{-1/6} \right\}$$

où k_0 est le nombre d'onde de l'impulsion laser, $a = w_0/\sqrt{2}$ la largeur d'un faisceau initial gaussien $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \exp(-r^2/2a^2)$, et $l_0 = 1$ mm est l'échelle interne de la turbulence. Pour $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, la condition (4.3) donne $P_c \sim 6,4 P_{cr}$. Nous avons utilisé des impulsions de 3 mJ d'énergie, ce qui correspond à une puissance crête de l'ordre de $18 P_{cr}$. C'est presque trois fois la valeur requise pour l'auto-focalisation dans l'air turbulent avec le plus faible C_n^2 employé. Pour réduire la distance requise pour le collapse et la filamentation, le faisceau était focalisé avec une lentille de focale $f = 4$ m. Dans ces conditions, toutes nos expériences ont amené à l'observation d'un filament unique.

Chambre à turbulence

La chambre à turbulence calibrée a été décrite dans la référence [Billard 82]. Elle se compose d'une cuve de 2,3 m de long dans laquelle de l'air chaud (jusqu'à 60°) est soufflé latéralement pour obtenir un flux turbulent uniforme dans toute la cuve. Le facteur C_n^2 définissant la turbulence est calibré dans la cuve à l'aide d'un CT-mètre, qui est une sonde micro-thermique mesurant la constante locale de température C_T . Le C_n^2 est ensuite déterminé en utilisant la relation

$$C_n = \frac{79 \times 10^{-6} P}{T^2} C_T,$$

où P et T sont respectivement la pression (en millibar) et la température (en Kelvin) du gaz dans la chambre à turbulence [Murty 78]. Le C_n^2 pouvait être varié entre $C_n^2 = 10^{-13}$ et $10^{-10} \text{ m}^{-2/3}$. Cela correspond à une distance de propagation dans l'air de 100 m dans des conditions typiques allant de temps calme à très agité.

Système d'imagerie du filament

Au cours du processus de filamentation l'impulsion laser subit l'effet d'une importante auto-modulation de phase qui élargit son spectre et génère en sortie de filament un faisceau de lumière blanche [Couaïron 07]. Ce continuum de lumière blanche est utilisé comme critère pour déterminer la présence de filament et pour mesurer sa position dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation. Une caméra CCD munie d'un filtre en verre BG39 SCHOTT bloquant la composante fondamentale du laser autour de 800 nm enregistre des images de ce spot de lumière blanche sur un écran diffusant à large réflectivité spectrale placé 7 mètres après la lentille de focalisation (voir Figure 4.2). La caméra est une ANDOR DU434 CCD comportant une matrice de 1024×1024 pixels de $13 \mu\text{m}$, permettant une résolution de $100 \mu\text{m}$ sur l'écran. Pour chaque mesure 256 images ont été enregistrées à un taux de répétition de 10 Hz (limité par la vitesse de l'obturateur mécanique dans la caméra). La stabilité de pointé est évaluée en calculant la déviation standard σ de la position du maximum d'intensité. Sachant qu'en

l'absence de turbulence on forme un filament à chaque tir laser, le taux de présence de lumière blanche correspond à la probabilité de formation de filament pour un faisceau traversant les turbulences dans le cas A, tandis qu'il donne le taux de survie du filament dans une région turbulente dans le cas B. Dans chaque cas la position du point blanc est comparée au centre de gravité du même faisceau à faible intensité (dont le diamètre moyen dans la chambre vaut ~ 1 mm) se propageant linéairement dans la chambre à turbulence.

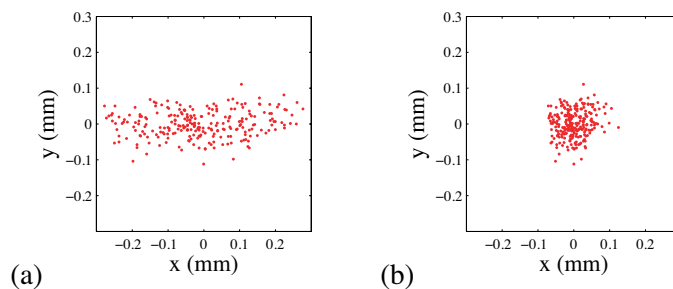


FIG. 4.3 - Positions du centre du faisceau de 100 μJ en l'absence de turbulence avant (a) et après (b) la correction horizontale.

Le faisceau laser IR présentait une légère instabilité dans le plan horizontal en raison de vibrations mécaniques dans le compresseur de la chaîne laser. On le voit par exemple dans la figure 4.3(a) montrant une superposition de 200 tirs du centre de gravité du faisceau de faible intensité en l'absence de turbulence. Pour corriger cette anisotropie spatiale la dispersion horizontale des points a été corrigée par transformation homothétique pour qu'elle présente la même déviation standard que la dispersion verticale. Ce traitement est justifié par l'hypothèse que les effets de la turbulence sont isotropes [Tatarskii 61]. La distribution des points après cette correction est présentée en Figure 4.3(b).

Résultats expérimentaux

Un résultat typique pour la déviation du faisceau est présenté en Figure 4.4. La figure 4.4(a) montre les positions des filaments dans le cas A (turbulence avant le début de la filamentation) et la figure 4.4(b) les positions des filaments dans le cas B (turbulence après la formation du filament). On remarque que la dispersion des points est nettement plus importante lorsque la turbulence est appliquée avant le début de la filamentation.

Nous avons pratiqué une analyse statistique des déplacements transverses en fonction de la turbulence. Les figures 4.6 et 4.7 montrent des exemples de la distribution de l'intensité de la lumière blanche sur l'écran (a) et la distribution des positions transverses des filaments pour 256 tirs (b) dans le cas A pour $C_n^2 = 1.7 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$ and $C_n^2 = 2.1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ respectivement.

Il est bien établi qu'en faisant l'hypothèse que l'on a une turbulence uniforme et isotrope, les déplacements horizontaux et verticaux du pointé devraient indépendamment suivre une loi de distribution normale avec la même variance, puisque la turbulence de l'air est un procédé stochastique. Cela signifie que la distance à l'axe de propagation (centre du faisceau à $r = 0$)

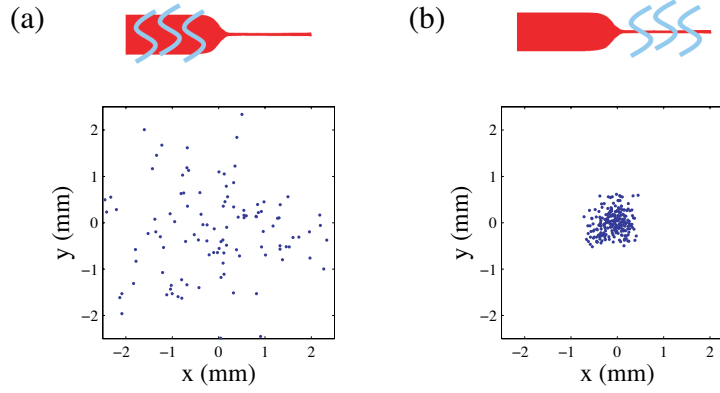


FIG. 4.4 - Position du spot de lumière blanche du filament sur l'écran dans les cas A (a) et B (b) pour un paramètre de turbulence $C_n^2 = 1.7 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$.

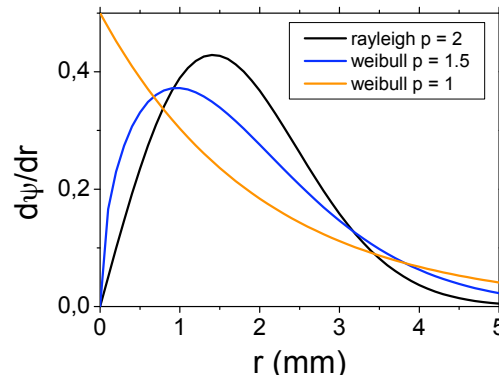


FIG. 4.5 - Exemple de trois densités de probabilité de Weibull pour une même largeur $w_W = 2 \text{ mm}$ calculées à partir de l'équation (4.5). Pour $p = 2$ (courbe noire) la distribution de Weibull correspond à une distribution de Rayleigh, à laquelle l'on s'attend dans le cas d'une propagation linéaire. Lorsque p diminue le maximum de la distribution se rapproche de l'axe ($r = 0 \text{ mm}$). La courbe rouge ($p = 1,5$) correspond à la distribution obtenue dans le cas du régime filamenté. Enfin la courbe verte donne le cas limite d'une distribution exponentielle pour $p = 1$.

doit être correctement décrite par une loi de répartition de Rayleigh :

$$\Psi_R(r) = 1 - \exp(-r^2/w_R^2), \quad (4.4)$$

où w_R correspond à la largeur de la distribution. Ce résultat a été établi par Chin *et al.* [Chin 02] dans le cas de filaments analysés après une distance de propagation de 30 et 150 m dans l'air. Nos résultats sont partiellement en accord avec ce résultat, mais montrent aussi dans certains cas des distributions différentes que nous interprétons par une influence plus forte des effets non-linéaires que de la turbulence sur la déviation transverse. Les Figures 4.6c et 4.7c montrent l'histogramme des distances à l'axe des spots (c'est à dire des maxima

d'intensité) pour une turbulence forte et très faible. Ces histogrammes ne peuvent pas être fittés parfaitement avec une loi de distribution de Rayleigh. Dans ce cas, le meilleur fit de la distribution des filaments a été obtenu en utilisant une fonction de répartition de Weibull :

$$\Psi_W(r) = 1 - \exp(-r^p/w_W^p), \quad (4.5)$$

qui est une généralisation de la loi de distribution de Rayleigh (les deux coïncident pour $p = 2$ comme le montre la figure 4.5). Dans notre analyse statistique, nous avons fitté la distribution des filaments en traçant la quantité $\log(-\log(1 - \Psi))$, qui dépend du nombre de points cumulés Ψ localisés sur un disque de rayon r , en fonction de r pour chaque intervalle de l'histogramme (voir Figures 4.6d et 4.7d). Cela permet de déterminer les paramètres w_W et p de la distribution de Weibull, l'amplitude de $|p - 2|$ indiquant son écart par rapport à la distribution de Rayleigh. La densité de probabilité correspondante $P = d\Psi/dr$ (ligne continue dans la sous-figure (c)) est ensuite comparée à l'histogramme expérimental.

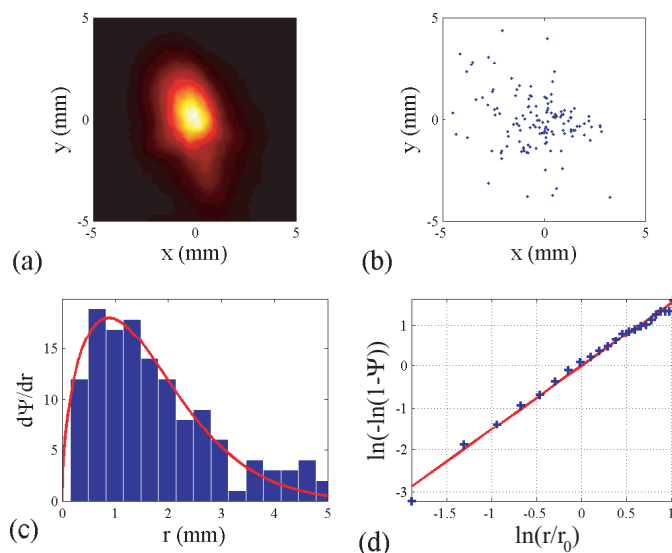


FIG. 4.6 - Résultats expérimentaux pour 256 tirs dans le cas A en présence de forte turbulence $C_n^2 = 1,7 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$. (a) Exemple de section efficace du faisceau laser observée à 7 m de la sortie de la cuve. (b) Positions transverse des filaments. 127 tirs (49 %) au total ont produit un filament. (c) Histogramme des déplacements transverses fittés par une distribution de probabilité de Weibull (courbe rouge continue dans les Figures (c) et (d)) ayant pour paramètres $p = 1,52$ et $w_W = 1,78 \text{ mm}$. (d) détail la procédure de fit qui consiste à déterminer la pente de la fonction $\ln(-\ln(1 - \Psi))$ de la quantité cumulée Ψ de filaments situés dans un cercle de rayon r .

Comme le montrent les Figures 4.6 et 4.7, la distribution de la position transverse des filaments dans le cas A peut être correctement décrite par une distribution de probabilité de Weibull. Cette distribution est proche d'une fonction de distribution de Rayleigh seulement dans le cas des turbulences de fortes intensités ($C_n^2 \geq \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$). Une diminution de l'intensité de la turbulence mène à une diminution de l'amplitude moyenne des déplacements transverse des filaments.

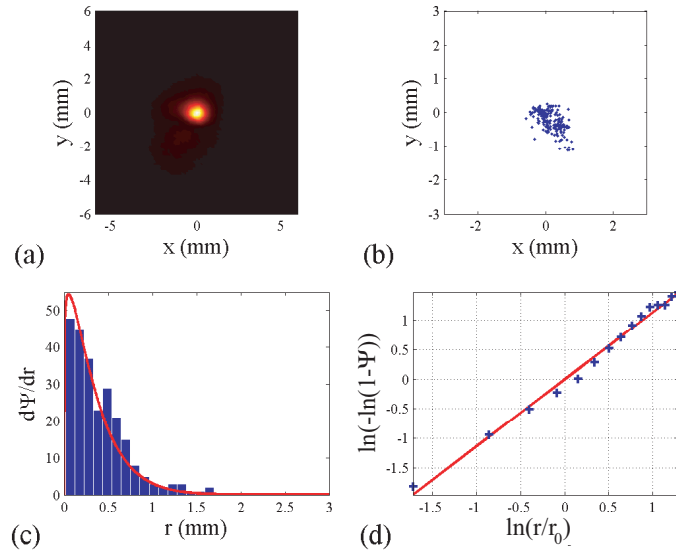


FIG. 4.7 - Résultats expérimentaux présentés comme dans la figure 4.6 pour 251 tirs positifs (98 %) dans le cas A en présence d'une très faible turbulence $C_n^2 = 2,1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$. La distribution de Weibull des déplacements transverses (courbe continue dans les figures (c) et (d)) a pour paramètres $p = 1,13$ et $w_W = 0,41 \text{ mm}$.

La Figure 4.8 montre une analyse statistique similaire effectuée dans le cas B. On note que les déplacements transverses sont beaucoup plus petits dans ce cas, où le filament est déjà formé lorsque le faisceau traverse la région turbulente.

La Figure 4.9 récapitule les résultats pour la stabilité de pointé dans les cas A et B en fonction de la turbulence dans la chambre. Est aussi présentée la stabilité de pointé du faisceau à faible intensité (losanges noirs) se propageant linéairement sur l'ensemble du trajet. D'après la référence [Beland 93], dans un cas de propagation linéaire la moyenne du carré du déplacement transverse δr du faisceau sur l'écran suit la loi

$$\langle (\delta r)^2 \rangle = 2,91L^2 \int_0^L C_n^2(z)w(z)^{-1/3}dz, \quad (4.6)$$

où w est la largeur du faisceau et L est la longueur de propagation dans le milieu turbulent. La courbe en pointillés rouges a été calculée en utilisant l'équation (4.6), et présente un bon accord avec les mesures expérimentales à faible intensité utilisées comme cas test. Dans le régime pleinement non-linéaire on peut voir que la turbulence appliquée au faisceau avant le collapse (cas A) a un effet drastique sur la probabilité de formation du filament et sur la stabilité du pointé. Par contraste, la probabilité de survie du filament déjà formé est largement insensible à la turbulence, même si l'instabilité du pointé est toujours légèrement supérieure à celle du cas linéaire avec les mêmes conditions.

Ces résultats sont en accord avec le modèle du réservoir d'énergie : dans le cas A, l'ensemble du faisceau subit les effets de la turbulence de l'air avant l'auto-focalisation qui forme le filament. Le réservoir d'énergie n'est donc pas encore organisé de manière à fournir un flux d'énergie parfaitement axi-symétrique vers l'axe de propagation, mais le filament peut toujours se former tant que la turbulence n'est pas assez forte pour empêcher le flux d'énergie de maintenir une

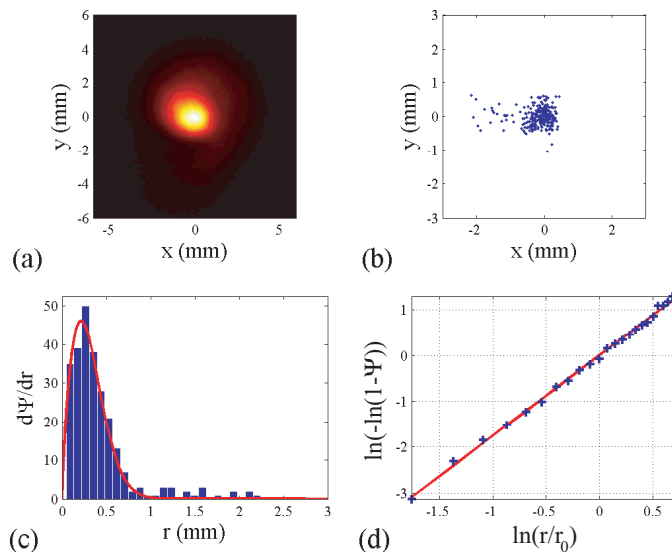


FIG. 4.8 - Résultats expérimentaux présentés comme dans la figure 4.6 pour 233 tirs positifs (91 %) dans le cas B en présence d'une forte turbulence $C_n^2 = 1,7 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$. La distribution de Weibull des déplacements transverses (courbe continue dans les figures (c) et (d)) a pour paramètres $p = 1,76$ and $w_W = 0,35 \text{ mm}$.

puissance au dessus de P_{cr} dans le coeur du filament. Il en résulte que la turbulence a un effet considérable sur le taux de probabilité de former un filament dans le cas A. En effet, en augmentant le paramètre C_n^2 , ce taux décroît de 97 % à 50 %. Cette observation est aussi en accord avec les conclusions de Peñano *et al.* selon lesquelles la turbulence accroît la distance requise pour former un filament dans le cas de filaments résultants de l'auto-focalisation du faisceau entier [Peñano 04]. On ne s'attend pas à ce que ce résultat soit vrai dans tous les cas ; comme nous le verrons par la suite, une plus grande puissance et un régime d'instabilité modulationnelle amplifié peut amener à la conclusion inverse.

À l'opposé, dans le cas B, le flux d'énergie s'organise dans l'air non-turbulent et est parfaitement symétrique à l'entrée de la cuve à turbulence. Les importants effets non-linéaires à l'oeuvre dans le coeur du filament, en particulier l'absorption multiphotonique, agissent comme une force de guidage qui prévaut sur les effets de la turbulence pour maintenir le centre de symétrie du flux d'énergie sur ou proche de l'axe de propagation. Le réservoir d'énergie alimentant le filament fait à peu près 1 mm de diamètre (la longueur de Rayleigh correspondante est de $\sim 4 \text{ mm}$) et n'est donc pas affecté par la turbulence, si ce n'est sous la forme d'une légère déviation angulaire (ou *tilt*). Ainsi, une fois formé le filament est très robuste face aux attaques de la turbulence. Cependant, la raison de cette robustesse ne s'explique pas par un équilibre du coeur du filament lui-même, mais par le fait qu'une longueur de propagation bien plus importante serait nécessaire pour modifier fortement le réservoir d'énergie de 1 mm de diamètre et surpasser l'effet du flux d'énergie.

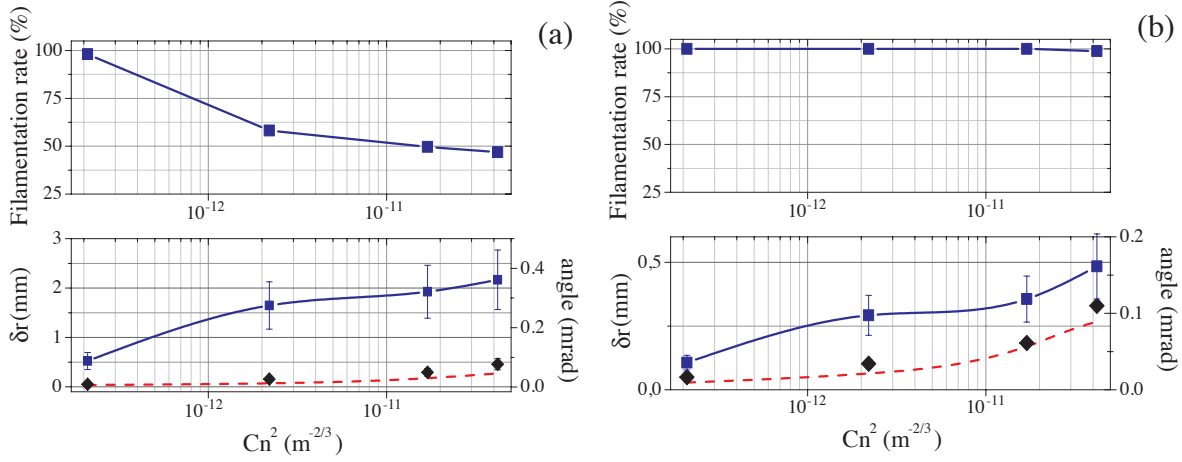


FIG. 4.9 - Taux de formation de filaments et déplacement moyen des filaments $\langle \delta r \rangle$ produits avec un faisceau de 3 mJ en fonction du C_n^2 (en m^{-2/3}) dans la chambre à turbulence pour les cas A (a) et B (b). Les losanges noirs montrent la déviation mesurée pour une impulsion de 100 μ J se propageant linéairement dans les mêmes conditions de turbulence. La courbe en pointillés rouges est calculée à partir de la formule (4.6) pour une propagation linéaire.

4.3 Résultats de la simulation numérique

Nous avons effectué des simulations numériques du processus de filamentation pour les cas A et B en considérant les mêmes conditions que dans l'expérience. Dans les deux cas et pour chaque série de simulations faites avec des paramètres de turbulence similaires (C_n^2 , l_0 , L_0) mais avec des réalisations d'écrans de phase différentes, nous avons appliqué l'analyse statistique présentée en section 4.2. On présentera ici les résultats typiques obtenus en utilisant le même ordre de présentation que pour les résultats expérimentaux.

Paramètres initiaux de la simulation

L'impulsion initiale est supposée être gaussienne dans le temps et super-gaussienne d'ordre 20 dans l'espace de manière à reproduire l'effet du diaphragme circulaire utilisé dans les expériences ; son enveloppe est décrite par

$$\mathcal{E}(x, y, t, z = 0) = \mathcal{E}_0 \exp(-(x^2 + y^2)^{n/2}/w_0^n - t^2/t_p^2), \quad (4.7)$$

où $w_0 = 15$ mm est le diamètre du faisceau et $t_p = 42$ fs est la durée de l'impulsion. L'intensité initiale $\mathcal{E}_0^2 \equiv 2^{2/n} n P_{in} / 2\pi w_0^2 \Gamma(2/n)$ est calculée à partir de la puissance initiale $P_{in} = E_{in}/t_p \sqrt{\pi/2}$ qui elle, est obtenue à partir de l'énergie laser en entrée E_{in} . Pour $P = 18P_{cr}$, la distance d'auto-focalisation du faisceau super-gaussien est obtenue sur l'axe à $z = 119$ m, après formation d'un profil à anneaux multiples, anneaux qui n'influent cependant pas sur le collapse [Fibich 05b]. La lentille est modélisée dans les deux cas par une courbure spatiale du faisceau $\exp(-ik_0(x^2 + y^2)/2f)$. Avec la lentille de focale $f = 4$ m, l'auto-focalisation du faisceau super-gaussien est obtenue numériquement à 3,9 m sans formation d'anneaux de diffraction.

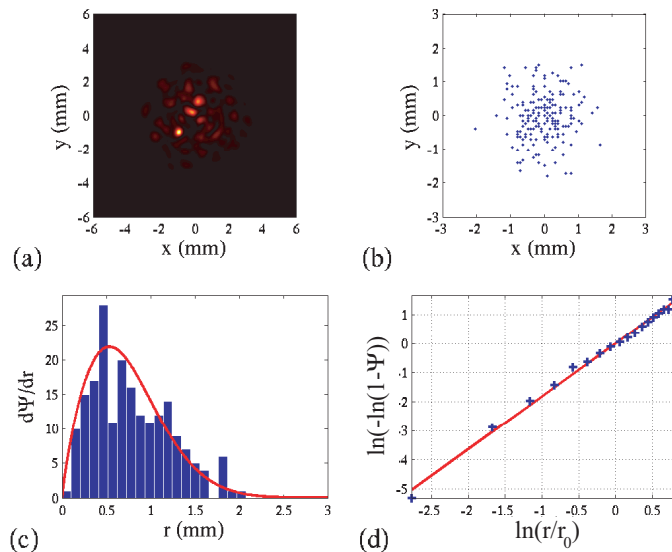


FIG. 4.10 - Résultats des simulations numériques présentés comme dans la figure 4.6 pour 200 tirs dans le cas A en présence d'une forte turbulence $C_n^2 = 1,7 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$. La fonction de probabilité de la distribution de Weibull (courbe continue dans les figures (c) et (d)) a pour paramètres $p = 1,81$ and $w_W = 0,83 \text{ mm}$.

Simulations du cas A

Les résultats des simulations lorsque l'impulsion traverse la chambre à turbulence avant filamentation (cas A) sont présentés en Figures 4.10 et 4.11 respectivement dans le cas de très fortes ($C_n^2 = 9 \times 10^{-10} \text{ m}^{-2/3}$) et de très faibles turbulences de l'air ($C_n^2 = 2.1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$). Chaque série de simulations compte 200 tirs. En présence d'une turbulence très forte ($C_n^2 = 9 \times 10^{-10} \text{ m}^{-2/3}$) ou forte (Fig. 4.10, $C_n^2 = 1.7 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$), la distribution des filaments peut être correctement décrite par une distribution de Weibull avec un paramètre p légèrement inférieur à 2, indiquant que l'instabilité du pointé après l'étape de filamentation suit les lois attendus pour un faisceau globalement affecté par une turbulence homogène et isotrope. Le paramètre w_W peut être interprété comme une mesure de l'instabilité du pointé et croît avec la force des turbulences.

Pour de faibles (Fig. 4.11, $C_n^2 = 2.2 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$) ou très faibles ($C_n^2 = 2.1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$) turbulences, la distribution des filaments ne peut plus être décrite par une distribution de type Rayleigh (c'est à dire une distribution de Weibull avec un paramètre p proche de 2). Le paramètre de la distribution de Weibull est en effet inférieur à 1 dans les deux cas, indiquant que la probabilité de trouver le filament à une distance r de l'axe de propagation est maximale sur l'axe ($r = 0$). Une distribution similaire est observée expérimentalement pour $C_n^2 = 2 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ (voir Figure 4.7). Cela signifie qu'après la cuve à turbulence, les effets de la focalisation linéaire par la lentille et de l'auto-focalisation de l'ensemble du faisceau prévalent sur les effets de la faible turbulence dans la première partie de la propagation. Il en résulte une instabilité de pointé minimale, qui diminue encore lorsqu'on décroît l'intensité de la turbulence.

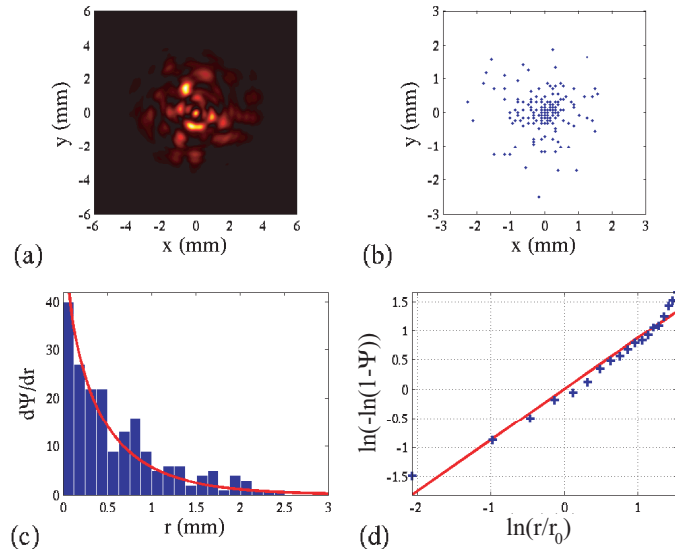


FIG. 4.11 - Résultats des simulations numériques présentés comme dans la figure 4.6 pour 200 tirs dans le cas A en plaçant l'écran à $z = 7$ m et pour une faible turbulence $C_n^2 = 2.2 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$. La fonction de probabilité de la distribution de Weibull a pour paramètres $p = 0,87$ and $w_W = 0,50$ mm.

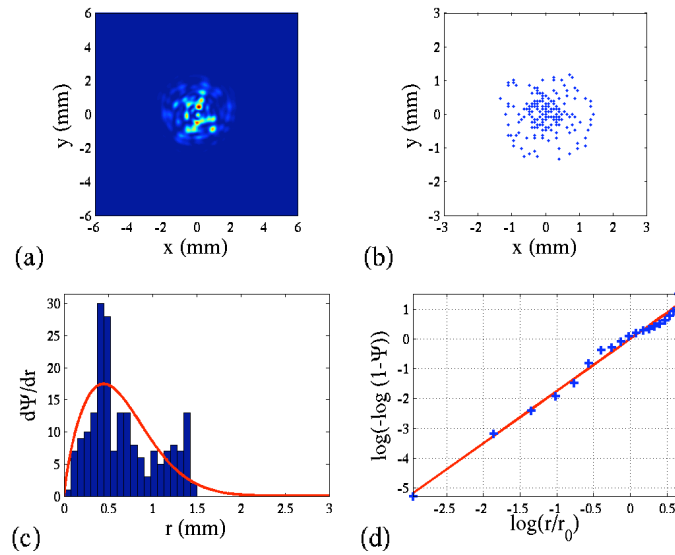


FIG. 4.12 - Résultats des simulations numériques présentés comme dans la figure 4.6 pour 200 tirs dans le cas A en plaçant l'écran à $z = 6$ m et pour une faible turbulence $C_n^2 = 2.2 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$. La fonction de probabilité de la distribution de Weibull a pour paramètres $p = 1,75$ and $w_W = 0,73$ mm.

Compétition entre turbulence et formation d'anneaux

Le résultat précédent souligne une compétition entre les effets d'une turbulence faible et les effets linéaires et non-linéaires jouant un rôle dans la filamentation en l'absence de turbulence, à savoir la diffraction et l'effet Kerr optique. Une particularité remarquable de cette compétition est présentée en Figure 4.12 obtenue à partir de simulations de l'expérience A avec une faible turbulence de l'air (on observe des résultats similaires avec une très faible turbulence). La Figure 4.12(c) montre que la distribution de Weibull reproduit très mal les résultats numériques. La raison pour ce faible accord vient du fait que pour certains intervalles de l'histogramme on obtient une accumulation de filaments. C'est aussi clairement visible sur la distribution des filaments [Fig. 4.12(b)] qui présente des anneaux là où les filaments sont préférentiellement situés. Ces anneaux sont formés parce que le profil initial du faisceau est super-gaussien (pour modéliser l'effet du diaphragme cylindrique). De précédentes études ont montré que l'auto-focalisation de faisceaux super-gaussien pouvait conduire à la formation d'anneaux [Couairon 02] et que les filaments dans l'air non-turbulent se plaçaient préférentiellement sur les maxima du gradient d'intensité du faisceau [Méchain 04b, Méchain 04a]. Il existe une solution auto-similaire de type annulaire de l'équation de Schrödinger non-linéaire qui agit comme un attracteur pour la dynamique de l'effondrement des faisceaux super-gaussiens [Fibich 05b]. Bien que la détermination de la puissance minimum au delà de laquelle un collapse en anneau apparaît reste encore une question ouverte, il a été démontré qu'un collapse en anneau radialement symétrique pouvait être obtenu pour des puissances initiales supérieures à $15 P_{cr}$; en présence d'inhomogénéités brisant la symétrie dans le faisceau initial, des filaments multiples se forment, comme le confirment les observations expérimentales [Grow 06]. Une compétition existe donc entre la turbulence et cet effet. Parce que les puissances utilisées ici sont relativement faibles, on observe une formation d'anneaux sans effondrement catastrophique des anneaux. En présence d'une symétrie radiale parfaite le filament se formerait finalement sur l'axe après refocalisation du faisceau entier même si des anneaux apparaissent. Mais en présence d'une faible turbulence l'instabilité modulationnelle est amplifiée et les filaments se forment sur les anneaux intenses générés durant l'étape de focalisation. Comme nous allons le voir, cette compétition explique aussi le déplacement longitudinal des filaments.

Interprétation du déplacement longitudinal des filaments dans l'air turbulent

La compétition entre auto-focalisation de l'ensemble du faisceau et instabilité modulationnelle (IM) a été étudiée par Fibich *et al.* [Fibich 05a] qui ont montré que pour des puissances incidentes inférieures à $100P_{cr}$, l'auto-focalisation du faisceau entier dominait et que la distance de collapse variait alors en $1/\sqrt{P}$, tandis que pour $P > 100P_{cr}$ l'instabilité modulationnelle l'emportait et la distance de collapse variait en $1/P$. Ceci découle du taux d'amplification k_i des petites perturbations se développant en $\exp(k_i z)$, donné par la distance de propagation

$$k_i z_0 = k_{\perp} w_0 \sqrt{\frac{P}{P_{cr}} - \frac{k_{\perp}^2 w_0^2}{16}}, \quad (4.8)$$

où $k_{\perp}$ est le nombre d'onde des perturbations et z_0 , la longueur de Rayleigh associée au faisceau de diamètre w_0 , normalise le taux d'accroissement. Le taux d'accroissement maximum est $k_i^{max} z_0 = 2P/P_{cr}$ et correspond à une amplification d'un facteur 10^4 sur une distance $z = z_0 \times 2 \log(10) P_{cr}/P$.

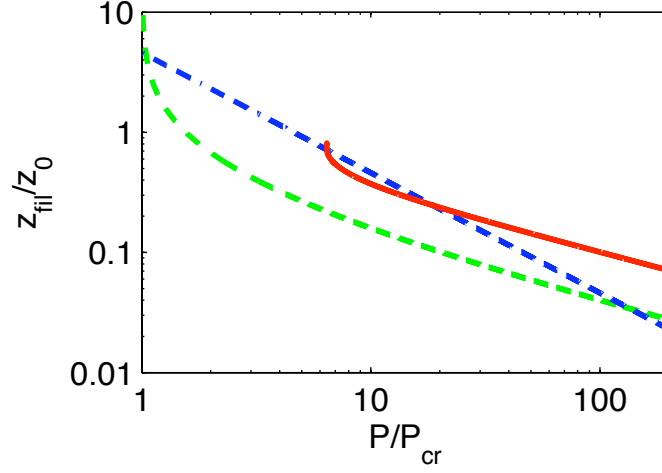


FIG. 4.13 - Distance de filamentation en fonction de P/P_{cr} : distance pour laquelle on observe un gain de 10^4 par IM (ligne en tiret-point bleue) ; distance de collapse dans l'air sans turbulence (ligne pointillée) ; distance de collapse en présence de turbulence (ligne continue, $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$).

La figure 4.13 présente la distance z_{fil} à laquelle un filament se formerait en atmosphère non turbulente (courbe verte en pointillés), comme le donne la loi de Marburger pour l'effondrement de faisceaux optiques dans des milieux Kerr. Elle croît de façon quasi-linéaire en $(P/P_{cr})^{-1/2}$ [Marburger 75]. La ligne bleu en tirets-points montre la distance requise pour que l'instabilité modulationnelle amplifie des petites perturbations d'un facteur 10^4 ; cette distance devient inférieure à la distance de collapse z_{fil} lorsque la puissance dépasse $200 P_{cr}$. L'auto-focalisation du faisceau entier est donc le mécanisme dominant pour la formation des filaments dans un faisceau de faible puissance initiale.

En revanche, dans une atmosphère turbulente, la distance requise pour que le faisceau entier s'auto-focalise est déterminée par la fonction [Petrishchev 71] :

$$1 + (1 - P/P_{cr})(z/z_0)^2 + \frac{k^3 w_0^4 C}{8} (z/z_0)^3 = 0 \quad (4.9)$$

où C est donné par l'équation (4.3). Un filament formé en atmosphère turbulente démarre à cette distance de collapse qui est tracée en trait rouge continu dans la Figure 4.13 en fonction de P/P_{cr} pour $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$. Les filaments obtenus par auto-focalisation du faisceau entier démarrent donc à des distances plus grandes lorsque la turbulence de l'air est plus forte. Il résulte que le seuil de puissance au delà duquel l'instabilité modulationnelle commence à être le mécanisme dominant pour la formation de filaments est inférieur au seuil prédit par Marburger pour la distance de collapse. La Figure 4.13 montre que la courbe en trait plein ($C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$) croise la ligne en tiret-points (IM) autour de $20 P_{cr}$, ce qui réduit d'un facteur 10 le seuil de formation d'un filament par instabilité modulationnelle dans les conditions de notre expérience. Puisque la distance requise pour l'instabilité modulationnelle et l'amplification du bruit par la turbulence décroît lorsque la turbulence augmente, nos conditions correspondent à la région où l'auto-focalisation du faisceau entier est en compétition avec l'instabilité modulationnelle pour la formation des filaments. Ces résultats expliquent aussi

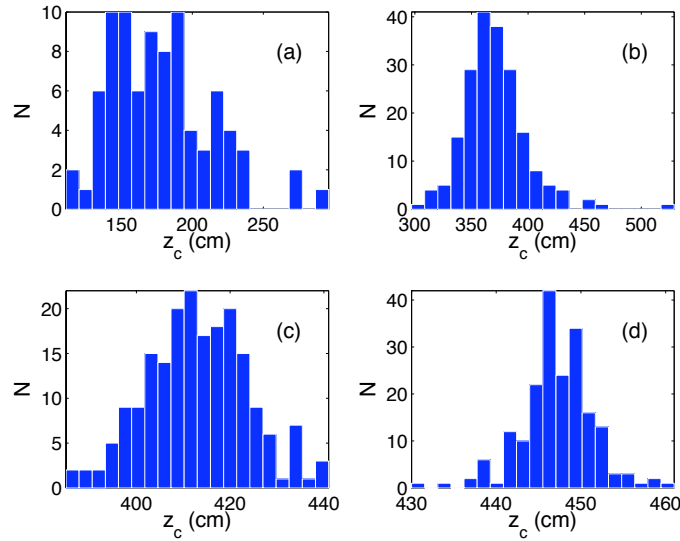


FIG. 4.14 - Distribution des distances de filamentation, définies comme la distance minimale pour laquelle l'intensité crête dépasse le seuil de 10^{13} W/cm^2 dans le cas A. Le foyer de la lentille est à $z = 400 \text{ cm}$ et la distance de collapse sans turbulence est à $z = 390 \text{ cm}$. L'analyse statistique est faite sur 200 tirs pour chaque cas de C_n^2 , qui sont présentés par turbulence décroissante. (a) $C_n^2 = 9 \times 10^{-10} \text{ m}^{-2/3}$. (b) $C_n^2 = 1.7 \times 10^{-11} \text{ m}^{-2/3}$. (c) $C_n^2 = 2.2 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$. (d) $C_n^2 = 2.1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$. L'intensité crête est en dessous du seuil pour 57% des tirs dans le cas (a), 1% dans le cas (b) et 0% dans les cas (c) et (d).

la diminution de la distance moyenne de collapse obtenue par Kandidov *et al.* [Kandidov 99] lorsque la turbulence est augmentée.

Pour le confirmer nous avons calculé la distance minimale pour laquelle l'intensité crête excède un certain seuil, pour chaque série de 200 essais correspondant à chaque valeur du C_n^2 dans le cas A. Les résultats sont présentés dans les Figures 4.14 et 4.15. Pour une forte turbulence la filamentation démarre en moyenne avant le foyer non-linéaire à $z = 390 \text{ cm}$ déterminé par un calcul similaire mais en l'absence de turbulence. Pour une faible turbulence, la position moyenne du début du filament est déplacée derrière le foyer de la lentille. Ce résultat ne dépend pas du choix du seuil d'intensité choisi comme le montre la comparaison entre les Figures 4.14 et 4.15. Cependant, le taux de filamentation défini ici comme le nombre de tirs pour lesquels l'intensité crête excède le seuil choisi dépend fortement de ce seuil. Cela s'explique par le fait qu'en raison de la saturation, l'intensité crête pour un filament dans l'air non turbulent atteint quelques 10^{13} W/cm^2 [Couairon 03a]; la valeur de saturation décroît lorsque l'amplitude des turbulences augmente, ainsi, le taux de filamentation décroît lorsque le C_n^2 augmente ou lorsque l'on choisit un seuil d'intensité plus élevé.

On note finalement que l'emploi de la forme la plus simple des théories sur l'instabilité modulationnelle, qui s'appliquent pour des perturbations d'ondes planes, mène à une estimation plus élevée ($200 P_{cr}$) pour le seuil de l'IM que la valeur qui serait obtenue en considérant l'IM d'un profil de Townes [Porrás 07] ou l'IM d'une solution en anneau [Grow 06]. Le principe de notre analyse serait néanmoins le même avec un profil de faisceau différent, et devrait être qualitativement en accord avec nos résultats.

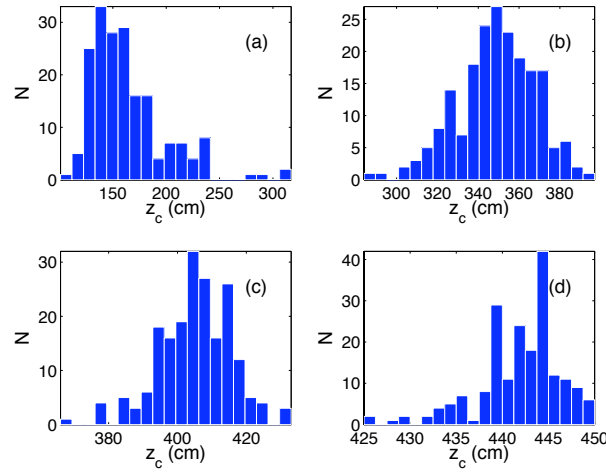


FIG. 4.15 - Même analyse qu'en figure 4.14 mais en considérant un seuil de $8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. L'intensité crête reste en dessous du seuil pour 7% des tirs dans le cas (a) $C_n^2 = 9 \times 10^{-10} \text{ m}^{-2/3}$ et est toujours au dessus pour les autres cas.

Simulations dans le cas B

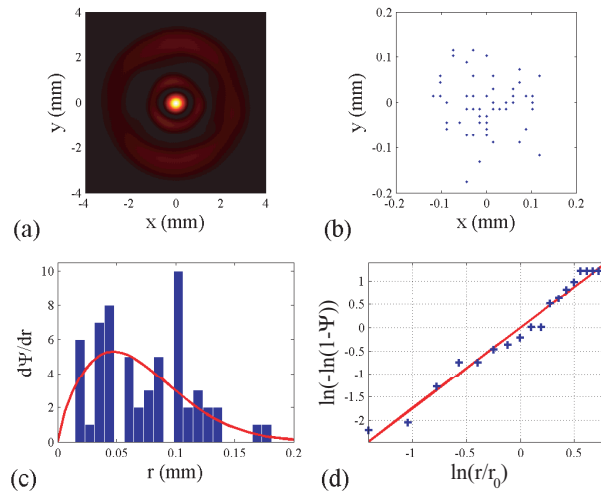


FIG. 4.16 - Résultats des simulations numériques présentés comme dans la figure 4.6 pour 60 tirs dans le cas B en plaçant l'écran à $z = 6 \text{ m}$ et pour une très forte turbulence $C_n^2 = 9 \times 10^{-10} \text{ m}^{-2/3}$. La distribution de Weibull a pour paramètres $p = 1,74$ et $w_W = 0,077 \text{ mm}$.

Pour le cas B, la simulation numérique s'est avérée beaucoup plus complexe que dans le cas A puisque tous les effets non-linéaires agissent sur le faisceau en même temps que la turbulence ce qui nécessite de les considérer tous alors que l'on pouvait en négliger certains pour simplifier le calcul dans le cas précédent. La durée d'une simulation dans le cas B était donc de 19 heures par tir, contre 13 minutes dans le cas A. Pour cette raison nous n'avons simulé que le cas d'une très

forte turbulence $C_n^2 = 9 \times 10^{-10} \text{ m}^{-2/3}$. La Figure 4.16 montre l'analyse statistique des résultats de la simulation. La figure 4.16a montre clairement que le réservoir d'énergie présente des anneaux qui sont le résultat de plusieurs effets, parmi lesquels la diffraction du faisceau initial par le diaphragme, l'auto-focalisation du faisceau super-gaussien ou encore la compétition entre diffraction et absorption multiphotonique, qui agit comme un bloqueur distribué le long du filament, générant ainsi des anneaux de diffraction [Faccio 08b]. La turbulence joue seulement un rôle après que le réservoir d'énergie a été réorganisé en anneaux. C'est pourquoi l'action de la turbulence sur le coeur intense est limitée à une légère déviation angulaire sur le filament. Le flux d'énergie de plus grande dimension vers l'axe de propagation est en principe plus sensible à la turbulence de l'air mais l'absorption multiphotonique dans le coeur du filament parvient à maintenir le flux d'énergie et sa symétrie. Tout ceci conduit finalement à ce que le filament déjà formé soit globalement peu affecté par la turbulence, en accord avec les observations expérimentales.

4.4 Propagation en extérieur

Avec le même laser et le même système d'imagerie de l'émission du filament nous avons voulu étudier les effets de la turbulence naturelle de l'atmosphère sur la filamentation d'un faisceau collimaté. Pour ce faire nous avons propagé le faisceau du laser Alpha 100 à l'extérieur de notre laboratoire sur la plus grande distance disponible, jusqu'à un bâtiment situé à l'entrée du centre de l'ENSTA, à une distance de 150 mètres de notre chaîne laser (voir photo du centre vue du ciel 4.17).



FIG. 4.17 - Photo satellitaire du laboratoire. Le trait blanc figure le trajet du faisceau laser entre le laboratoire et le bâtiment où sont installés les appareils de détection. Ce trajet fait 150 mètres.

Description de l'expérience

Dans cette expérience nous avons propagé le faisceau collimaté (c'est à dire non focalisé) de 10 mJ d'énergie sur 150 mètres. Pour repousser la distance d'auto-focalisation du faisceau collimaté qui était de l'ordre de 15 m, nous avons élargi son diamètre à 30 mm et appliqué à son spectre une dérive de fréquence de -400 fs^2 . Cette valeur correspond qualitativement à la dispersion induite par 20 mètres de propagation dans l'air. Le début de l'ionisation est observé sur un papier à $z = 30 \text{ m}$ du laser et celle-ci se poursuit de façon plus ou moins continue sur une centaine de mètres (jusqu'à $z = 130 \text{ m}$). Le faisceau parcourt 140 m à l'extérieur (où le C_n^2 mesuré vaut $2.10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$) et 10 m dans la pièce ($C_n^2 = 2.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$).

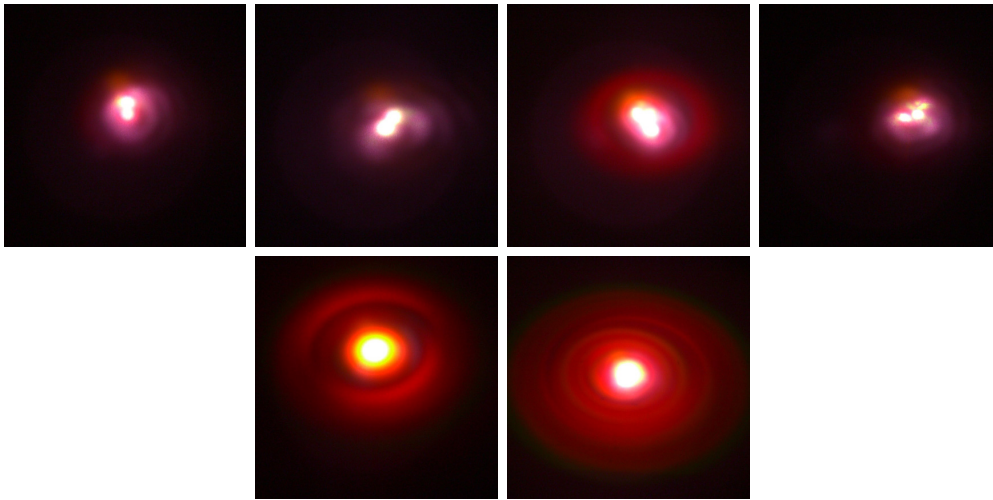


FIG. 4.18 - Photos de l'émission conique observée sur un écran à 150 mètres. Les quatre photos du haut montrent des cas de multifilamentation alors que les deux photos du bas correspondent à la formation d'un filament unique. Les point blanc au centre sont ici dus à la saturation des capteurs de l'appareil photo par le fondamental du laser, même si un continuum de lumière blanche moins intense peut être observé à l'oeil nu à cet endroit.

Lorsque toute l'énergie du laser était utilisée (15 mJ) on observait un à trois filaments dont l'intensité du continuum était assez instable (voir Figure 4.18). Nous avons donc diminué l'énergie à 10 mJ pour n'obtenir qu'un filament unique. Nous avons mesuré la dimension du coeur intense du filament à 70 et 90 m en prenant un impact du faisceau sur un papier photosensible (Figure 4.19). L'impact confirme la présence d'ionisation et permet d'estimer le diamètre du coeur intense du faisceau à 0,7 mm, ce qui est supérieur au diamètre des filaments produits en focalisant le faisceau qui ont plutôt un diamètre de $100 \mu\text{m}$. Cette valeur est en accord avec les diverses mesures expérimentales rapportées précédemment [Méchain 05a].

Ici encore le continuum de lumière blanche a servi de critère pour déterminer la présence de filament. En revanche, pour définir le centre du filament nous avons pris cette fois le maximum d'intensité sur l'écran (sans filtrer le fondamental) car le continuum de lumière blanche étant généré sur une distance très grande, il subit fortement la turbulence, ce qui ne rend pas bien compte de la direction du faisceau autoguidé en fin de filament. Une caméra CCD filmaient ce spot sur un écran diffusant placé à $z = 150 \text{ m}$. Pour chaque cas 200 images ont été enregistrées. Enfin, le même traitement statistique a été appliqué aux images que pour les expériences en

laboratoire.

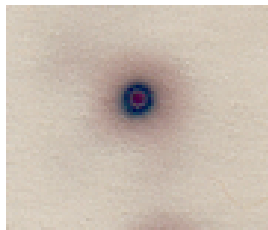


FIG. 4.19 - Impact du filament sur un papier photographique pris à 70 mètres du laser. Le coeur rouge sur le papier photo fait 700 μm de diamètre et correspond au coeur intense ionisé du filament laser.

Évaluation du C_n^2 moyen le long du parcours du laser

Au cours de l'expérience la turbulence de l'air a été mesurée à l'extérieur au moyen du CT-mètre. À partir du C_T , de la température et de la pression on peut déduire la constante de structure de la turbulence atmosphérique appelée C_n^2 . Nous avons ainsi mesuré localement un C_n^2 de $1.10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$. À l'intérieur du laboratoire le C_n^2 était plutôt de l'ordre de $2.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, principalement à cause du système de climatisation. Si maintenant on calcule le C_n^2 moyenné le long du parcours $(C_n^2)_{eq}$ à partir du tilt mesuré (déviations standard en radians) du faisceau collimaté à faible énergie se propageant linéairement dans l'air [Bendersky 04] :

$$\langle(\delta\theta)^2\rangle = 2,91(C_n^2)_{eq}Lw_0^{-1/3}, \quad (4.10)$$

où L est la distance sur laquelle le faisceau se propage et w_0 est son diamètre. En prenant $L = 150 \text{ m}$, $w_0 = 3 \text{ cm}$ et $\langle(\delta\theta)^2\rangle = 1,7.10^{-10} \text{ rad}^2$ on trouve ainsi que $(C_n^2)_{eq} = 1,2.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$. La déviation du faisceau semble donc être principalement due à la turbulence de l'air dans le laboratoire, et à l'interface intérieur/extérieur.

Traitement statistique de la déviation du pointé du faisceau

On applique aux mesures faible et forte énergie (500 μJ et 10 mJ respectivement) le même traitement statistique que pour les mesures effectuées en laboratoire avec la cuve à turbulence. Dans le cas où le faisceau contient 10 mJ on a toujours la formation d'un filament et la présence de lumière blanche et d'émission conique. En revanche l'intensité de ce continuum de lumière et sa divergence sont plus instables que lors des expériences en laboratoire, parce que la source est très étendue et que sur des distances aussi grandes le filament présente des discontinuités et une longueur plus sensible aux variations d'énergie du faisceau initial.

On note qu'en passant d'un régime de propagation linéaire (à faible énergie) à un régime non-linéaire la déviation moyenne de la direction du faisceau reste quasiment inchangée. En revanche, le faisceau laser est plus concentré (voir image en insert de la figure 4.20) et sa distribution présente un maximum plus près de l'axe de propagation. Ce qui se traduit par un p plus petit dans la distribution de Weibull correspondante.

En conclusion, le faisceau filamenté présente un tilt moyen légèrement plus grand que le faisceau non filamenté, principalement dû aux turbulences subies avant l'auto-focalisation ; mais une

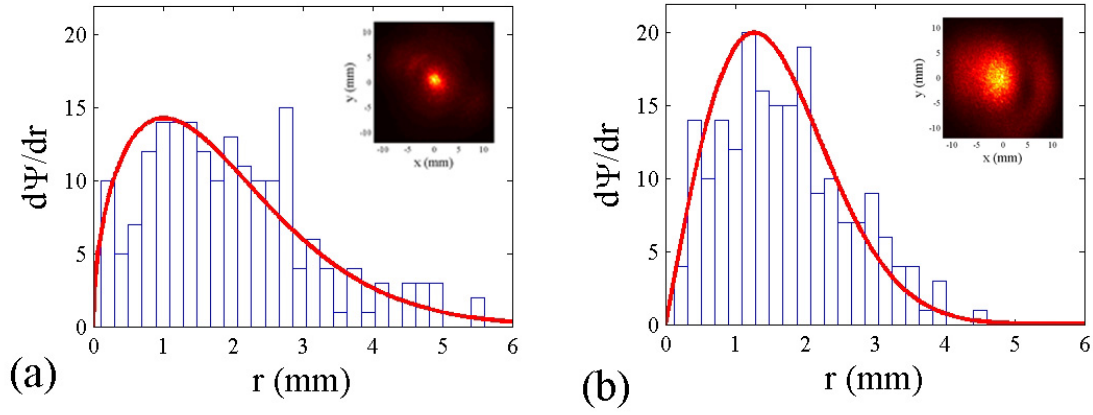


FIG. 4.20 - Résultats expérimentaux présentés pour 200 tirs dans le cas d'un faisceau de 10 mJ (a) et de 0,5 mJ (b). L'insert montre un exemple de profil d'intensité mesuré à 150 m par la caméra. Les paramètres de la distribution de Weibull sont $p = 1,5$ et $w_W = 2,05$ mm pour le faisceau filamenté (a) et $p = 1,8$ et $w_W = 1,85$ mm pour le faisceau atténué (b).

fois formé le filament est peu sensible aux turbulences, et le régime filamenté accroît même la probabilité de voir le faisceau avec une déviation transverse nulle ($p = 1,5$ au lieu de 1,8).

Conclusion de la première partie

L'influence de la turbulence de l'air sur la filamentation d'impulsions laser ultracourtes de quelques puissances critiques P_{cr} a été étudiée expérimentalement en laboratoire à l'aide d'une chambre à turbulence reproduisant sur 2,3 mètres différentes conditions atmosphériques, ainsi qu'en extérieur sur une distance de 150 m. La déviation transverse du filament et son taux de survie en présence de turbulence ont été mesurés précisément pour différents scénarii lorsque le faisceau se propage dans une atmosphère calme à très turbulente. Dans chaque cas la déviation transverse statistique correspond bien à une loi de distribution de Weibull et la déviation moyenne augmente avec l'amplitude des turbulences. Ces mesures sont bien reproduites par des simulations numériques.

Nous avons donc montré que la turbulence de l'air avait peu d'influence sur la propagation d'un faisceau intense une fois le filament formé. Le filament subit alors une déviation légèrement plus importante qu'un faisceau de même taille se propageant linéairement, mais il n'est pas détruit par les turbulences. Mais lorsque le faisceau laser subit une forte turbulence au cours de l'étape initiale d'auto-focalisation, comme c'est parfois le cas dans les expériences en extérieur, le taux de filamentation décroît et l'on observe une augmentation notable de l'instabilité du pointé. La diminution de la probabilité de former un filament tend à prouver que la distance de filamentation augmente sensiblement en présence de turbulence. À l'inverse, une fois formés, les filaments se montrent particulièrement robustes et quasiment insensibles à la turbulence. Nous interprétons le déplacement longitudinal des filaments par la compétition entre l'instabilité modulationnelle et l'auto-focalisation du faisceau entier comme processus dominant lors de la formation du filament.

Bibliographie

- [Abramowitz 72] M. Abramowitz & I. A. Stegun. Handbook of mathematical functions. Dover, New York, 1972.
- [Ackermann 06] R. Ackermann, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon & J.-P. Wolf. *Laser filaments generated and transmitted in highly turbulent air*. Opt. Lett., vol. 31, pages 86–88, 2006.
- [Beland 93] R. R. Beland. *Propagation through atmospheric optical turbulence*. In WA : ERIM F. G. Smith Ed. Ann Arbor Bellingham, editeur, Atmospheric Propagation of Radiation, volume 2 of *IR/EO Systems Handbook*, pages 157–232. SPIE Optical Engineering Press, 1993.
- [Bendersky 04] S. Bendersky, N.S. Kopeika & N. Blaunstein. *Atmospheric optical turbulence over land in middle east costal environments : prediction modeling and measurments*. Appl. Opt., vol. 43, page 4070, 2004.
- [Bespalov 66] V. I. Bespalov & V. I. Talanov. *Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids*. JETP Lett., vol. 3, pages 307–310, 1966.
- [Billard 82] M. Billard, G. Fertin & J.C. Fontanella. *Atmospheric Turbulence Simulation Cell for Optical Propagation Experiment*. In 4th International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers, Stresa (Italy), September 13-17 1982.
- [Braun 95] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier & G. Mourou. *Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air*. Opt. Lett., vol. 20, no. 1, pages 73–75, 1995.
- [Brodeur 97] A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva & V. P. Kandidov. *Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air*. Opt. Lett., vol. 22, no. 5, pages 304–306, 1997.
- [Béjot 08] P. Béjot, J. Kasparian & J.-P. Wolf. *Dual-color co-filamentation in Argon*. Opt. Exp., vol. 16, pages 14115–14127, 2008.
- [Chateauneuf 08] M. Chateauneuf, S. Payaur, J. Dubois & J.-C. Kieffer. *Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide*. Appl. Phys. Lett., vol. 92, page 091104, 2008.
- [Chiao 64] R. Y. Chiao, E. Garmire & C. H. Townes. *Self-trapping of optical beams*. Phys. Rev. Lett., vol. 13, no. 15, pages 479–482, 1964.
- [Chin 02] S. L. Chin, A. Talebpour, J. Yang, S. Petit, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva & M. P. Tamarov. *Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air*. Appl. Phys. B, vol. 74, pages 67–76, 2002.
- [Couairon 02] A. Couairon, S. Tzortzakis, L. Bergé, M. Franco, B. Prade & A. Mysyrowicz. *Infrared light filaments : simulations and experiments*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, no. 13, pages 1117–1131, 2002.
- [Couairon 03a] A. Couairon. *Dynamics of femtosecond filamentation from saturation of self-focusing laser pulses*. Phys. Rev. A, vol. 68, page 015801, 2003.

-
- [Couairon 03b] A. Couairon. *Filamentation length of powerful laser pulses*. Appl. Phys. B, vol. 76, pages 789–792, 2003.
- [Couairon 03c] A. Couairon, G. Méchain, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Lamouroux, B. Prade & A. Mysyrowicz. *Propagation of twin laser pulses in air and concatenation of plasma strings produced by femtosecond infrared filaments*. Optics Commun., vol. 225, pages 177–192, 2003.
- [Couairon 07] A. Couairon & A. Mysyrowicz. *Femtosecond filamentation in transparent media*. Physics Reports, vol. 441, pages 47–189, 2007.
- [Courvoisier 03] F. Courvoisier, V. Boutou, J. Kasparian, E. Salmon, G. Méjean, J. Yu & J.-P. Wolf. *Ultraintense light filaments transmitted through clouds*. Appl. Phys. Lett., vol. 83, no. 2, pages 213–215, 2003.
- [Davis 66] J.L. Davis. *Consideration of Atmospheric Turbulence in Laser Systems Design*. Appl. Opt., vol. 5, pages 139–148, 1966.
- [Dubietis 04] A. Dubietis, E. Gaižauskas, G. Tamošauskas & P. Di Trapani. *Light filaments without self-channeling*. Phys. Rev. Lett., vol. 92, no. 25, page 253903, 2004.
- [Eisenmann 08] S. Eisenmann, J. Penano, P. Sprangle & A. Ziegler. *Effect of an energy reservoir on the atmospheric propagation of Laser-Plasma Filaments*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, page 155003, 2008.
- [Faccio 08a] D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, P. Di Trapani, A. Couairon, D. Papazoglou & S. Tzortzakis. *Ultrashort laser pulse filamentation from spontaneous X-Wave formation in air*. Opt. Express, vol. 16, 2008.
- [Faccio 08b] D. Faccio, M. Clerici, A. Averchi, O. Jedrkiewicz, S. Tzortzakis, D. G. Papazoglou, F. Bragheri, L. Tartara, A. Trita, S. Henin, I. Critiani, A. Couairon & P. Di Trapani. *Kerr-induced spontaneous Bessel beam formation in the regime of strong two-photon absorption*. Opt. Express, vol. 16, page 8213, 2008.
- [Fibich 05a] G. Fibich, S. Eisenmann, B. Ilan, Y. Erlich, M. Fraenkel, Z. Henis, A. L. Gaeta & A. Ziegler. *Self-focusing distance of very high power laser pulses*. Opt. Express, vol. 13, no. 15, page 5897, 2005.
- [Fibich 05b] G. Fibich, N. Gavish & X.-P. Wang. *New singular solutions of the nonlinear Schrödinger equation*. Physica D, vol. 211, page 193, 2005.
- [Grow 06] T. D. Grow, A. A. Ishaaya, L. T. Vuong, A. L. Gaeta, N. Gavish & G. Fibich. *Collapse dynamics of Super-Gaussian beams*. Opt. Express, vol. 14, no. 12, page 5468, 2006.
- [Hauri 04] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert & U. Keller. *Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation*. Appl. Phys. B, vol. 79, pages 673–677, 2004.
- [Kandidov 99] V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, M. P. Tamarov, A. Brodeur & S. L. Chin. *Nucleation and random movement of filaments in the propagation of high-power laser radiation in a turbulent atmosphere*. Quantum Electronics, vol. 29, no. 10, pages 911–915, 1999.

- [Kasparian 00] J. Kasparian, R. Sauerbrey, D. Mondelain, S. Niedermeier, J. Yu, J.-P. Wolf, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, M. Rodriguez, H. Wille & L. Wöste. *Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere*. Opt. Lett., vol. 25, no. 18, pages 1397–1399, 2000.
- [Kolesik 04] M. Kolesik & J. V. Moloney. *Self-healing femtosecond light filaments*. Opt. Lett., vol. 29, no. 6, pages 590–592, 2004.
- [Lange 98] H. R. Lange, G. Grillon, J.-F. Ripoche, M. A. Franco, B. Lamouroux, B. S. Prade, A. Mysyrowicz, E. T. J. Nibbering & A. Chiron. *Anomalous long-range propagation of femtosecond laser pulses through air : moving focus or pulse self-guiding ?* Opt. Lett., vol. 23, no. 2, pages 120–122, 1998.
- [Liu 05] W. Liu, J.-F. Gravel, F. Théberge, A. Becker & S. L. Chin. *Background reservoir : its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air*. Appl. Phys. B, vol. 80, pages 857–860, 2005.
- [Marburger 75] J. H. Marburger. *Self-focusing : Theory*. Prog. Quant. Electr., vol. 4, pages 35–110, 1975.
- [Martin 88] J. M. Martin & S. M. Flatte. *Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-D random media*. Appl. Opt., vol. 27, page 2111, 1988.
- [Méchain 04a] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D’Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz & R. Sauerbrey. *Long range self-channeling of infrared laser pulses in air : a new propagation regime without ionization*. Appl. Phys. B, vol. 79, pages 379–382, 2004.
- [Méchain 04b] G. Méchain, A. Couairon, M. Franco, B. Prade & A. Mysyrowicz. *Organizing multiple femtosecond filamentation in air*. Phys. Rev. Lett., vol. 93, no. 3, page 035003, 2004.
- [Méchain 05a] G. Méchain. *Study of filamentation of femtosecond laser pulses in air*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, École Polytechnique, Palaiseau, France, 2005.
- [Méchain 05b] G. Méchain, G. Méjean, R. Ackermann, P. Rohwetter, Y.-B. André, J. Kasparian, B. Prade, K. Stelmazczyk, J. Yu, E. Salmon, W. Winn, L. A. (Vern) Schlie, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste & J.-P. Wolf. *Propagation of fs-TW laser filaments in adverse atmospheric conditions*. Appl. Phys. B, vol. 80, pages 785–789, 2005.
- [Mlejnek 99] M. Mlejnek, M. Kolesik, J. V. Moloney & E. M. Wright. *Optically turbulent femtosecond light guide in air*. Phys. Rev. Lett., vol. 83, no. 15, pages 2938–2941, 1999.
- [Murty 78] S.S.R. Murty & W. Bilbro. *Atmospheric effects on CO₂ laser propagation*, volume 1357. NASA Technical Paper, 1978.
- [Nibbering 96] E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin & A. Mysyrowicz. *Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air*. Opt. Lett., vol. 21, no. 1, pages 62–64, 1996.

-
- [Peñano 04] J. R. Peñano, P. Sprangle, B. Hafizi, A. Ting, D. F. Gordon & C. A. Kapetanakis. *Propagation of ultra-short, intense laser pulses in air*. Phys. Plasmas, vol. 11, no. 5, pages 2865–2874, 2004.
- [Petrishchev 71] V. A. Petrishchev. *Application of the method of moments to certain problems in the propagation of partially coherent light beams*. Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Radiofiz., vol. 14, page 1416, 1971.
- [Polesana 08] P. Polesana, M. Franco, A. Couairon, D. Faccio & P. Di Trapani. *Filamentation in Kerr media from pulsed bessel beams*. phys. Rev. A, vol. 77, page 043814, 2008.
- [Porras 04] M. A. Porras, A. Parola, D. Faccio, A. Dubietis & P. Di Trapani. *Nonlinear unbalanced Bessel beams : Stationary conical waves supported by nonlinear losses*. Phys. Rev. Lett., vol. 93, no. 15, page 153902, 2004.
- [Porras 07] M. A. Porras, A. Parola, D. Faccio, A. Couairon & P. Di Trapani. *Light-filament dynamics and the spatiotemporal instability of the Townes profile*. Phys. Rev. A, vol. 76, page 011803, 2007.
- [Prade 06] B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, A. Couairon, H. Buersing, B. Eberle, M. Krenz, D. Seiffer & O. Vasseur. *Spatial Mode Cleaning by Femtosecond Filamentation in air*. Opt. Lett., vol. 31, no. 17, page 2601, 2006.
- [Rohwetter 08] P. Rohwetter, M. Queisser, K. Stelmaczyk, M. Fechner & L. Woste. *Laser multiple filamentation control in air using a smooth phase mask*. Phys. Rev. A, vol. 77, page 013812, 2008.
- [Salamé 07] R. Salamé, Lascoux N, E. Salmon, R. Ackermann, J. Kasparian & J.-P. Wolf. *Propagation of laser filaments through an extended turbulent region*. Appl. Phys. Lett., vol. 91, page 171106, 2007.
- [Shen 84] Y.R. Shen. The principles of nonlinear optics. Wiley-Interscience, New York, 1984.
- [Tatarskii 61] V. I. Tatarskii. Wave propagation in turbulent medium. McGraw-Hill, New York, 1961.
- [Théberge 08] F. Théberge, M. Châteauneuf, V. Ross, P. Mathieu & J. Dubois. *Ultrabroadband conical emission generated from the ultraviolet up to the near-infrared during the optical filamentation in air*. Opt. Lett., vol. 33, page 2515, 2008.
- [Tzortzakis 03] S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano, M. Franco, B. Prade & A. Mysyrowicz. *Concatenation of plasma filaments created in air by femtosecond infrared laser pulses*. Appl. Phys. B, vol. 76, pages 609–612, 2003.
- [Xi 08] T.T. Xi, X. Lu & J. Zhang. *Spatiotemporal moving focus of long femtosecond-laser filaments in air*. Phys. Rev. E, vol. 78, page 055401, 2008.
- [Zuev 82] V. E. Zuev. Laser beams in the atmosphere. Consultants Bureau, New York and London, 1982.

Deuxième partie

Propriétés électriques d'un filament et de son
plasma

Plasma produit par filamentation laser

DANS la partie précédente nous avons abordé la filamentation laser du point de vue de l'optique et l'on ne considérait du plasma que les effets d'absorption et de défocalisation qu'il pouvait induire sur l'impulsion infrarouge. Dans cette partie nous allons décrire plus en détail les mécanismes en jeu lors de la génération et de la relaxation du plasma, puis nous analyserons les principales caractéristiques du canal de plasma. Nous passerons ensuite en revue plusieurs applications basées sur l'interaction de filaments laser avec des champs électriques et des décharges. Enfin nous présenterons les résultats d'une expérience visant à étudier le captage de forts courants par filamentation laser.

5.1 Introduction

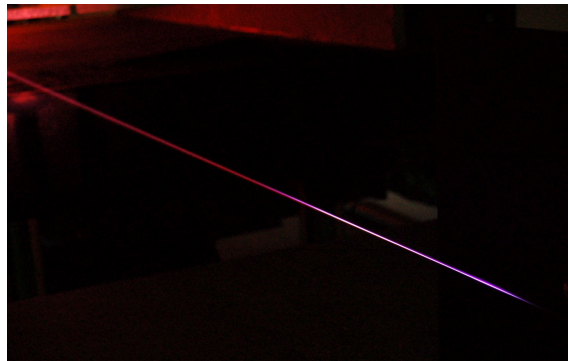


FIG. 5.1 - Photo d'un filament produit en laboratoire en focalisant une impulsion de 10 mJ, 50 fs à l'aide d'une lentille de focale 1 m. La couleur bleutée de la fluorescence du plasma est caractéristique des raies d'émission de l'azote [Luo 03]. À la sortie du filament (à gauche) le faisceau est visible (de couleur rouge) car son spectre s'est élargi vers les courtes longueurs d'ondes sous l'effet de l'automodulation de phase [Couaïron 07].

La génération de plasma est un processus inhérent à la filamentation laser dans l'air puisque l'ionisation est nécessaire pour contrebalancer l'auto-focalisation par effet Kerr [Couaïron 07],

du moins dans la partie la plus intense du filament. Au cours des quinze dernières années de nombreuses applications basées sur son utilisation ont été proposées comme le paratonnerre laser [Zhao 95a, Chin 99, Kasparian 03], le captage de forts courants [Houard 07a], la réalisation de guides d'onde dans l'atmosphère [Musin 07, Chateauneuf 08], d'antennes radiofréquence [D'Amico 08b] ou la génération de rayonnement TéraHertz à distance [Proulx 00, D'Amico 07] (voir Partie 3.). Dans la perspectives de toutes ces applications aussi bien que d'un point de vue purement fondamental il est crucial de bien connaître, voire de contrôler les caractéristiques de ce plasma. Or sa caractérisation s'avère plus complexe que celle de l'impulsion lumineuse du filament, puisque des mesures *in situ* sont difficilement réalisables, et que sa modélisation par un code numérique particulière s'avère quasiment impossible en raison du nombre de particules en jeu et du caractère atypique de ce plasma. Comme nous le verrons par la suite, la mise en évidence et l'étude expérimentale du plasma peut se faire soit par l'analyse de son rayonnement (luminescence des molécules excitées [Talebpour 99, Hosseini 04] ou émission dans le domaine TéraHertz [Proulx 00, Tzortzakis 02]), soit par des expériences pompe-sonde résolues en temps (diffractométrie femtoseconde [Tzortzakis 00], spectroscopie THz [Kampfrath 07] ou visible, holographie [Papazoglou 08]), soit enfin par des mesures électriques de sa conductivité [Schillinger 99, Ladouceur 01, Tzortzakis 99].

Dans ce chapitre nous tâcherons de résumer l'état actuel des connaissances théoriques et expérimentales concernant le canal de plasma du filament laser, pour en dresser le tableau le plus compréhensible et le plus précis possible. Cette connaissance "fondamentale" du plasma nous servira par la suite à élaborer des modèles pour expliquer les résultats de rayonnement RF du filament [D'Amico 08b], de guidage de décharges électriques (Section 5.4) ou encore de rayonnement THz du filament (Partie 3).

5.2 Vie et mort du canal de plasma

Pour faire simple, dans les trois premières sections de ce chapitre nous nous restreindrons à considérer un cas "typique" de filament produit en laboratoire. Sa génération consiste à focaliser à l'aide d'une lentille de focale $f \sim 2$ m dans l'air à pression atmosphérique une impulsion IR ($\lambda_0 = 800$ nm) d'une centaine de femtosecondes et de quelques mJ, ce qui correspond à quelques P_{cr} . Le filament produit alors un fin canal de plasma d'un mètre de longueur et de 100 μ m de diamètre.

Ionisation par l'impulsion femtoseconde

Photo-ionisation de l'air

L'impulsion laser ionise l'air lorsque son champ électrique devient suffisamment important pour séparer les électrons des couches externes des atomes présents dans le milieu. L'air étant constitué à 77 % d'azote (N_2) et à 22 % d'oxygène (O_2) ce sont principalement ces deux espèces qui interviennent. Leurs potentiels d'ionisation respectifs sont $U_{N_2} = 15,6$ eV et $U_{O_2} = 12,1$ eV, c'est donc l'oxygène qui est le premier constituant à être ionisé. À la longueur d'onde $\lambda_0 = 800$ nm l'énergie d'un photon vaut $\hbar\omega_0 = 1,54$ eV, l'ionisation de l'air requiert donc l'absorption simultanée d'un grand nombre de photons, ce qui est fortement improbable à faible intensité. Il n'existe pas à proprement parler de seuil d'intensité pour ioniser l'air, mais comme la probabilité d'ionisation par absorption multiphotonique croît en I^K on observe que la photo-ionisation devient significative pour $I > 10^{12}$ W/cm² pour O_2 [Couairon 07]. Or,

grâce à l'autofocalisation du faisceau par effet Kerr l'intensité crête dans le coeur d'un filament atteint typiquement $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ [Lange 98], ce qui est suffisant pour que l'oxygène et l'azote soient ionisés une fois par le champ laser.

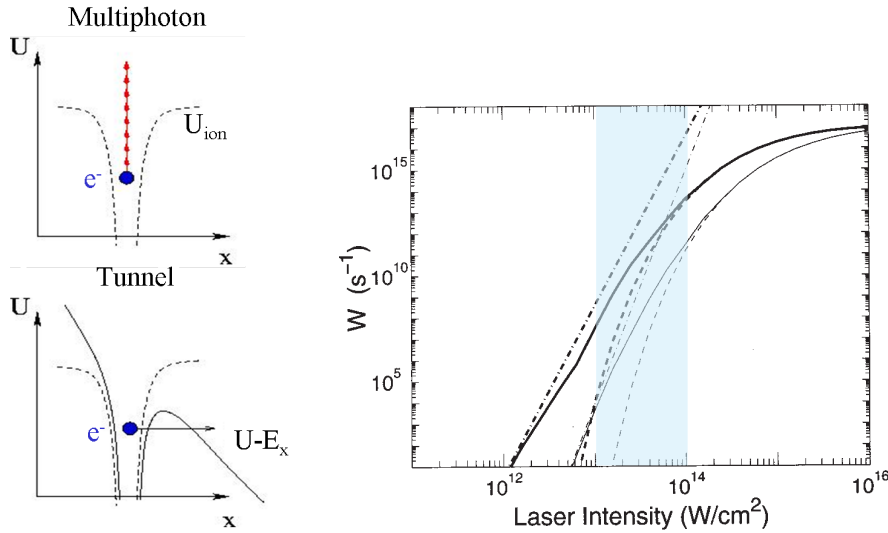


FIG. 5.2 - À gauche : Diagrammes expliquant le principe de l'ionisation multi-photonique et de l'ionisation par effet tunnel. À droite : Taux de photo-ionisation en fonction de l'intensité laser en prenant en compte à la fois l'ionisation multiphotonique et l'ionisation par effet tunnel (courbe continue). La zone bleue correspond aux intensités présentes dans un filament femtoseconde (d'après [Couairon 07]).

Cette photo-ionisation peut se dérouler suivant deux processus :

- L'**ionisation multiphotonique** est, par intensité croissante, le premier processus à entrer en jeu. Dans ce cas l'électron absorbe K photons (où $K \sim 8$ pour O_2 et 10 pour N_2) jusqu'à atteindre un état d'énergie supérieur à la barrière de potentiel coulombienne (schématisée par la courbe en pointillé dans la Figure 5.2) et à pouvoir échapper au champ électrostatique du noyau. Le taux d'ionisation croît alors selon I^K .
- L'**ionisation par effet tunnel** apparaît à plus haute intensité. Le champ laser E_x commence alors à compenser le champ électrostatique généré par le noyau, et lorsqu'il a suffisamment abaissé la barrière coulombienne la probabilité pour qu'un électron la traverse par effet tunnel devient non nulle.

Un troisième processus d'ionisation doit aussi être considéré même s'il est beaucoup moins important dans le cas d'impulsions femtosecondes qu'avec des impulsions nanosecondes ou plus longues, c'est l'ionisation par avalanche électronique. Analogue au développement d'une décharge de Townsend, ce processus décrit la multiplication des électrons dans le champ électrique du laser. Accéléré par le champ, un électron libre gagne de l'énergie cinétique qu'il va transférer à un neutre par collision. Si l'énergie transférée est assez importante la molécule neutre va libérer un nouvel électron et ainsi de suite. Pour avoir un effet significatif l'avalanche a besoin d'un certain temps pour se développer, or le temps moyen entre deux collisions électron-neutre étant de l'ordre de 300 fs, on peut négliger cet effet pour des impulsions laser de 100 ou 50 fs.

Modèle de Keldysh

La limite entre le régime d'ionisation multiphonique et le régime tunnel est définie par le modèle dit de Keldysh [Keldysh 65]. Le paramètre d'adiabaticité permet de situer qualitativement la limite entre les deux régimes d'ionisation :

$$\gamma_K = \sqrt{\frac{U_{ion}}{2U_P}} = 2,31 \cdot 10^6 \left(\frac{U_{ion}[\text{eV}]}{(\lambda^2[\mu\text{m}])(I[\text{W}/\text{cm}^2])} \right)^{1/2}, \quad (5.1)$$

où $U_P = e^2|E_0|^2/4m_e\omega_0^2$ est le potentiel pondéromoteur qui équivaut à l'énergie cinétique d'un électron accéléré à la vitesse de pincement $e|E_0|/m_e\omega_0$ par le champ laser d'amplitude E_0 . Le modèle d'ionisation multiphotonique est valide pour $\gamma_K \gg 1$ ($I \leq 10^{13}$ W/cm² pour $\lambda_0 = 800$ nm) tandis que le régime tunnel est prédominant pour $\gamma_K \ll 1$ ($I \geq 10^{14}$ W/cm²). Dans un filament femtoseconde on est à la limite des deux régimes, les deux types d'ionisations peuvent donc se produire.

Équation d'évolution de la densité électronique

Pendant le passage de l'impulsion la densité d'électrons libres ρ_e du milieu varie principalement en raison de l'ionisation par les photons et par les collisions électroniques. L'équation d'évolution de la densité électronique pendant le passage de l'impulsion laser ($\tau < 100$ fs) s'écrit [Couairon 07] :

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W(|E_0|^2)(\rho_{at} - \rho_e) + \frac{\sigma}{U_{ion}}\rho_e|E_0|^2 - \beta_{ep}\rho_e^2, \quad (5.2)$$

où $W(|E_0|^2)$ est le taux d'ionisation qui décrit la probabilité d'ioniser un atome de potentiel U_{ion} , β_{ep} est le coefficient d'attachement des électrons sur les ions et σ est la section efficace de collision par Bremsstrahlung inverse qui, suivant le modèle de Drude[Yablonovitch 72], s'exprime comme suit :

$$\sigma = \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e c n_0} \frac{\tau_c}{(1 + \omega_0^2 \tau_c^2)},$$

où $\tau_c = 10^{-12}$ s est le temps de collision des électrons dans le plasma et $\omega_0 = 2,3$ PHz est la fréquence du laser. L'application numérique donne $\sigma = 2 \cdot 10^{-18}$ cm².

L'équation (5.2) donne ainsi l'évolution de la densité électronique dans le filament pendant le passage de l'impulsion laser. Couplée à l'équation de Schrödinger non-linéaire exprimant la variation de l'amplitude du champ laser en présence des phénomènes non-linéaires impliqués dans la filamentation (voir Partie 1) elle permet de calculer la distribution de la densité électronique le long de l'axe de propagation z après le passage de l'impulsion laser (présentée dans la Figure 5.3). Ce code reproduit bien l'évolution spatio-temporelle de l'impulsion laser au cours de sa propagation mais il ne permet pas de prédire l'évolution du plasma suivant le passage de l'impulsion.

Relaxation du plasma

Vitesse d'expansion du plasma

L'expansion du canal ionisé pourrait jouer un rôle dans la relaxation du plasma, mais dans le cas du filament laser elle est généralement négligée. Cette expansion est limitée par la vitesse

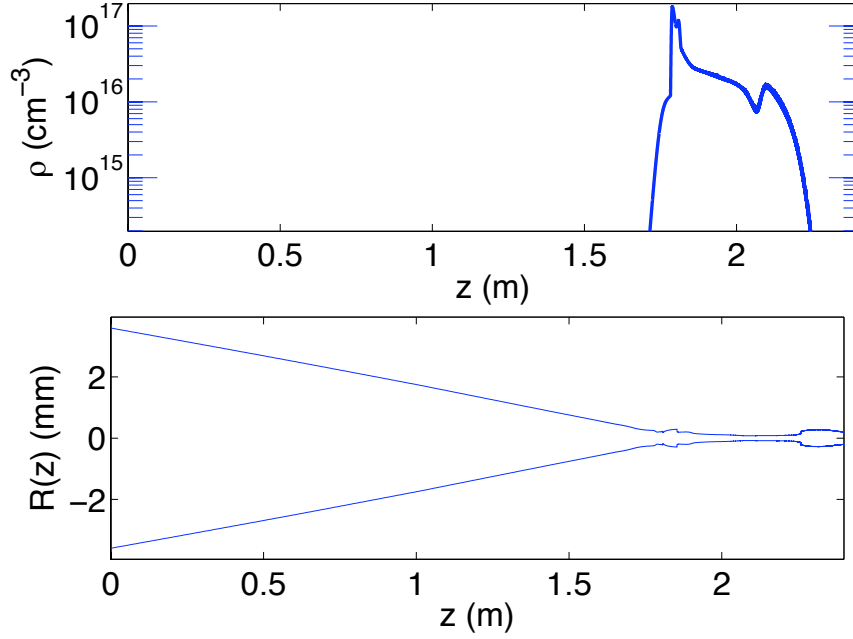


FIG. 5.3 - Densité électronique sur l'axe et rayon du filament en fonction de z , calculés à l'aide du code de propagation SWIFT pour une impulsion de 4 mJ, 100 fs et de 5 mm de diamètre focalisée par une lentille de focale $f = 2$ m. On observe un canal de plasma de 50 cm de long et d'une centaine de microns de diamètre.

acoustique des ions $u_{ion} = \sqrt{k_B T_e / m_i}$ [Kampfrath 07]. Avec une température électronique $T_e \sim 2$ eV et une masse moléculaire pour le diazote de $4,65 \cdot 10^{-26}$ kg l'application numérique donne $u_{ion} \sim 3 \mu\text{m/ns}$. Le diamètre du filament étant de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ et sa durée de vie de seulement quelques nanosecondes, on peut donc considérer son expansion comme négligeable durant la première phase de recombinaison des électrons.

Évolution des espèces chargées

L'évolution de la densité des différentes espèces chargées (électrons ρ_e , ions positifs ρ_p et ions négatifs ρ_n) après le passage de l'impulsion laser fait intervenir les mécanismes d'ionisation et de relaxation suivants [Zhao 95b] :

- Ionisation par impact en présence d'un second champ laser ou d'un champ électrique externe,
- Attachement des électrons sur les molécules de O_2 ,
- Recombinaison des électrons sur l'ion parent,
- Recombinaison entre ions positifs (O_2^+ et N_2^+) et négatifs (O^-).

La relaxation du plasma peut alors être décrite par un système de trois équations couplées :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_e}{\partial t} = \alpha \rho_e - \zeta \rho_e - \beta_{ep} \rho_e \rho_p \\ \frac{\partial \rho_p}{\partial t} = \alpha \rho_p - \beta_{ep} \rho_e \rho_p - \beta_{np} \rho_n \rho_p \\ \frac{\partial \rho_n}{\partial t} = \zeta \rho_e - \beta_{np} \rho_n \rho_p \end{cases} \quad (5.3)$$

avec les coefficients suivants : α pour l'ionisation par impact en présence du champ électrique mais qui est ici nul, $\zeta = 2,5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ pour l'attachement des électrons sur les molécules de O_2 , $\beta_{ep} = 2,2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$ pour la recombinaison électron/ion et $\beta_{np} = 2,2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$. Les conditions initiales imposées au système sont que $\rho_e = \rho_p = \rho_e(0)$ et que la densité des ions négatifs $\rho_n(0) = 0$. En admettant l'approximation $\rho_e \simeq \rho_p$ la première équation du système (5.3) peut être convertie sous la forme d'une équation de Riccati dont la solution analytique est [Ladouceur 01] :

$$\rho_e(t) = \frac{\rho_e(0) \exp[-(\zeta - \alpha)t]}{1 - \rho_e(0)\beta_{ep}(\exp[-(\zeta - \alpha)t] - 1)/(\zeta - \alpha)}. \quad (5.4)$$

Dans le cas général l'attachement sur les molécules de O_2 domine largement sur l'ionisation par impact ($\zeta \ll \alpha$) et l'équation précédente peut alors être réduite sous la forme

$$\rho_e(t) = \frac{\rho_e(0) \exp[-\zeta t]}{1 + \rho_e(0)\beta_{ep}t}. \quad (5.5)$$

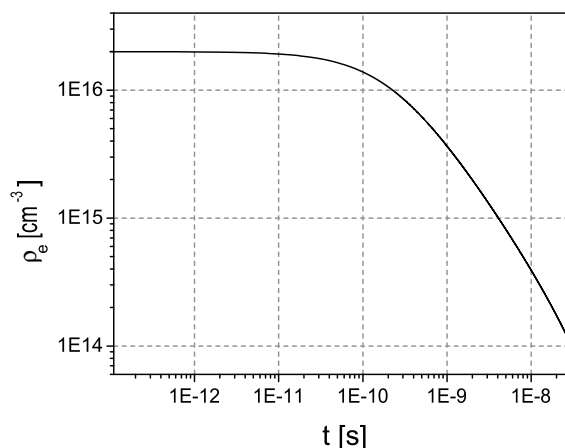


FIG. 5.4 - Évolution temporelle de la densité électronique après le passage de l'impulsion laser calculée à partir de la formule (5.5). La durée de vie du plasma à $\rho_e(0)/10$ est de 5 ns.

Comme le montre la figure 5.4 la densité électronique présente deux régimes de relaxation. Un premier régime rapide d'une centaine de picosecondes, où la décroissance est dominée par la recombinaison entre électrons et ions positifs. Les mesures de diffractométrie résolues en temps confirment ce temps de décroissance [Tzortzakis 00]. Dans une seconde phase le plasma connaît une relaxation exponentielle plus lente en $\exp[-\zeta t]$, dominée par l'attachement sur les molécules neutres de dioxygène et dont le temps caractéristique $\tau = 1/\zeta \sim 100 \text{ ns}$ a été confirmé expérimentalement par des mesures de conductivité du plasma [Ladouceur 01, Tzortzakis 00]. En conclusion, si l'on considère un plasma de densité électronique comprise entre 10^{15} et $10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$ alors sa durée de vie est d'à peu près 5 nanosecondes, ce qui correspond à la durée des signaux électriques mesurés dans plusieurs études de conductivité [Tzortzakis 99, Ladouceur 01] ou de rayonnement électromagnétique du plasma [Proulx 00].

Courant de plasma

Les électrons du plasma ne sont pas immobiles et sont animés d'un mouvement d'ensemble que l'on peut définir comme un courant. Une fois libérés l'impulsion laser leur transmet une accélération initiale par le biais de la pression de radiation et de la force pondéromotrice. L'écrantage électronique va ensuite agir comme force de rappel et faire osciller les électrons autour des ions à leur fréquence propre (la fréquence plasma). Dans le cas du filament, la force initiale qui domine est la force pondéromotrice [Cheng 01, Tikhonchuk 02, Shvets 02]. Cette force tend à expulser les électrons du plasma des zones de champ fort vers les zones de champ faible. Dans le filament de 100 microns de diamètre, l'impulsion d'une centaine de femtosecondes a une extension spatiale selon z inférieure à $30\text{ }\mu\text{m}$ et a donc l'aspect d'une crêpe aplatie. La composante longitudinale du gradient du champ laser est donc plus forte que la composante radiale, ce qui génère un courant directionnel le long de l'axe de propagation z . Comme le montre la figure 5.5 la force pondéromotrice qui est proportionnelle au gradient du champ laser est maximale sur le front de montée et de descente de $I(t)$. Mais comme elle s'exerce sur les électrons libres qui sont produits par cette même impulsion, elle n'a d'effet qu'à l'arrière de l'impulsion où elle est dirigée dans le sens des z négatifs.

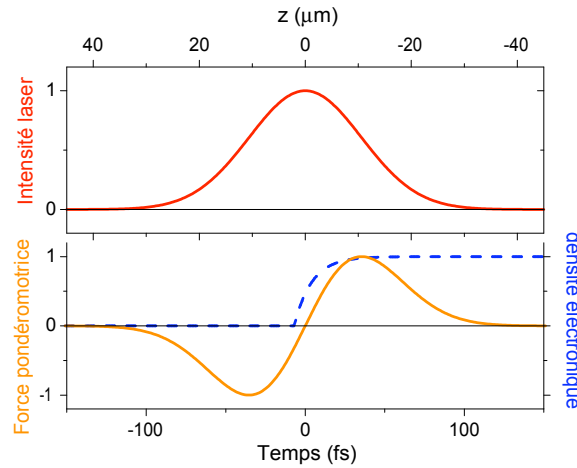


FIG. 5.5 - En haut : intensité laser en fonction du temps dans le repère de l'impulsion et de la position z correspondante. En bas, amplitude de la force pondéromotrice correspondante et répartition de la densité électronique créée par le pulse laser. Toutes les grandeurs sont normalisées.

Courant longitudinal

Pour confirmer cette hypothèse nous avons mesuré le courant longitudinal dans un filament à l'aide d'un détecteur de courant particulièrement sensible fabriqué par J. Larour du Laboratoire de Physique et Technologies Plasma de l'École Polytechnique. Le détecteur fonctionne sur le même principe que les bobines de Rogowski excepté qu'il est sous la forme d'un anneau de cuivre creux. Lorsqu'un courant passe dans le détecteur il induit entre la face interne et la face externe de l'anneau une différence de potentiel proportionnelle à la dérivée du flux de charges à travers l'anneau. La tension aux bornes du détecteur donne donc la dérivée du courant [Larour 03]. Il suffit ensuite d'intégrer temporellement ce signal de tension et de le multiplier

par l'inductance de la bobine pour obtenir la variation temporelle du courant $I_z(t)$. Après avoir calibré la sensibilité du détecteur (inductance L) sur un câble connecté à un générateur de tension nous avons mesuré le courant longitudinal circulant dans le filament (voir Figure 5.6). Le courant mesuré est assez faible, de l'ordre du mA, et il faut noter par ailleurs que dans cette expérience l'énergie de l'impulsion laser était très élevée (13 mJ) ce qui conduisait à la formation de 5 à 7 filaments.

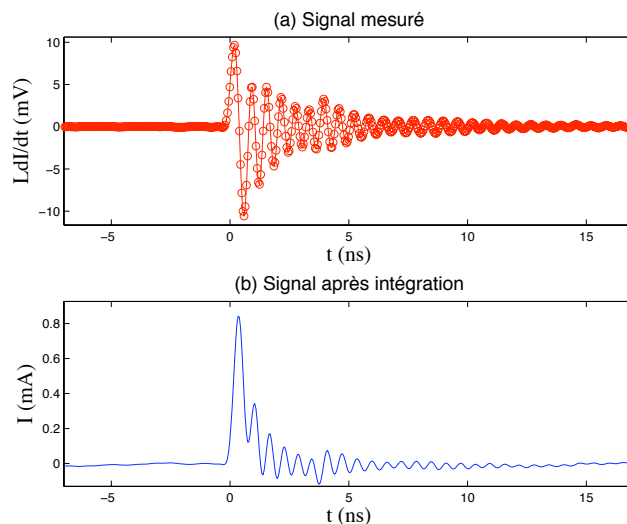


FIG. 5.6 - (a) Signal détecté par la sonde de courant connectée à un oscilloscope LeCroy de 2 GHz de bande passante. (b) Signal de courant correspondant calculé en considérant une inductance $L = 3,74$ nH.

L'amplitude théorique maximale du champ électrique induit à l'arrière du pulse laser par la force pondéromotrice peut être exprimé [D'Amico 08a]

$$E_z^{pond} = \frac{e \omega_{pe} \nu_e \tau_L I_L}{\varepsilon_0 m_e c^2 \omega_0} \simeq 200 \text{ V.cm}^{-1}, \quad (5.6)$$

où ω_{pe} est la pulsation plasma électronique, ν_e la fréquence de collisions électroniques, τ_L la durée de l'impulsion laser et I_L son intensité. En utilisant la loi d'Ohm on peut alors calculer l'amplitude maximale du courant généré longitudinalement dans le filament par la force pondéromotrice

$$J_z = \eta E_z^{pond} (\pi w_0^2 / 4) = 12 \text{ mA}, \quad (5.7)$$

où η est la conductivité du plasma et $w_0 \sim 100 \mu\text{m}$ le diamètre du canal de plasma. L'amplitude du courant mesuré est donc dix à cent fois plus faible que la valeur théorique calculée à partir du modèle. Mais ce modèle prédit la génération d'un courant très bref et dont le spectre est centré à 1 THz, tandis que le système de détection (bobine + oscilloscope) a une fréquence de coupure haute inférieure à 2 GHz. Il est donc normal que l'on mesure un courant très inférieur à la valeur théorique puisque l'essentiel de l'intensité spectrale du courant n'est pas détectable.

Distribution de charge

On peut considérer le plasma comme un oscillateur amorti de fréquence propre la fréquence plasma ω_{pe} et de taux d'amortissement $1/2\nu_e$ où ν_e est la fréquence de collision des électrons dans le plasma. Ce plasma étant à pression atmosphérique, le temps moyen entre deux collisions électron-neutre est du même ordre de grandeur que la période des oscillations du plasma. Les collisions dans un premier temps et l'attachement sur les molécules d'oxygène dans un second temps, vont donc pouvoir arrêter les électrons en mouvement avant qu'ils n'aient le temps de revenir à leur position initiale (près de leur ion parent qui reste lui immobile). L'effet global de ce processus cohérent est la création d'une charge nette d'espace le long de l'axe du filament. Cette charge nette a été mise en évidence pour la première fois par Proulx *et al.* à l'aide d'un câble BNC dénudé que les auteurs ont translaté le long du filament à une distance de quelques millimètres [Proulx 00]. En enregistrant le signal aux bornes du câble à l'aide d'un oscilloscope rapide ils ont mesuré une impulsion de quelques centaines de picosecondes dont le signe s'inversait entre le début et la fin du filament. Les charges électriques du plasma (électrons et ions) induisent une différence de potentiel dans le conducteur placé dans leur zone de champ proche par un mécanisme de couplage capacitif. Pour minimiser les autres composantes du rayonnement du plasma et les bruits extérieurs la capacité totale du système de détection doit être la plus grande possible [Kabashin 98]. Le signal de tension mesuré aux bornes de l'oscilloscope est finalement la somme du voltage généré par les ions positifs et de celui généré par les électrons, il est donc proportionnel à la population d'espèces chargées en excès.

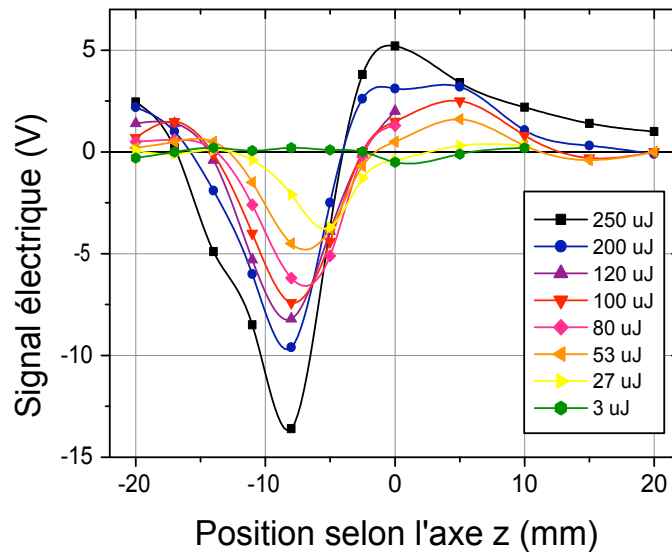


FIG. 5.7 - Mesure de la charge nette du plasma le long de l'axe z ($z = 0$ correspond au foyer linéaire de la lentille) pour différentes énergies laser. L'impulsion a une durée de 50 fs, un diamètre de 8 mm et est focalisée par une lentille de focale $f = 25$ cm. Elle se propage des z négatifs vers les z positifs.

En cherchant à mesurer précisément l'évolution de la longueur du filament en fonction de l'énergie de l'impulsion à l'aide d'une paire de petites électrodes polarisées par une tension de l'ordre du kV placée à quelques mm de part et d'autre du plasma, nous avons observé le

même type de courbe que Proulx *et al.*. On mesure à l'aide d'un oscilloscope de 1 GHz de bande passante le courant circulant entre les électrodes sur une résistance de charge de 6 k Ω placée en série avec les électrodes. Le signal obtenu est intégré sur une durée de 20 ns afin de diminuer le niveau du bruit. Le but est de se placer au seuil d'ionisation et de déterminer la façon dont la colonne de plasma évolue lorsqu'on augmente progressivement l'énergie de l'impulsion, c'est pourquoi il est nécessaire d'appliquer un champ électrique pour amplifier le champ induit par le plasma seul. Le résultat est présenté en Figure 5.7 pour une énergie par impulsion allant de 3 μ J à 250 μ J. Pour un faisceau gaussien de 50 fs l'énergie correspondant à la puissance critique de filamentation donnée par la formule de Marburger serait de 150 μ J. Le faisceau étant ici diaphragmé on s'attend même à une puissance critique plus élevée, on ne se trouve donc pas encore dans un régime de filamentation même si un plasma d'une longueur très supérieure à la longueur de rayleigh est produit. Pour l'énergie laser minimum le signal est quasiment nul sauf au foyer géométrique du faisceau ($z = 0$). Lorsqu'on augmente l'énergie du laser, le signal augmente, il passe d'abord par un maximum négatif avant le foyer, puis par un maximum positif après le foyer. Cette distribution longitudinale de type dipolaire devient de plus en plus marquée lorsque l'énergie de l'impulsion croît.

5.3 Caractéristiques du plasma

Conductivité et tenseur diélectrique

Dans un plasma produit par filamentation dans l'air à pression atmosphérique la densité de molécules neutres est très supérieure à la densité d'électrons libre. Le comportement électrodynamique du plasma est donc dominé par les collisions des électrons avec les molécules neutres (N_2 et O_2). C'est ce qu'on appelle un plasma en régime résistif ou ohmique [Rax 05].

Pour caractériser un plasma on préfère parfois utiliser sa fonction diélectrique ϵ plutôt que sa conductivité η . En effet la fonction diélectrique contient plus d'informations, en particulier elle donne la réponse du milieu à une excitation en fonction de la fréquence. Les deux grandeurs sont liées par la relation

$$\epsilon = 1 + \frac{i\eta}{\omega}. \quad (5.8)$$

Nous verrons dans la partie III consacrée à l'émission THz du filament que la fonction diélectrique est aussi nécessaire pour comprendre le mécanisme de rayonnement THz.

Modèle de Drude

Le modèle de Drude est une adaptation de la théorie cinétique des gaz aux électrons d'un métal, d'un plasma ou d'un semi-conducteur dopé. Dans ce modèle phénoménologique les électrons sont considérés comme des particules classiques ponctuelles confinées dans un volume défini par l'ensemble des atomes de l'échantillon. Ce gaz d'électrons est entraîné dans un mouvement d'ensemble par des champs électriques et magnétiques et freiné par les collisions avec les atomes. Bien que basé sur des hypothèses extrêmement simplistes (description purement classique du mouvement des électrons) le modèle de Drude rend compte assez bien de la conductivité électrique et des propriétés optiques à basse fréquences d'un plasma. Sa formulation étant beaucoup plus simple que le modèle semi-classique de Boltzmann où les électrons sont décrits par des fonctions de distribution, il est souvent utilisé pour calculer la conductivité du plasma généré dans un filament.

Dans notre cas on considère donc des électrons libres accélérés par un champ électrique. Leur vitesse acquise est rendue isotrope par les collisions avec les molécules neutres et les ions, et l'on définit la fréquence moyenne de collisions ν_m qui équivaut ici à la fréquence de collision électrons-neutres ν_{en} (les collisions électron-électron et électrons-ion sont beaucoup moins fréquentes puisque la densité des espèces chargées est trois à quatre ordres de grandeur plus petite que celle des neutres). Le modèle de Drude donne comme expression de la fonction diélectrique

$$\epsilon^D(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\nu_{en}\omega}. \quad (5.9)$$

Ainsi à basse fréquence ou en présence d'un champ statique $\omega \ll 1$ on a $\epsilon^D(\omega) = 1 - \omega_p^2/i\nu_{en}\omega$ ce qui correspond pour l'expression de la conductivité à la formule bien connue :

$$\eta = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu_e} = \frac{\rho_e e^2}{m_e \nu_e}. \quad (5.10)$$

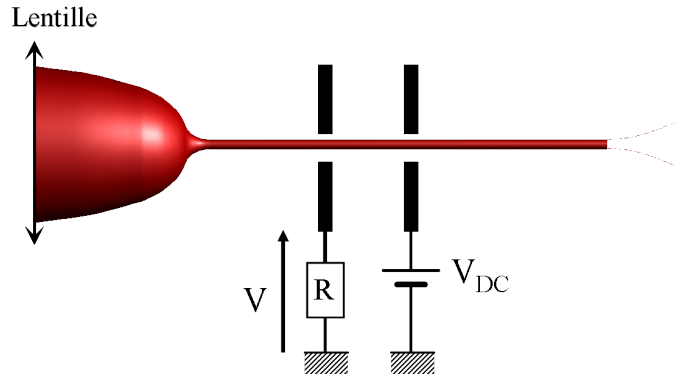


FIG. 5.8 - Schéma du montage servant à mesurer la conductivité du canal de plasma.

Mesure expérimentale de la conductivité du plasma

La première expérience mettant en évidence la présence d'un canal de plasma sur une longueur d'un mètre dans un filament femtoseconde a été effectuée par Schillinger *et al.* [Schillinger 99], en employant un condensateur de collecte. La même année Tzortzakis *et al.* ont mesuré plus précisément la conductivité du canal de plasma [Tzortzakis 99]. Le schéma du système électrique employé est présenté en Figure 5.8. Le circuit est constitué d'une alimentation haute-tension délivrant un voltage V_{DC} de quelques kV en série avec une paire d'électrodes de cuivre percées d'un trou et une résistance de charge de 8,2 k Ω . La tension V aux bornes de la résistance de charge est directement proportionnelle au courant circulant dans le circuit. En la mesurant au moment où le filament vient fermer le circuit on en déduit la valeur de la résistance du plasma ainsi que son évolution temporelle si la constante de temps du circuit est assez courte. Les auteurs trouvent ainsi une valeur de 0,8 $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ pour la conductivité du plasma et en tirent une estimation de la densité électronique $\rho_e = 3 \times 10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$. Par la suite Ladouceur *et al.* ont effectué une mesure similaire sur une portion de 23 cm d'un filament de plusieurs mètres de long. L'analyse du signal de courant leur permet de conclure qu'en admettant que

le filament a un rayon de $50\text{ }\mu\text{m}$, sa conductivité varie d'une valeur initiale de $3,5\text{ }\Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$ à une valeur finale de $2\text{ }\Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$ après 150 ns [Ladouceur 01].

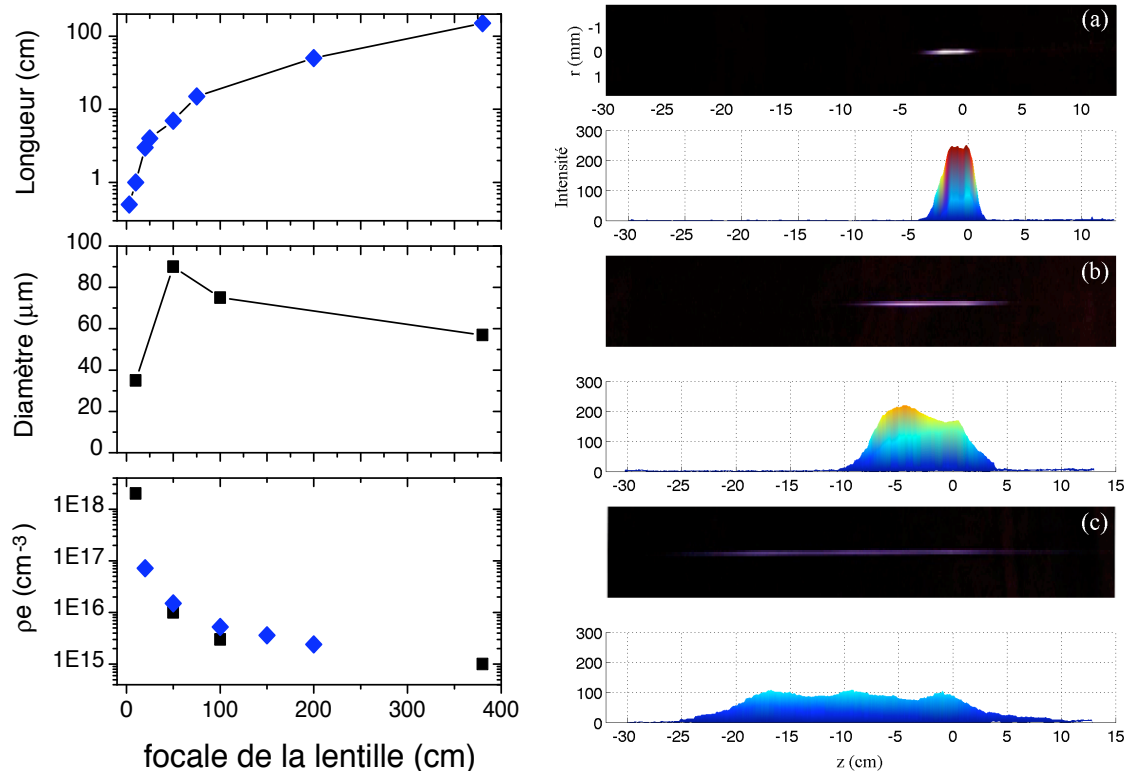


FIG. 5.9 - À gauche : Longueur, diamètre et densité électronique moyenne du canal de plasma en fonction de la focale de la lentille utilisée pour un même faisceau laser incident. Mesure pour une impulsion de 2,5 mJ, 50 fs et un faisceau incident de 8 mm de diamètre. Mesures tirées de la référence [Théberge 06] (carrés noirs) ou mesurés à l'aide de l'émission THz [Houard 07b] ou de la luminescence du plasma (losanges bleus). À droite : Photo de la luminescence et intensité sur l'axe d'un filament produit avec un focale de 50 cm (a), 100 cm (b) et 200 cm (c) pour une impulsion de 9 mJ. $z = 0$ correspond au foyer géométrique du faisceau et l'impulsion laser se propage vers la droite.

Dépendance des conditions de focalisation

Dans ce chapitre nous nous sommes restreint pour plus de cohérence au cas "typique" d'un filament de laboratoire, mais dans la pratique il peut s'avérer utile de savoir comment varie la densité électronique du plasma, son diamètre et sa longueur lorsque l'on fait varier la convergence ou l'intensité initiale du faisceau laser. Le terme de filamentation laser implique une saturation de l'intensité laser dans le coeur du faisceau donnant lieu à un plasma de densité uniforme sur une longueur grande devant la longueur de Rayleigh et dont les caractéristiques dépendent peu de la convergence du faisceau. Mais si l'on regarde la variation du diamètre du plasma et de la densité électronique, on remarque que lorsqu'on augmente le rayon de courbure du faisceau initial la densité électronique croît très rapidement et son diamètre diminue.

L'intensité laser dans le faisceau augmente alors significativement amenant à un régime pur d'ionisation par effet tunnel. On peut donc considérer que pour des focales inférieures à 20 cm et un diamètre initial de 5-8 mm on n'est plus dans un régime de filamentation.

On remarque que selon les mesures présentées en figure 5.9 la densité électronique est plus basse que la valeur généralement admise de $2\text{-}5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Les valeurs tirées de la référence [Théberge 06] ont été obtenues par une expérience de diffractométrie longitudinale, tandis que celles de la référence [Houard 07b] ont été calculées à partir du spectre THz émis par le plasma, et toutes deux donnent une valeur moyenne de la densité électronique dans le plasma. La valeur de $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ habituellement considérée correspond quant à elle au maximum de la densité électronique sur l'axe, il est donc logique qu'elle soit plus élevée.

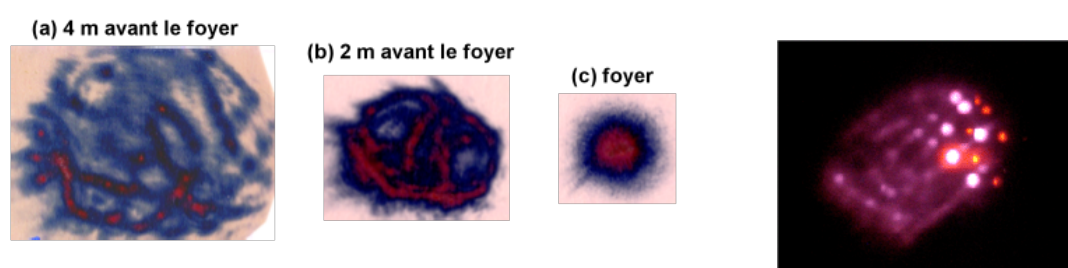


FIG. 5.10 - Régime de multifilamentation : à gauche impacts sur papier photosensible du faisceau laser du TéraMobile focalisé à une distance de 20m. Les points rouges révèlent la présence de canaux de plasma [D'Amico 08b]. À droite, photo en champ lointain de l'émission de continuum par le faisceau TW multifilamenté [Méchain 05a].

Régime de multifilamentation

Lorsque la puissance de l'impulsion laser initiale excède largement la puissance critique d'autofocalisation qui est de l'ordre de 5 GW dans l'air, alors le faisceau ne donne pas naissance à un mais à plusieurs filaments. C'est ce que l'on appelle le régime de multifilamentation. Avec le laser TéraMobile qui génère des impulsions de 4 TW on peut ainsi obtenir jusqu'à une centaine de filaments. Le faisceau en sortie du TéraMobile a un profil de *top-hat* de 5 cm de diamètre. Dans plusieurs expériences l'impliquant, son faisceau était focalisé à l'aide d'un télescope à une distance d'une vingtaine de mètres, pour produire un maximum de filaments dans une zone relativement bien définie. Pour mesurer qualitativement la taille et le nombre de filaments le long de l'axe z , nous avons pris l'impact du faisceau sur du papier photographique calibré à différentes distances (voir figure 5.10). Quelques mètres avant le foyer géométrique du faisceau on commence à détecter la présence de filaments (une dizaine) qui naissent par instabilité modulationnelle à partir des inhomogénéités du faisceau. Le nombre de filaments augmente ensuite à mesure que l'on se rapproche du foyer. Ces filaments se rassemblent ensuite pour former un gros cylindre de plasma de 1 cm de diamètre sur une longueur de 3 m autour du foyer linéaire du faisceau (ce qui correspond à la zone de focalisation linéaire du faisceau laser).

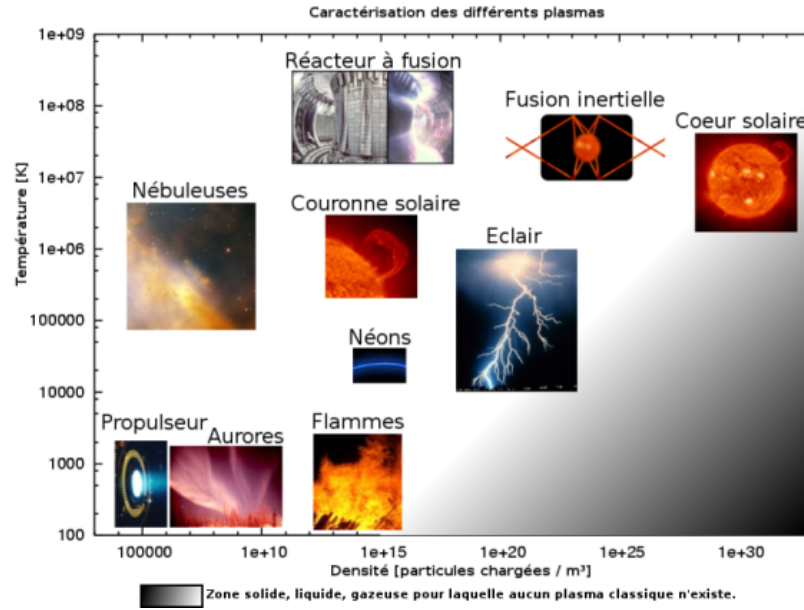


FIG. 5.11 - Principaux types de plasmas physiques présentés en fonction de leur densité et de leur température électronique. On note que le plasma naturel dont les caractéristiques se rapprochent le plus de celles du filament laser est l'éclair.

Grandeurs typiques du plasma initial

Le degré d'ionisation du plasma s'exprime

$$\alpha = \frac{\rho_e}{\rho_e + \rho_0} = \frac{10^{16}}{2 \cdot 10^{19}} = 5 \cdot 10^{-4} \ll 1, \quad (5.11)$$

ce qui veut dire que le plasma est faiblement ionisé. Quant au paramètre plasma

$$\Gamma \approx \frac{\langle E_p \rangle}{\langle E_c \rangle} \approx \frac{e^2 \rho_e^{1/3}}{\epsilon_0 k_B T_e} = 0,39 < 1, \quad (5.12)$$

le plasma du filament est donc faiblement corrélé.

TAB. 5.1 - *Grandeurs typiques du canal de plasma produit dans l'air à pression atmosphérique par un filament laser femtoseconde de quelques mJ d'énergie et de longueur d'onde centrale $\lambda = 800$ nm.*

Grandeur	Expression	Valeur numérique
Densité électronique	ρ_e	10^{16} cm^{-3} [Tzortzakis 99]
Densité de particules neutre	ρ_n	$2,7.10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Température électronique	T_e	0,5-2 eV [Sprangle 04, Bernhardt 08]
Température ionique	T_i	0,025 eV
Durée de vie	τ_p	5 ns [Tzortzakis 00]
Diamètre du canal	w_0	60-100 μm [Théberge 06, Deng 06]
Longueur du canal	$L \leq c_0 \tau_p$	40 cm [Hosseini 03, Proulx 00]
Longueur de Debye	$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{\rho_e e^2}}$	100 nm [Rax 05]
Libre parcours moyen des ions	$\bar{\lambda}_i = \frac{k_B T_i}{\sqrt{2} \pi d_i^2 p}$	100 nm [Shen 95]
Section efficace de diffusion de N_2	σ_s	$1-5 \times 10^{15} \text{ cm}^2$ [Frost 62, Huba 94]
Fréquence de collision élastique e-n	$\nu_{en} = \rho_0 \sigma_s \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}$	10^{12} s^{-1} [Ladouceur 01]
Fréquence de collision élastique i-n	$\bar{\nu}_i / \bar{\lambda}_i$	3.10^9 s^{-1}
Pulsation plasma électronique	$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{\rho_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$	$10^{12} \text{ rad.s}^{-1}$ [Houard 07b]
Conductivité (Drude)	$\eta = \frac{e^2 \rho_e}{m_e \nu_{en}}$	0,8-2,8 $\Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$ [Tzortzakis 99]
Résistance linéique	$R/l = \frac{4}{\eta \pi w_0^2}$	4,5 k Ω/cm [Ladouceur 01]
Coefficient de mobilité électrique	$\mu_e = \frac{e}{m_e \nu_{en}}$	0,18 $\text{m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$
Coefficient de mobilité ionique	$\mu_i = \frac{e}{m_i \nu_{in}}$	$1,2.10^{-3} \text{ m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion électronique	$D = \frac{k_B T_e}{m_e \nu_{en}}$	0,18 $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion ionique	$D_i = \frac{k_B T_i}{m_i \nu_{in}}$	$3.10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion ambipolaire	$D_a = D_i(1 + \frac{T_e}{T_i})$	$2,4.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$

Quelques constantes utiles : $k_B = 1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$, $\epsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$, $1 \text{ eV} = 11\,605 \text{ K}$, $e = 1,6.10^{-19} \text{ C}$, $m_e = 9,1.10^{-31} \text{ kg}$, $m_{O_2} = 5,2.10^{-26} \text{ kg}$, $m_{N_2} = 4,6.10^{-26} \text{ kg}$, $d_{N_2} = 300 \text{ pm}$.

5.4 Filamentation en présence d'un champ externe et décharges électriques

Chauffage du canal de plasma

Un certain nombre d'applications de la filamentation comme le paratonnerre laser requièrent la présence d'un canal de plasma sur plus d'une dizaine de mètres et pendant un temps assez long. Or, nous avons vu que la durée de vie du plasma dans le filament n'était que d'une dizaine de nanosecondes, ce qui réduit par conséquent sa longueur à quelques mètres. Même si une impulsion Terawatt peut générer de l'ionisation sur des centaines de mètres [Mechain 05] le plasma produit est discontinu et surtout, le début du canal de plasma est relaxé avant que la fin ne soit ionisée. Pour cette raison il est nécessaire de pouvoir prolonger la durée de vie du plasma en lui apportant de l'énergie pour l'entretenir. Ce chauffage consiste à coupler un champ électrique (statique, radiofréquence ou laser) aux électrons du plasma pour augmenter leur énergie cinétique.

Champ électrique statique

Plusieurs expérimentateurs ont rapporté que l'application d'un champ électrique externe pouvait prolonger la durée de vie du plasma dans un filament. Ainsi Zhu *et al.* observent un signal de conductivité électrique trois fois plus long en présence d'un champ électrique de 3,5 kV/cm [Zhu 06]. Le coefficient α dans l'équation (5.3) correspond à la multiplication des électrons par avalanche en présence d'un champ électrique (soit un champ laser soit un champ statique appliqué à l'aide d'électrodes). Dans le cas d'un champ électrique statique le taux d'ionisation par impact s'exprime [Zhao 95b] :

$$\alpha(s^{-1}) = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \frac{5,7 \times 10^8 \gamma^5}{1 + 0,3\gamma^{2,5}} \quad (5.13)$$

où ρ est la densité de l'air, $\rho_0 = 2,688.10^{25} \text{ m}^{-3}$, $\gamma = 3,34.10^{-7} E/(N/N_0)$ et E est l'amplitude du champ électrique en V/m. Ainsi, dans l'air à pression atmosphérique et en présence d'un champ électrique statique de 20 kV/cm le coefficient d'ionisation par impact vaut $\alpha = 7,7.10^7 \text{ s}^{-1}$.

Comme le montre la figure 5.12 pour que le chauffage par effet Joule compense significativement la recombinaison et l'attachement des électrons il faut que le champ électrique appliqué soit supérieur à 20 kV/cm, ce qui est supérieur à la tension de claquage de l'air en présence de filament. De plus, il paraît difficile de pouvoir appliquer à distance un champ électrique statique au filament lorsque celui-ci est généré à 100 m ou 1 km dans l'atmosphère. Une solution plus efficace pourrait consister à appliquer un champ laser, c'est-à-dire à envoyer une seconde impulsion laser (similaire ou plus longue) sur le canal de plasma.

Champ laser

Une autre méthode pour augmenter la durée de vie du plasma consisterait à envoyer une seconde impulsion laser, pour chauffer les électrons du plasma en les accélérant par le champ laser et les multiplier par avalanche [Zhao 95b]. Cette seconde impulsion peut être une impulsion femtoseconde similaire à celle utilisée pour produire le filament ou une impulsion plus longue comme celle produite par un laser Nd :Yag ou un laser excimère [Yang 02, Hao 05].

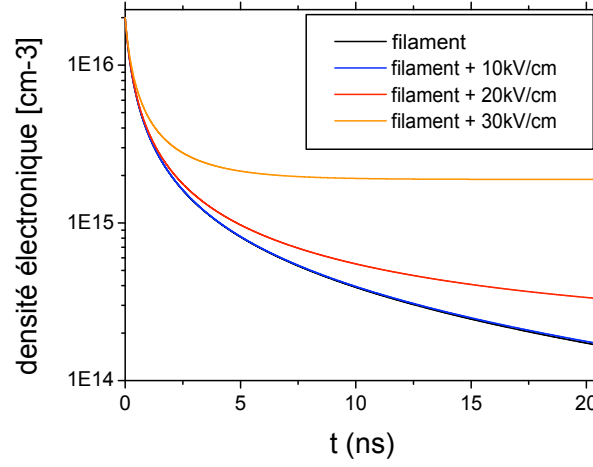


FIG. 5.12 - Évolution temporelle de la densité électronique après le passage de l'impulsion en présence d'un champ électrique statique de 0 à 30 kV/cm. Calcul fait à partir de la formule (5.4). La courbe correspondant au filament en l'absence de champ électrique est confondue avec la courbe bleue pour un champ de 10 kV/cm.

Ainsi, Zhu *et al.* rapportent qu'en envoyant quatre impulsions fs successives focalisées par une même lentille et en présence d'un champ électrique statique de 4 kV/cm ils observent un signal de conductivité électrique de 120 ns FWHM, c'est-à-dire 2 fois plus long qu'avec une seule impulsion [Zhu 06]. Ce résultat peut paraître prometteur mais pour arriver à générer quatre impulsions séparées de quelques nanosecondes les auteurs ont dû utiliser un système optique compliqué et encombrant composé de plusieurs interféromètres, et le champ électrique appliqué a joué un rôle important. Or beaucoup d'applications nécessitent de générer un plasma à distance, ce qui rend impossible d'appliquer un tel champ statique autour du filament.

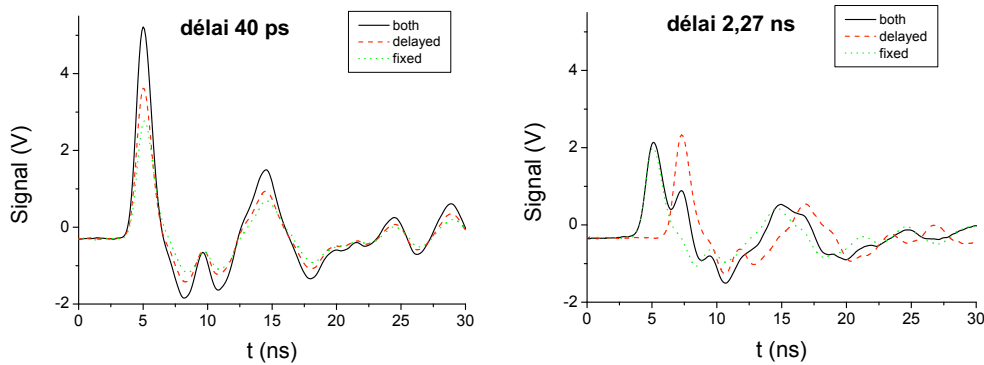


FIG. 5.13 - Signal électrique mesuré pour deux impulsions séparées de 40 ps (à gauche) et de 2,3 ns (à droite).

Nous avons testé l'effet d'une seconde impulsion femtoseconde sur le plasma du filament en

mesurant la durée de vie du plasma à l'échelle nanoseconde à l'aide d'électrodes mesurant la conductivité du filament en fonction du temps. Ces mesures ont montré que le plasma produit par deux impulsions femtosecondes équivalentes séparées de quelques nanosecondes avait une plus longue durée de vie qu'un plasma de filament simple mais qu'aucune interaction favorable ne se produisait entre les deux filaments, bien au contraire. En effet, le second plasma est moins intense lorsqu'il est généré juste après le premier (voir Figure 5.13), probablement parce que la seconde impulsion est en partie diffractée par le plasma restant du premier filament.

Applications du guidage de décharges électriques

Paratonnerre laser

Depuis la nuit des temps l'Homme essaye de domestiquer la foudre, synonyme de danger mortel et de destruction. Ainsi, depuis le célèbre paratonnerre inventé par Benjamin Franklin en 1752 de nombreux dispositifs visant à guider, détourner ou déclencher les éclairs ont été proposés. En particulier, pour protéger une centrale électrique, un aéroport ou un engin spatial en cours de décollage il peut s'avérer nécessaire de déclencher la foudre pour décharger des nuages électrisés.

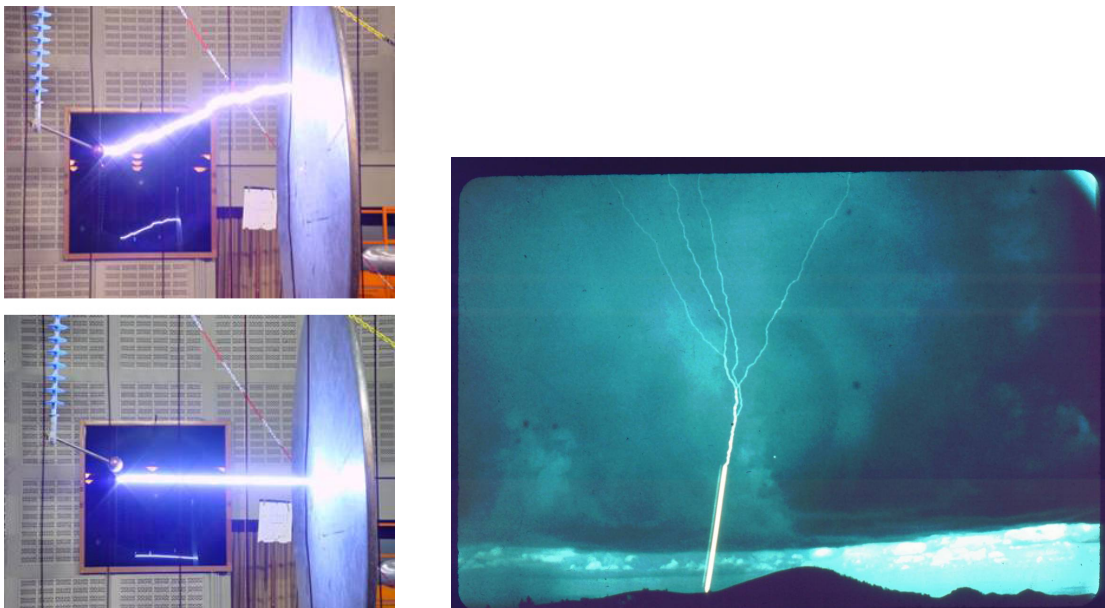


FIG. 5.14 - À gauche, photo d'une décharge électrique de plusieurs mètres de long avec et sans guidage par filament laser (photo Teramobile). À droite, Photo d'un éclair guidé à l'aide d'une fusée.

Le système le plus couramment utilisé consiste à lancer vers le nuage chargé électriquement des fusées reliées au sol par un câble de cuivre [Hubert 84]. Connectées à la terre ces fusées sont chargées positivement tandis que les nuages orageux sont fortement électronégatifs, mais pas encore suffisamment pour que la décharge s'établisse spontanément entre les nuages et le sol. Lorsque la fusée s'approche du nuage le champ électrique induit dans l'espace qui les sépare croît jusqu'à atteindre le champ électrique de claquage de l'air. La décharge s'amorce

alors en suivant le chemin préférentiel constitué par le câble conducteur (voir photo 5.14). Les inconvénients de cette méthode résident dans le coût des fusées qui ne peuvent être réutilisées, la faible récurrence des tirs et la nécessité d'avoir une synchronisation parfaite avec le niveau de charge électrique du nuage. Ainsi, un taux de réussite de 60% est généralement observé avec cette technique [Fieux 78].

L'idée du paratonnerre laser a germé dans l'esprit des scientifiques dans les années 70, lorsque le développement des laser à CO₂ a permis d'obtenir des sources laser suffisamment puissantes pour produire un plasma dans l'air [Koopman 71]. Cette technique consiste à générer un plasma localisé (ou une série de plasmas) en focalisant dans l'air une impulsion laser énergétique et de longue durée. Le plasma doit jouer le même rôle que les fusées en constituant un chemin préférentiel pour la foudre et en abaissant la tension électrique de claquage de l'air. Des recherches en ce sens ont été poursuivies jusque dans les années 90 aux États-unis et au Japon mais cette solution s'est avérée trop compliquée à mettre en oeuvre pour des guidages sur de longues distance [Miki 96]. Tout d'abord, parce que ces lasers énergétiques produisent des boules de plasmas localisées et discrètes, au sein desquelles l'ionisation par avalanche a le temps de se développer. Ces plasmas "chauds" rendent l'air opaque au rayonnement laser perturbant ainsi fortement la propagation du faisceau laser. Par ailleurs, une solution consistant à focaliser des sous-pupilles du faisceau à des distances différentes s'est avérée efficace en laboratoire mais trop complexe à mettre en oeuvre pour une expérience en grandeur réelle [Nakamura 92, Nakamura 4].

Une alternative intéressante basée sur l'utilisation de filaments a été proposé par J.-C. Diels au milieu des années 90 [Zhao 95a, Diels 97]. L'idée étant d'utiliser la colonne de plasma produite par un filament UV pour détourner et guider la foudre jusqu'à un paratonnerre conventionnel. Une démonstration de principe a été réalisée sur quelques dizaines de centimètres avec un laser UV ultracourt [Rambo 01]. Parallèlement, la possibilité de déclencher et de guider des décharges haute-tension sur plusieurs mètres a été démontrée en laboratoire avec des lasers femtoseconde IR [Pépin 01, Comtois 00]. Le gros avantage de ces lasers basés sur la technologie Ti :Sa CPA est que des systèmes multiterawatt relativement compacts sont disponibles dans le commerce (comme c'est le cas pour le laser Teramobile), alors que la source UV préconisée par Diels pour le déclenchement de la foudre en est encore au stade du développement [Chalus 08]. Les chercheurs du projet Teramobile ont ainsi démontré que les filaments femtosecondes pouvaient guider et déclencher des décharges mégavolt sur plusieurs mètres et en présence de pluie [Rodriguez 02, Ackermann 04]. Le passage aux expériences grandeur nature s'avère plus difficile même si Kasparian *et al.* rapportent qu'en tirant verticalement avec le laser terawatt durant un orage ils ont enregistré les signes précurseurs d'une décharge corrélés spatialement et temporellement avec les tirs du lasers [Kasparian 08]. La principale difficulté réside dans la nécessité de générer un canal conducteur continu sur au moins une centaine de mètres pour amener le potentiel de la terre à proximité du nuage (cf section 5.4).

Captage de courant sans contact

Alors que les trains à grande vitesse connaissent un formidable essor, le captage électrique par le biais d'un pantographe frottant contre une caténaire reste un des talons d'Achille de leur fonctionnement à haute vitesse. En effet, la résistance de frottement augmente avec la vitesse, entraînant un effet de freinage et d'usure important. De plus, à très grande vitesse, intervient un effet de soulèvement de la caténaire, ce qui provoque une oscillation du câble. Cet effet devient rédhibitoire si la vitesse du train approche la vitesse de propagation de cette

oscillation. Nous avons testé une idée novatrice qui pourrait à terme apporter une solution à ces problèmes. Il s'agit de capter le courant sans contact mécanique. La liaison caténaire-pantographe se ferait par l'intermédiaire d'un filament de plasma. Comme nous le verrons dans le Chapitre 6 une première série d'expériences effectuées au centre d'essai de la SNCF à Vitry conduit à des résultats prometteurs [Houard 07a, Houard 08].

Principe du déclenchement et du guidage de décharge par filamentation

Le mécanisme de déclenchement de décharges électriques dépend beaucoup de la distance inter-électrodes. Ainsi, pour des distances supérieures à une dizaine de centimètres la décharge met en jeu des mécanismes appelés streamers et leaders et son temps d'établissement est de l'ordre de la microseconde [Vidal 00, Rodriguez 02, Popov 03]. C'est par exemple le cas pour les éclairs. Les décharges plus courtes ne mettent pas en jeu de leader et s'établissent en une centaine de nanosecondes suivant le principe des décharges de Townsend.

Décharge électrique

Le modèle de base expliquant le développement des décharges a été proposé en 1900 par John Sealy Townsend. Un premier électron est accidentellement éjecté de la cathode sous l'effet d'une radiation cosmique, et gagne de l'énergie cinétique en étant accéléré par le champ électrique. Si ce champ est suffisamment important l'électron acquiert assez d'énergie pour libérer un autre électron en entrant en collision avec un atome neutre et ainsi de suite jusqu'à la rupture diélectrique du milieu qui devient conducteur. Le taux de croissance de la densité d'électrons libres a pour expression

$$d\rho_e = \alpha(E_s)\rho_e dx, \quad (5.14)$$

où α est le coefficient d'ionisation de Townsend qui donne le nombre d'ionisations produites par un électron sur un centimètre d'accélération le long du champ. Pour initier une avalanche il est nécessaire que α soit supérieur à 1. Ce coefficient dépend de la valeur du champ appliqué et du degré d'ionisation du milieu. Ainsi, dans un champ de 10 kV/cm dans l'air à pression atmosphérique α vaut 300 cm^{-1} dans un plasma de densité électronique $10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$ alors qu'il est inférieur à 1 lorsque $\rho_e < 10^{12} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$.

Champ électrique de claquage

D'après Petrova *et al.* dans une décharge initiée par filamentation dans l'air en présence d'un champ de 10 kV/cm l'énergie moyenne des électrons est de 5 eV et leur vitesse de dérive $v_e = 10^5 \text{ m/s}$ [Petrova 07]. Il faut donc seulement 10 ns à la décharge de Townsend pour parcourir une distance inter-électrodes de 15 mm. Dans le canal partiellement ionisé généré par le laser la tension de claquage n'est que de 12 kV/cm, mais la densité électronique décroît très rapidement. Pendant la relaxation du plasma les collisions électroniques chauffent ensuite la colonne d'air par effet Joule avec un taux de chauffage de 1,5 K/ns. Tzortzakis et al. estiment cette élévation de température à 100 K au bout de quelque ns, tandis que Petrova *et al.* arrivent à une valeur de 300 K au bout de 300 ns. La température s'élevant dans le canal d'air, la pression y diminue. Or le champ de claquage de l'air V_c diminue avec la pression suivant l'équation

$$V_c = \frac{a(Pd)}{\ln Pd + b} \quad (5.15)$$

où $a = 43,6 \cdot 10^6$, $b = 12,8$, P est la pression en atmosphères et d la distance en mètres. Une fois déclenchée la décharge électrique peut ensuite se transformer en décharge sombre, décharge lumineuse et finalement en décharge d'arc, suivant l'intensité du courant fourni.

Décharge guidée sur une courte distance

Le mécanisme du déclenchement et du guidage de décharges électriques sur quelques centimètres par des filaments femtoseconde est plus complexe qu'il n'y paraît. En effet, ce n'est pas le canal de plasma à proprement parler qui guide la décharge comme le ferait un conducteur, car sa durée de vie est très courte (~ 5 ns) et sa conductivité est relativement faible ($0,8 \Omega^{-1}/\text{cm}^{-1}$). En fait, un délai temporel d'une centaine de nanosecondes sépare la formation du filament du début de la décharge [Tzortzakis 01, Gordon 03]. L'explication a été donnée par Tzortzakis *et al.*, à partir d'une étude en laboratoire de décharges guidées sur quelques centimètres (voir figure 5.15a). Par une mesure de diffractométrie résolue en temps de la densité de l'air dans le filament, couplée à une simulation numérique de l'évolution thermodynamique du canal de plasma, les auteurs ont mis à jour les différentes étapes de la décharge (voir Figure 5.15b) :

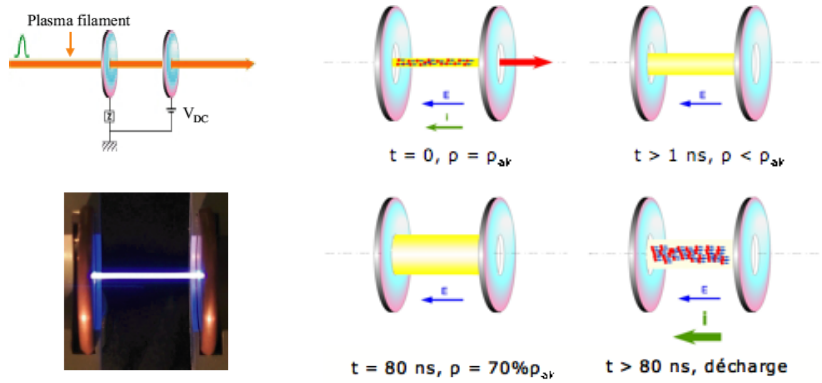


FIG. 5.15 - a. Montage servant à guider des décharges électriques sur trois centimètres en laboratoire. b. Schéma montrant le principe du déclenchement de décharges électriques par filamentation.

1. Au temps $t = 0$ s l'impulsion laser passe entre les électrodes ionisant instantanément le milieu (en quelques femtosecondes). L'air dans le canal n'est alors que partiellement ionisé puisque la densité d'électrons libre est 1000 fois plus faible que la densité de molécules neutres. Mais ces électrons, sous l'effet du champ électrostatique E , vont être accélérés et transmettre aux molécules neutres l'énergie cinétique ainsi obtenue par des collisions. Ce chauffage par effet Joule amène la colonne d'air à une température de ~ 100 K.
2. En quelques dizaines de nanosecondes tous les électrons libres se sont recombinés avec des ions positifs ou attachés à des molécules d'oxygène. Entrent alors en jeu les phénomènes thermiques, plus lents : la colonne d'air chaud se dilate, créant une dépression au centre du canal. La pression diminuant, le champ électrique de claquage diminue lui aussi.
3. À $t \sim 80 \text{ ns}$ ¹, la pression est assez basse pour que la décharge s'amorce. Cette décharge

¹Noter que ce délai de 80 ns dépend de la taille du ou des filaments ainsi que de l'amplitude du champ électrique appliqué. Ainsi Baranavski et al. ont observé un délai de 150 à 250 ns [Baranavski 02]

suit alors le chemin préférentiel tracé par le canal de dépression du filament.

Évolution hydrodynamique de la colonne d'air

Pour calculer l'expansion hydrodynamique de la colonne d'air chauffée par le filament Tzortzakis *et al.* ont résolu numériquement le système composé des équations de continuité, du mouvement et de l'énergie des molécules d'air [Tzortzakis 01] :

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \vec{u} \\ \rho \frac{du_r}{dt} = -\frac{1}{m_e} \frac{\partial}{\partial r} (\rho k_B T) \\ \frac{5}{2} \frac{dT}{dt} = -T \nabla \cdot \vec{u} \end{cases} \quad (5.16)$$

Le seul paramètre libre est l'élévation de température δT produite par le chauffage par effet Joule dans le filament. En faisant correspondre les distributions spatiales des molécules calculées (voir Figure 5.16) aux mesures interférométriques les auteurs ont ainsi pu déterminer que $\delta T = 100$ K. En quelques dizaines de nanosecondes le gaz du filament se dilate sous l'effet de la chaleur pour former une dépression au centre du faisceau, qui est suffisamment importante pour abaisser le champ de rupture diélectrique de 30 %.

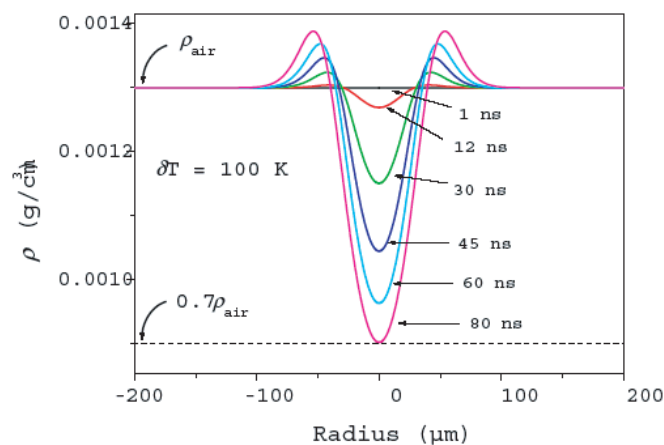


FIG. 5.16 -Évolution de la densité radiale de l'air après la formation d'un filament. Calcul effectué avec le code MULTI à partir des équations (5.16)[Tzortzakis 01].

Ainsi, en se plaçant 30% au-dessous du seuil de décharge spontanée qui est de 28 kV/cm dans l'air sec à pression atmosphérique, on peut déclencher et guider une décharge électrique à l'aide d'un filament laser sur des distances de quelques centimètres ou dizaines de centimètres. Une caractéristique intéressante de ces décharges guidées est leur reproductibilité. Le temps entre le passage de l'impulsion laser et la décharge fluctue très peu d'un tir à l'autre, contrairement à ce qui se produit dans les décharges induites par laser plus classiques où l'on n'utilise pas de filaments [Tzortzakis 01].

Décharge guidée sur une longue distance

Dans le cas de décharges électriques dans l'air à pression atmosphérique si la distance d entre les électrodes est supérieure à une cinquantaine de centimètres (comme c'est le cas pour la foudre) l'établissement de la décharge met en jeu deux mécanismes qui l'accélèrent et permettent d'atteindre le claquage en présence d'un champ électrique très inférieur à 30 kV. Tout d'abord, des canaux faiblement ionisés se développent à partir de la cathode. Les électrons produits par avalanche à l'avant du canal y génèrent un rayonnement suffisamment énergétique pour ioniser à son tour des molécules, faisant avancer le streamer à une vitesse de $\sim 10^5 \text{ m.s}^{-1}$, très supérieure à la vitesse de dérive électronique. La température dans les streamers est relativement faible (inférieure à 1500 K) de même que leur conductivité est faible. Mais pendant que le faisceau de streamers se propage vers l'anode, le courant provenant de la cathode croît et un second type de canal appelé leader se développe entre la cathode et les streamers. Dans ce leader la température est supérieure à 1500 K, les pertes thermiques peuvent donc compenser l'attachement des électrons sur les ions, permettant l'établissement d'un courant auto-entretenu vers les streamers. Lorsque les streamers atteignent l'anode le courant augmente dramatiquement et c'est le claquage.

Les chercheurs du projet Teramobile ont montré que la présence du filament augmentait la vitesse du streamer de la décharge d'un facteur 3 et pouvait abaisser la tension de claquage [Rodriguez 02]. De plus, les filaments peuvent guider les décharges sur plusieurs mètres (voir Figure 5.14) même en présence de forte pluie mais cette longueur est limitée à quelques mètres en raison de la faible durée de vie du plasma [Ackermann 06]. D'où la nécessité de trouver une méthode efficace pour allonger la durée de vie du plasma (voir section 5.4) comme par exemple l'utilisation d'une seconde impulsion nanoseconde [Méjean 06].

Décharge à fort courant induite par filamentation laser

6.1 Introduction

Avant-propos

Bien qu'il soit utilisé depuis longtemps dans de nombreuses applications industrielles, le captage de forts courants se fait encore essentiellement par contact mécanique. En particulier pour l'alimentation des trains électriques et des tramways, un pantographe mobile est en appui sur un câble d'acier appelé caténaire [Chapas 03]. Ce système présente un certain nombre d'inconvénients, en particulier à grande vitesse. En effet, la résistance de frottement augmente avec la vitesse, entraînant un effet de freinage et d'usure important. De plus, en frottant contre le câble, le pantographe génère dans la caténaire une onde qui se propage à une vitesse inférieure à 500 km/h (dans le cas d'une caténaire standard). Si le train rattrape cette onde, par un phénomène dit de Mach le contact caténaire-pantographe peut devenir intermittent et la caténaire peut se rompre. Pour éviter ce désagrément qui concerne principalement les trains à grande vitesse, il faut augmenter la tension appliquée aux câbles ce qui, en contrepartie, diminue notablement leur durée de vie.

En s'inspirant des techniques de guidage de décharge nous avons proposé une nouvelle forme de captage de courant qui permettrait de s'affranchir des inconvénients dus aux frottements mécaniques [Mysyrowicz 06]. Cette solution consiste à générer un filament laser entre la caténaire et le pantographe, afin d'initier entre eux une décharge électrique très peu résistive et capable de transmettre un courant important. Dans le cadre d'une collaboration avec le centre d'essai de la SNCF nous avons réalisé une série d'expériences avec le laser TéraMobile (voir Annexes) pour étudier les caractéristiques du plasma d'une décharge à fort courant initiée par un filament laser. Nous avons ainsi démontré que la filamentation permettait de transmettre des puissances électriques importantes [Houard 07a, Houard 08].

But de l'expérience

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent on dispose de tous les ingrédients pour capter un courant sans contact électrique. Reste cependant à vérifier les propriétés électriques de la décharge produite. Celle-ci doit être suffisamment conductrice pour capter les cou-

rants nécessaires à l'alimentation d'un moteur de locomotive (plusieurs centaines d'ampères en régime continu). Il faut d'autre part que les pertes dans la décharge soient suffisamment faibles. Enfin, la durée de vie de la décharge doit être relativement longue. En effet, en alimentation alternée à 50 Hz, la décharge doit être maintenue pendant les passages à zéro du champ électrique à chaque cycle.

La grande nouveauté de cette étude réside dans la capacité du générateur à fournir en continu ou en alternatif un courant important pendant plusieurs secondes permettant d'atteindre des régimes de décharges différents de ceux observés lors des expériences de décharges Mégavolt, où des générateurs de Marx pulsés étaient utilisés [Rodriguez 02, Ackermann 06].

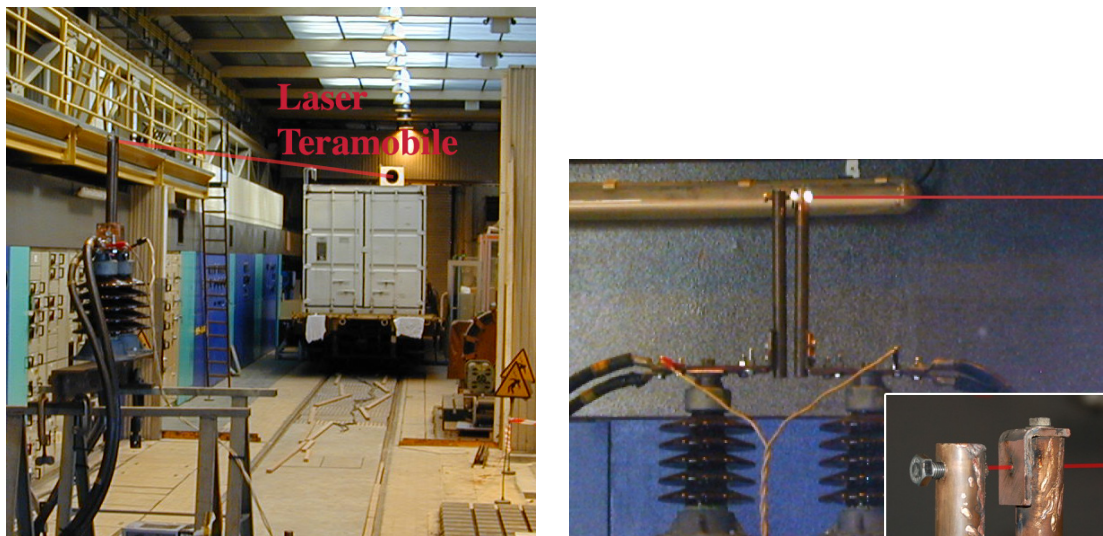


FIG. 6.1 - À gauche : Photo de l'expérience avec en rouge le trajet du laser sortant de la chaîne laser "Téramobile". À droite : Photo des électrodes et de leurs isolateurs au moment où l'impulsion laser crée un plasma lumineux entre les deux électrodes. L'insert montre un gros plan avec à droite la cathode en cuivre et à gauche la vis en inox. Le trait rouge a été rajouté sur les photos pour figurer la trajet du laser IR qui en réalité, n'est pas visible à l'oeil nu.

Montage expérimental

Le laser employé était le système Téramobile, qui délivre des impulsions dans l'infra-rouge proche (à une longueur d'onde $\lambda_0 = 800$ nm) d'une durée de 100 femtosecondes et de 4 TW de puissance crête à un taux de répétition de 10 Hz [Wille 02]. Pour l'expérience, le faisceau laser était focalisé dans l'air à l'aide d'un télescope de 25 m de focale. Il formait alors un faisceau de filaments de plasma sur une distance de plusieurs mètres.

Deux électrodes constituées de blocs de cuivre cylindriques de 2 cm de diamètre étaient placées 2 mètres après le début de la filamentation. À cette distance, le faisceau de filaments d'environ 7 mm de diamètre traversait la première électrode percée d'un trou de 5 mm pour atteindre une vis en inox montée sur la seconde électrode (voir Figure 6.1). La distance entre les deux électrodes pouvait être variée entre 2 et 60 mm. Cette distance est principalement définie par la tension maximale que peut fournir le générateur, puisque l'on veut se placer dans des conditions où le champ électrique entre les électrodes est inférieur de 10 à 30 % au champ

disruptif de l'air¹. Dans certaines expériences, les deux électrodes étaient percées pour laisser passer les filaments, sans changement significatif des résultats, mais pour simplifier l'alignement et l'ajustement de la distance inter-électrodes nous avons choisi de garder l'électrode pleine (vis en inox) dans la plupart des essais.

Circuit électrique

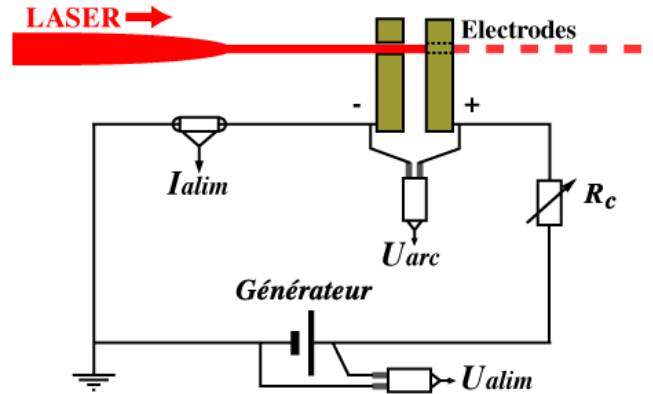


FIG. 6.2 - Schéma présentant le circuit électrique et les appareils de mesures utilisés.

Le circuit électrique est présenté sur la Figure 6.2. Les électrodes de cuivre étaient placées en série avec une résistance de charge variable R_c (rhéostats de limitation de courant), un enclencheur et le générateur. La tension aux bornes des électrodes vaut donc $U_{arc} = U_{alim} - I_{alim}R_c$. Le courant circulant I_{alim} était mesuré à l'aide d'un shunt coaxial² tandis que des sondes de tension étaient branchées aux bornes des électrodes et du générateur. Deux générateurs de tension permettaient d'appliquer aux électrodes une tension continue allant jusqu'à 4 kV ou une tension alternative pouvant atteindre 40 kV crête à crête (ce qui correspond à une tension maximale de 20 kV). Dans chaque cas, la puissance électrique disponible était de l'ordre du MW. Ces deux types de générateurs correspondent aux alimentations en courant utilisées pour alimenter les trains sur le réseau de chemin de fer français.

6.2 Résultats en courant continu

Arc faiblement résistif

Puissance dissipée et conductivité

Les résultats obtenus avec une tension continue allant de 3 à 4 kV sont présentés dans la Figure 6.3. La tension était appliquée aux bornes des électrodes au temps $t = -0,1$ s pendant

¹Pour chaque mesure, nous avons vérifié qu'aucune décharge spontanée ne se produisait en l'absence d'impulsion laser.

²Un shunt est un appareil de mesure pour de forts courants, dont le principe, basé sur la loi d'Ohm, est de transformer le courant en tension. Il présente une faible résistance calibrée aux bornes de laquelle on mesure la tension à l'aide d'un voltmètre branché en parallèle. La structure coaxiale permet de diminuer l'inductance de connexion ce qui augmente la fréquence de coupure haute du détecteur [Costa 05].

1,5 s. À $t = 0$, le laser était déclenché et envoyait ensuite une impulsion toutes les 100 ms. Au moment où le laser forme un plasma entre les électrodes on remarque une diminution abrupte (en un temps inférieur à la résolution des détecteurs qui était de 2 ms) de la tension aux bornes des électrodes, alors que simultanément le courant atteint la valeur maximale permise par le générateur (de 250 à 380 A suivant les essais). À partir de la tension aux bornes de l'arc U_{arc} et du courant circulant dans le circuit I_{alim} on déduit la valeur de la puissance dissipée dans le plasma $P = U_{arc} \times I_{alim}$. Les pertes sont faibles, de l'ordre de 8 kW pour une puissance transmise de 1 MW, ce qui correspond à une résistance ohmique moyenne du plasma inférieure à 0,1 Ω/cm , et à 0,8 % de l'énergie transmise perdue dans la décharge.

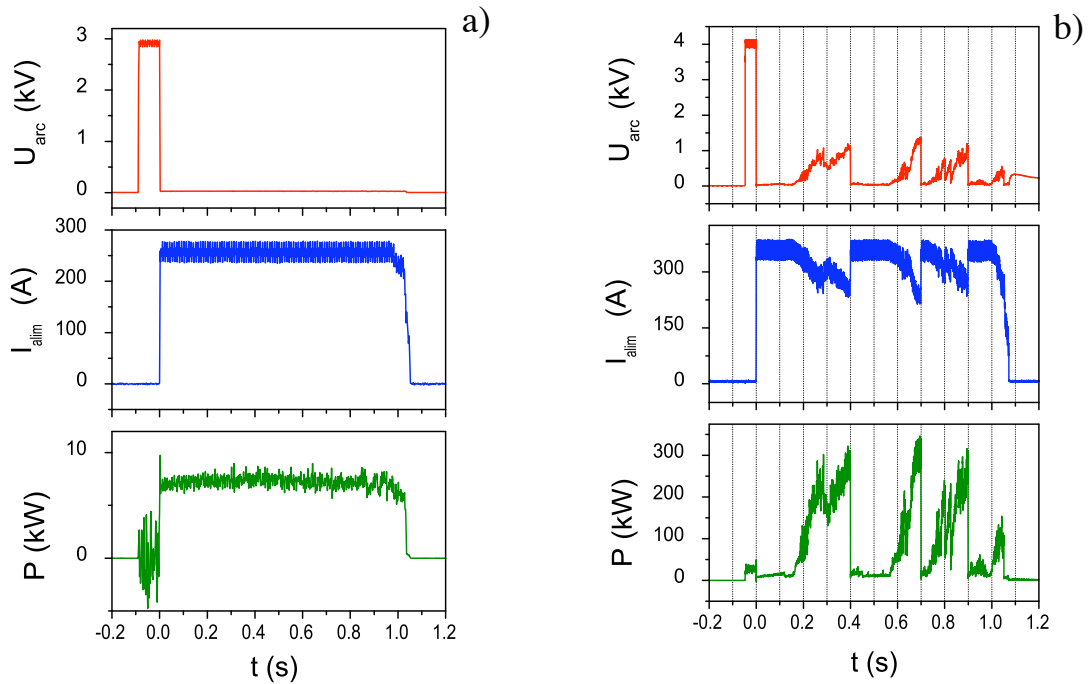


FIG. 6.3 - **(a)** Évolution de la puissance dissipée P , de la tension U_{arc} au bornes des électrodes et du courant I_{alim} circulant dans le circuit en fonction du temps. La tension est appliquée pendant 1,1 s et l'arrivée du pulse laser correspond au temps $t = 0$ s (tension appliquée = 2,9 kV et $d_{electrodes} = 2$ mm). La décharge de courant est initiée par les filaments laser et dure 1 seconde. **(b)** Mêmes courbes dans un cas où la décharge s'est transformée en un arc plus dissipatif au bout de 150 ms. Le régime conductif est ensuite réamorcé plusieurs fois de suite par l'arrivée d'autres pulses laser (correspondant aux traits verticaux). Dans ce cas la tension appliquée (4 kV) et le courant d'alimentation (350 A) étaient plus élevés pour une distance inter-électrode de 4 mm.

La résistivité de l'arc initié par filamentation est très inférieure à celle obtenue lorsqu'un arc est produit spontanément entre les électrodes qui peut être 100 fois plus grande. Ce régime conductif peut durer une seconde avec l'alimentation continue (plusieurs secondes en courant alternatif), même lorsqu'il n'est déclenché que par un tir laser unique. Mais il conduit parfois à une fusion partielle des électrodes (voir Figure 6.4). Pour une centaine d'essais nous avons obtenu un taux de déclenchement de 80%.

Réamorçage de la décharge

Dans ce régime de fonctionnement (alimentation en continu) la puissance moyenne transmise est très importante et l'on note que la décharge faiblement résistive évolue souvent vers un état plus dissipatif au bout de quelques centaines de millisecondes (voir Figure 6.3b). Mais une nouvelle phase de "super-conductivité" peut apparaître avec l'arrivée d'un nouveau tir laser. Sur la Figure 6.3b les traits grisés verticaux correspondent au temps où une impulsion laser arrive entre les électrodes toutes les 100 ms. On remarque que par trois fois, alors que la puissance dissipée croît pour atteindre 300 kW la tension aux bornes de l'arc chute brutalement avec l'arrivée d'un tir laser (à $t = 0,4 - 0,7 - 0,9$ s). Les tirs successifs du laser semblent donc capables de réamorcer une décharge super-conductrice lorsque celle-ci se dégrade.

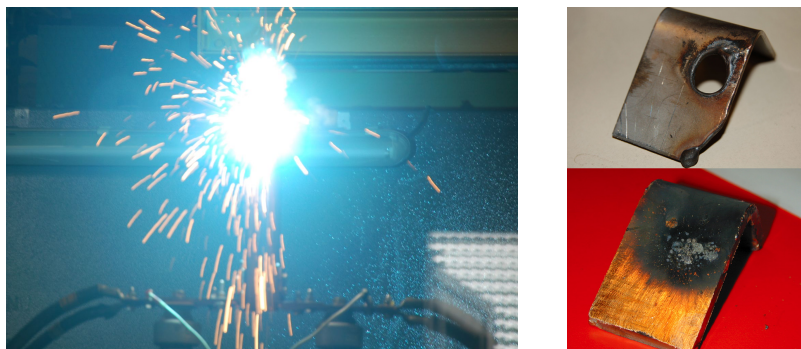


FIG. 6.4 - a) Photo de l'arc électrique en régime de courant continu. b) Photos de la cathode après une série de décharges. En haut une cathode en acier qui a fondu sous l'effet du chauffage et en dessous une électrode similaire en cuivre.

Champ électrique de claquage

Au cours des essais successifs nous avons progressivement augmenté la tension appliquée (et le courant d'alimentation qui en dépendait) afin d'atteindre la distance inter-électrodes la plus grande possible. Nous sommes ainsi partis d'une distance d de 2 mm pour une tension de 2,9 kV et un courant de 250 A pour arriver finalement à une distance de 5 mm avec une tension de 4,1 kV et 380 A. Sur la vingtaine de cycles aux caractéristiques différentes on relève deux invariants. Tout d'abord le champ électrique de claquage qui se situait toujours entre 8 et 15 kV/cm. Cette valeur est très inférieure à la valeur normale (en l'absence de filament) pour l'air à pression atmosphérique qui est de l'ordre de 30 kV/cm, et même inférieure à la valeur observée lors du guidage de décharge par filamentation en laboratoire qui se situe autour de 20 kV/cm (voir section 5.4 et ref [Tzortzakis 01]). Ce champ équivaut plutôt au champ électrique présent dans l'atmosphère au cours d'un orage.

Tension d'arc

L'autre invariant est la tension mesurée aux bornes de l'arc en régime de décharge super-conductif. Alors que la tension appliquée et le courant d'alimentation ont été augmentés de

presque 50 % d'un essai à l'autre, la tension d'arc restait toujours égale à 29 ± 2 V. Nous verrons dans la section suivante qu'un phénomène similaire est observé en régime d'alimentation alternatif.

Plasma de décharge

On dispose de relativement peu d'informations sur le plasma initiant la décharge et sur son évolution rapide à l'échelle picoseconde ou nanoseconde. En effet, les appareils de détection du centre d'essai étant destinés à mesurer des courants ou des tensions importants et lentement variables, leur temps de réponse est assez long (comparé à l'évolution du plasma) et la carte d'acquisition n'échantillonnait que toutes les 2 ms. On peut donc seulement en déduire que le temps de montée de la décharge est inférieur à 2 ms puisqu'il n'est pas résolu par notre système d'acquisition. Les études en laboratoire montrent que la rupture diélectrique s'établit en présence d'un filament en une centaine de nanosecondes, ce qui est très probablement le cas ici aussi.

On peut faire une estimation de la température du plasma de décharge à l'équilibre dans le régime de faible résistivité. Le fort courant circulant transforme le plasma initial froid et de faible densité électronique produit par le laser en un plasma plus chaud à l'équilibre thermodynamique. En effet, dans l'air à pression atmosphérique le plasma d'un arc atteint facilement l'équilibre, même pour des courants faibles (inférieurs à l'ampère). Dans le cas considéré, la résistivité de la colonne de plasma est si faible que l'on peut considérer que toutes les molécules dans l'air sont ionisées au moins une fois. On a donc une densité électronique $n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. La conductivité du plasma $\sigma (\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1})$ peut alors être exprimée par la formule de Spitzer [Spitzer 55] :

$$\sigma = \frac{l}{RS} = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_{ei}} = 1,53 \times 10^{-4} \frac{T_e^{3/2}}{Z \ln \Lambda}, \quad (6.1)$$

où S est la section du tube de plasma, R/l sa résistance linéique, ν_{ei} est la fréquence de collision électron-ion, T_e est la température électronique (en Kelvin), Z est le nombre de charges et $\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien que l'on peut exprimer

$$\ln \Lambda = 23 - \ln \left(\frac{Z \sqrt{n_e}}{T_e^{3/2}} \right). \quad (6.2)$$

Pour $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $Z = 1$, $S = 2 \text{ cm}^2$ et $R/l = 0,17 \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$, on trouve ainsi une température $T_e = 3,5 \times 10^4 \text{ K} \sim 3 \text{ eV}$.

6.3 Résultats en courant alternatif

Décharge entretenue

Les expériences menées avec le générateur de tension alternative ont également été concluantes. La figure 6.5a montre le courant circulant entre les deux électrodes soumises à une tension sinusoïdale d'amplitude 20 kV. Le courant I_{alim} mesuré est là encore limité par la capacité maximale du générateur et suit exactement une sinusoïde à 50 Hz directement proportionnelle à la tension d'alimentation U_{alim} .

La décharge à haute conductivité a pu être obtenue sur des distances allant jusqu'à 6 cm. La puissance dissipée dans le mode alternatif était de 8 kW pour un courant de 8,9 Arms, ce qui

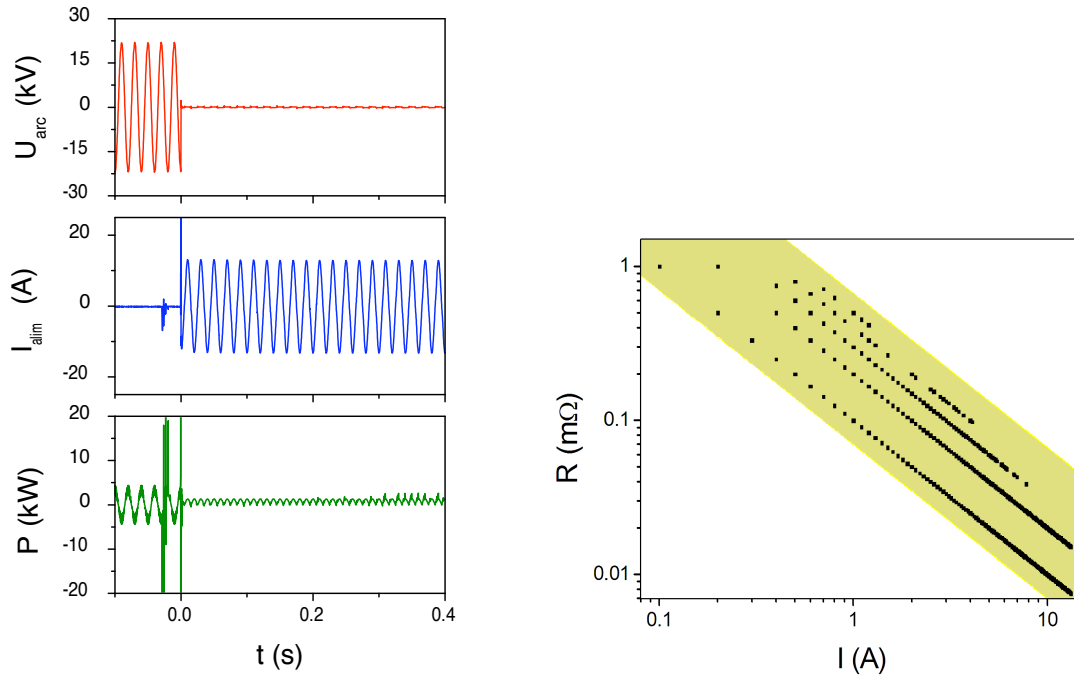


FIG. 6.5 - À gauche : Tension aux bornes de l'arc U_{arc} , courant circulant entre les électrodes I_{alim} et puissance dissipée dans l'arc P en fonction du temps. L'impulsion laser arrive au temps $t = 0$ s. À droite : Résistance totale de l'arc électrique $R = |U_{arc}/I_{alim}|$ en fonction du courant I_{alim} parcourant le plasma. Chaque carré noir correspond à un point de la courbe précédente compris entre $t = 0$ et $0,3$ s. Les lignes correspondent à la résolution du détecteur. L'ensemble des points suit une loi de décroissance en I^{-1} .

correspond à une résistance linéique moyenne $R/l \sim 25 \Omega/cm$. Cette valeur est bien supérieure à la résistance moyenne du plasma en régime de courant continu. Pour en comprendre la raison, avec les mêmes données que celles tracées en Figure 6.5a nous avons tracé en échelle log-log pour chaque point de mesure pris entre $t = 0,01$ et $0,9$ s la valeur de la résistance totale de l'arc $R = |U_{arc}/I_{alim}|$ en fonction de la valeur du courant I_{alim} . On remarque alors que la résistance de l'arc diminue lorsque le courant circulant augmente, et que moyennant une incertitude que l'on peut attribuer à l'erreur de mesure (zone jaune sur le graphique) la résistance du plasma suit une loi en $R \propto 1/I_{alim}$. Cela revient aussi à dire que la tension aux bornes de l'arc U_{arc} reste quasiment constante quelle que soit la valeur du courant I_{alim} qui circule, ce qui était aussi observé avec l'alimentation continue.

Polarité de déclenchement

Sur un total de 26 essais positifs, on note que dans 67 % des cas la décharge se déclenchait lorsque l'impulsion laser était synchronisée avec un front de descente de la tension appliquée, c'est-à-dire sur une polarité négative comme dans le cas de la Figure 6.5. Cette différence entre les deux polarités peut être due au fait que les deux électrodes utilisées avaient des formes différentes. Le champ électrique créé à leur surface était donc d'amplitude différente, or l'avalanche électronique étant initiée sur la cathode, elle dépend fortement de la valeur du

champ proche de l'électrode négative.

Déclenchement retardé

Lors de certains essais (2 essais) la décharge s'est produite avec un délai $dt \sim 10$ ms (voir Figure 6.6) par rapport à l'arrivée de l'impulsion laser. Ce temps de latence semble confirmer que l'initiation de la décharge serait due à un processus thermique, similaire au déclenchement des décharges en laboratoire (voir section 5.4). Dans le cas des décharges en laboratoire, le temps de déclenchement n'était que de 100 ou 200 nanosecondes mais si le champ électrique n'est pas suffisant à ce moment, l'expansion hydrodynamique peut se poursuivre sur des temps beaucoup plus long jusqu'à ce que les conditions de claquage soient atteintes.

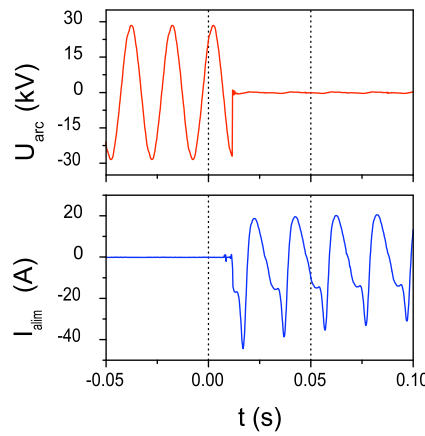


FIG. 6.6 - Cas de déclenchement en régime alternatif avec un retard de 11 ms entre le passage du laser et le début de la décharge. Le temps $t = 0$ s correspond au passage de l'impulsion laser.

Évolution de l'arc

La Figure 6.7 montre diverses photos d'arcs électriques observés avec l'alimentation en courant alternatif. L'arc se forme entre les électrode et monte vers le haut pour former une grande boucle. Cette évolution peut s'expliquer par les mécanismes suivants : d'une part la force d'Archimède qui tend à faire monter la colonne d'air chaud du plasma de décharge, qui est plus légère que l'air ambiant ; d'autre part la force de Lorentz qui tend à diminuer le flux du champ magnétique induit par le courant I_{alim} à travers le circuit électrique. Cette force a donc tendance à agrandir le circuit électrique.

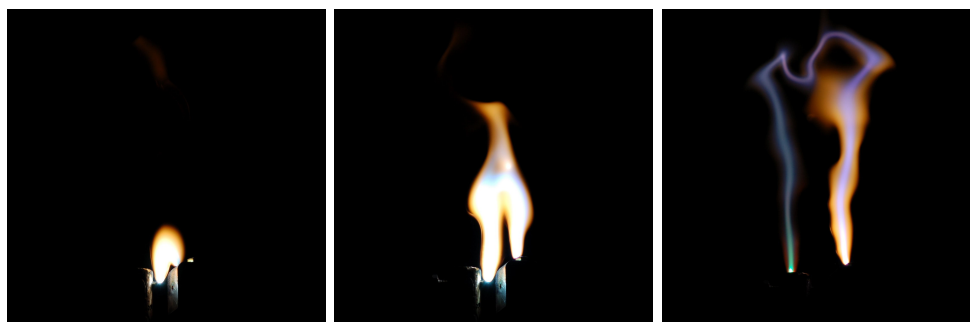


FIG. 6.7 - Photos de l'arc électrique en régime de courant alternatif. Ces photos qui proviennent de différents essais reconstituent bien la façon dont l'arc s'allonge tout en s'élevant verticalement.

6.4 Conclusions et perspectives

En conclusion, lors de cette première campagne expérimentale nous avons démontré que le plasma de décharge initié par des filaments laser femtosecondes présentait une faible résistance et était capable de conduire un courant important, continu ou alternatif pendant plus d'une seconde. Ces propriétés sont prometteuses pour des applications telles que le captage de courant sans contact.

Un certain nombre d'axes restent maintenant à approfondir pour comprendre parfaitement les mécanismes en jeu et pour confirmer la faisabilité d'une application industrielle :

- Analyse de l'initiation de la décharge avec une meilleure résolution temporelle (microseconde ou nanoseconde) et une caméra rapide,
- Mesure précise de la résistance de l'arc en fonction de l'amplitude du courant,
- Mesure du seuil d'énergie laser à partir duquel on parvient à initier une décharge et de l'influence de l'énergie de l'impulsion laser sur la tension de claquage et la nature de l'arc,
- Étude du couplage entre le plasma et les électrodes (différentes formes d'électrodes et différents matériaux) et de l'usure de la cathode au cours de la décharge,
- Utilisation d'une électrode tournante pour simuler la caténaire ou d'une électrode à translation (possibilité d'augmenter rapidement la distance inter-électrodes après l'initiation de la décharge).

Bibliographie

- [Ackermann 04] 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, L. Wöste & J.-P. Wolf. *Triggering and guiding of megavolt discharges by laser-induced filaments under rain conditions*. Appl. Phys. Lett., vol. 85, no. 23, pages 5781–5783, 2004.
- [Ackermann 06] R. Ackermann, G. Mechain, G. Mejean, R. Bourayou, M. Rodriguez, K. Stelmaszczyk, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, S. Tzortzakis, Y.B. Andre, J.F. Bourrillon, L. Tamin, J.P. Cascelli, C. Campo, C. Davoise, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Woste & J.P. Wolf. *Influence of negative leader propagation on the triggering and guiding of high voltage discharges by laser filaments*. App. Phys. B, vol. 82, no. 4, pages 561–566, 2006.
- [Baranavski 02] A.P. Baranavski, H.D. Ladouceur & P.G. Girardi. Experimental observations of electrical arc discharges along laser plasma channels. NRL/MR/6110-02-8642, 2002.
- [Bernhardt 08] J. Bernhardt, W. Liu, F. Theberge, H.L. Xu, J.F. Daigle, M. Châteauneuf, J. Dubois & S.L. Chin. *Spectroscopic analysis of femtosecond laser plasma filament in air*. Optics Comm., vol. 281, pages 1268–1274, 2008.
- [Chalus 08] O. Chalus, A. Sukhinin, A. Aceves & J.-C. Diels. *Propagation of non-diffracting intense ultraviolet beams*. Optics Comm., vol. 281, pages 3356–3360, 2008.
- [Chapas 03] P. Chapas. *Composantes et applications électriques du système ferroviaire*. Techniques de l'ingénieur, vol. D5510, 2003.
- [Chateauneuf 08] M. Chateauneuf, S. Payeur, J. Dubois & J.-C. Kieffer. *Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide*. Appl. Phys. Lett., vol. 92, page 091104, 2008.
- [Cheng 01] C.-C. Cheng, E. M. Wright & J. V. Moloney. *Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings*. Phys. Rev. Lett., vol. 87, page 213001, 2001.
- [Chin 99] S. L. Chin & K. Miyazaki. *A comment on lightning control using a femtosecond laser*. Jpn. J. Appl. Phys., vol. 38, pages 2011–2012, 1999.
- [Comtois 00] D. Comtois, C. Y. Chien, A. Desparois, F. Génin, G. Jarry, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, B. La Fontaine, F. Martin, R. Mawassi, H. Pépin, F. A. M. Rizk, F. Vidal, P. Couture, H. P. Mercure, C. Potvin, A. Bondiou-Clergerie & I. Gallimberti. *Triggering and guiding leader discharges using a plasma channel created by an ultrashort laser pulse*. J. Appl. Phys., vol. 76, no. 7, pages 819–821, 2000.
- [Costa 05] F. Costa & P. Poulichet. *Sondes pour la mesure de courant en électronique de puissance*. Techniques de l'ingénieur, vol. D3085, 2005.
- [Couairon 07] A. Couairon & A. Mysyrowicz. *Femtosecond filamentation in transparent media*. Phys. Rep., vol. 441, no. 2-4, pages 47–189, 2007.

-
- [D'Amico 07] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon & V. T. Tikhonchuk. *Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 23, 2007.
- [D'Amico 08a] C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. Le Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk & A. Mysyrowicz. *Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases : theory and experiment*. New Jour. of Phys., vol. 10, 2008.
- [D'Amico 08b] C. D'Amico, A. Houard, M. Pellet, Ch. Pichot & A. Mysyrowicz. *Dipolar-like Antenna Emission in the Radiofrequency Range by Laser-Produced Plasma Channels in Air*. Journal of Physics D : Applied Physics, vol. 41, page 245206, 2008.
- [Deng 06] Y. P. Deng, J. B. Zhu, Z. G. Ji, J. S. Liu, B. Shuai, R. X. Li & Z. Z. Xu. *Transverse evolution of a plasma channel in air induced by a femtosecond laser*. Opt. Lett., vol. 31, no. 4, page 546, 2006.
- [Diels 97] J.-C. Diels, R. Bernstein, K. E. Stahlkopf & X. M. Zhao. *Lightning control with lasers*. Scientific American, vol. 277, no. 2, pages 50–55, 1997.
- [Fieux 78] R.P. Fieux, C.H. Gary, B.P. Hutzler, A.R. Eybert-Berard, P.L. Hubert, A.C. Meesters, P.H. Perroud, J.H. Hamelin & J.M. Person. *Research on artificially triggered lightning in France*. IEEE Trans. Power Apparatus and Syst., vol. PAS-97, pages 725–733, 1978.
- [Frost 62] L.S. Frost & A.V. Phelps. *Rotational excitation and momentum transfert cross sections for electrons in H_2 and N_2 from transport coefficients*. Phys. Rev., vol. 127, pages 1621–1633, 1962.
- [Gordon 03] D.F. Gordon, A. Ting, R.F. Hubbard, E. Briscoe, C. Manka, P.S. Slinker, A.P. Baranavski, H.D. Ladouceur, P.W. Grounds & P.G. Girardi. *Streamerless guided electric discharges triggered by femtosecond laser filaments*. Phys. Plasma, vol. 10, no. 11, page 4530, 2003.
- [Hao 05] Z.Q. Hao, J. Zhang, Y.T. Liu, X. Lu, X.H. Yuan, Z.Y. Zheng, Z.H. Wang, W.J. Ling & Z.Y. Wei. *Prolongation of the fluorescence lifetime of plasma channels in air induced by femtosecond laser pulses*. Appl. Phys. B, vol. 80, pages 627–630, 2005.
- [Hosseini 03] S. A. Hosseini, Q. Luo, B. Ferland, W. Liu, N. Aközbek, G. Roy & S. L. Chin. *Effective length of filaments measurement using backscattered fluorescence from nitrogen molecules*. Appl. Phys. B, vol. 77, no. 6-7, pages 697–702, 2003.
- [Hosseini 04] S. A. Hosseini, J. Yu, Q. Luo & S. L. Chin. *Multi-parameter characterization of the longitudinal plasma profile of a filament : a comparative study*. Appl. Phys. B, vol. 79, no. 6-7, pages 519–523, 2004.
- [Houard 07a] A. Houard, C. D'Amico, Y. Liu, Y. B. Andre, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, E. Salmon, P. Pierlot & L.-M. Cleon. *High current permanent discharges in air induced by femtosecond laser filamentation*. Applied Physics Letters, vol. 90, no. 17, page 171501, 2007.

- [Houard 07b] A. Houard, Y. Liu, A. Mysyrowicz & B. Leriche. *Calorimetric detection of the conical terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air*. App. Phys. Lett., vol. 91, no. 24, 2007.
- [Houard 08] A. Houard, Y. B. Andre, A. Mysyrowicz & M. Pellet. *Décharge électrique à fort courant induite dans l'air par filamentation laser*. Techniques de l'Ingénieur, vol. IN87, 2008.
- [Huba 94] J.D. Huba. *NRL Plasma Formulary*, 1994.
- [Hubert 84] P. Hubert, P. Laroche, A. Eybert-Berard & L. Barret. *Triggered lightnings in New Mexico*. J. Geophys. Res., vol. 89, pages 2511–2521, 1984.
- [Kabashin 98] A.V. Kabashin, P.I. Nikitin, W. marine & M. Sentis. *Experimental study of spontaneous electric field generated by a laser plasma*. Appl. phys. Lett., vol. 73, no. 1, page 25, 1998.
- [Kampfrath 07] T. Kampfrath, D.O. Gericke, L. Perfetti, P. Tegeder, M. Wolf & C. Frischkorn. *Long- and short-lived electrons with anomalously high collision rates in laser-ionized gases*. Phys. Rev. E, vol. 76, page 066401, 2007.
- [Kasparian 03] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Mejean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.B. Andre, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, JP Wolf & L. Woste. *White-light filaments for atmospheric analysis*. Science, vol. 301, no. 5629, pages 61–64, 2003.
- [Kasparian 08] J. Kasparian, R. Ackermann, Y.-B. Andre, G. Mechain, G. Mejean, B. Prade, P. Rohwetter, E. Salmon, K. Stelmaszczyk, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Woeste & J.-P. Wolf. *Electric events synchronized with laser filaments in thunderclouds*. Opt. Exp., vol. 16, no. 8, pages 5757–5763, 2008.
- [Keldysh 65] L. V. Keldysh. *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. Sov. Phys. JETP, vol. 20, no. 5, pages 1307–1314, 1965.
- [Koopman 71] D. W. Koopman & T.D. Wilkerson. *Channeling of an ionizing electrical steamer by a laser beam*. J. Appl. Phys., vol. 42, pages 1883–1886, 1971.
- [Ladouceur 01] H. D. Ladouceur, A. P. Baronavski, D. Lohrmann, P. W. Grounds & P. G. Girardi. *Electrical conductivity of a femtosecond laser generated plasma channel in air*. Opt. Commun., vol. 189, page 107, 2001.
- [Lange 98] H.R. Lange, A. Chiron, J.F. Ripoche, A. Mysyrowicz, P. Breger & P. Agostini. *High-order harmonic generation and quasiphase matching in xenon using self-guided femtosecond pulses*. Phys. Rev. Lett., vol. 81, no. 8, pages 1611–1613, 1998.
- [Larour 03] J. Larour & J. Wei. *High frequency performance of I-dot monitors based on annular grooves*. In Pulse Power Seminar, page 12. IEE Material and Devices Professional Network, 2003.
- [Luo 03] Q. Luo, W. Liu & S. L. Chin. *Lasing Action in Air Induced by Ultrafast Laser Filamentation*. Appl. Phys. B, vol. 76, pages 337–340, 2003.

-
- [Mechain 05] G. Mechain, C. D’Amico, Y.B. Andre, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon & R. Sauerbrey. *Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser*. Opt.Comm., vol. 247, no. 1-3, pages 171–180, 2005.
- [Méjean 06] G. Méjean, R. Ackermann, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, K. Rethmeier, W. Kalkner, P. Rohwetter, K. Stelmaszczyk & L. Wöste. *Improved laser triggering and guiding of megavolt discharges with dual fs-ns pulses*. Appl. Phys. Lett., vol. 88, page 021101, 2006.
- [Miki 96] M. Miki, Y. Aihara & T. Shindo. *Mechanisms of guiding ability of CO₂ laser-produced plasmas on pulsed discharges*. J. Phys. D, vol. 29, no. 7, pages 1984–1996, 1996.
- [Musin 07] R.R. Musin, M.N. Shneider, A.M. Zheltikov & R.B. Miles. *Guiding radar signals by arrays of laser-induced filaments : finite-difference analysis*. Appl. Opt., vol. 46, page 5593, 2007.
- [Mysyrowicz 06] A. Mysyrowicz & M. Pellet. *Method and device for power supply to an electric motor vehicle*. Brevet, 2006. No WO/2006/027503.
- [Nakamura 92] K. Nakamura, C. Yamanaka, E. Fujiwara, Y. Izawa, Z. Kawasaki, K. Matsuura & T. Nagai. *Long laser-induced discharge in atmospheric air*. In Proc. CLEO, page CThP3. Optical Society of America, 1992.
- [Nakamura 4] K. Nakamura, T. Suzuki, C. Yamabe & K. Horii. *Fundamental Research on Lightning Triggering by Means of UV Lasers*. Electrical Engineering in Japan, vol. 114, no. 8, pages 69–79, Dec. 15 1994.
- [Papazoglou 08] D.G. Papazoglou & S. Tzortzakis. *In-line holography for the characterization of ultrafast laser filamentation in transparent media*. Appl. Phys. Lett., vol. 93, page 041120, 2008.
- [Pépin 01] H. Pépin, D. Comtois, F. Vidal, C. Y. Chien, A. Desparois, T. W. Johnston, J. C. Kieffer, B. La Fontaine, F. Martin, F. A. M. Rizk, C. Potvin, P. Couture, H. P. Couture, A. Bondiou-Clergerie, P. Lalande & I. Galimberti. *Triggering and guiding high-voltage large-scale leader discharges with sub-joule ultrashort laser pulses*. Phys. Plasmas, vol. 8, no. 5, page 2532, 2001.
- [Petrova 07] Tz.B. Petrova, H.D. Ladouceur & A.P. Baranavski. *Numerical modeling of the electric breakdown and discharge properties of laser-generated plasma channels*. Phys. Rev. E, vol. 76, page 066405, 2007.
- [Popov 03] N.A. Popov. *Formation and development of leader channel in air*. Plasma Phys. Rep., vol. 29, page 695, 2003.
- [Proulx 00] A. Proulx, A. Talebpour, S. Petit & S. L. Chin. *Fast pulsed electric field created from the self-generated filament of a femtosecond Ti :Sapphire laser pulse in air*. Optics Commun., vol. 174, pages 305–309, 2000.
- [Rambo 01] P. Rambo, J. Schwarz & J.-C. Diels. *High-voltage electrical discharges induced by an ultrashort-pulse UV laser system*. J. Opt. A, vol. 3, pages 146–158, 2001.

- [Rax 05] J.M. Rax. *Physique des Plasmas*. Dunod, 2005.
- [Rodriguez 02] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Woste, T. Fujii, Y.B. Andre, A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu & J.P. Wolf. *Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments*. *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 9, pages 772–774, 2002.
- [Schillinger 99] H. Schillinger & R. Sauerbrey. *Electrical conductivity of long plasma channels in air generated by self-guided femtosecond laser pulses*. *Appl. Phys. B*, vol. 68, pages 753–756, 1999.
- [Shen 95] W. Shen, J.E. Sharer, N.T. Lam, B.G. Portet & K.L. Kelly. *Properties of vacuum ultraviolet laser sheet for a microwave reflector*. *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 12, page 6974, 1995.
- [Shvets 02] G. Shvets, I. Kaganovich & E. Startsev. *Comment on “Generation of Electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, no. 13, page 139301, 2002.
- [Spitzer 55] L. Spitzer. *Physics of fully ionized gases*. Interscience, New York, 1955.
- [Sprangle 04] P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi & C. A. Kapetanakis. *Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces*. *Phys. Rev. E*, vol. 69, no. 6, page 066415, 2004.
- [Talebpour 99] A. Talebpour, J. Yang & S. L. Chin. *Semi-empirical model for the rate of tunnel ionization of N_2 and O_2 molecule in an intense Ti :sapphire laser pulse*. *Optics Commun.*, vol. 163, pages 29–32, 1999.
- [Théberge 06] F. Théberge, W. Liu, P. Tr Simard, A. Becker & S. L. Chin. *Plasma density inside a femtosecond laser filament in air : Strong dependence on external focusing*. *Phys. Rev. E*, vol. 74, page 036406, 2006.
- [Tikhonchuk 02] V. T. Tikhonchuk. *Comment on “Generation of Electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, no. 20, page 209301, 2002.
- [Tzortzakis 99] S. Tzortzakis, M.A. Franco, Y.B. Andre, A. Chiron, B. Lamouroux, B.S. Prade & A. Mysyrowicz. *Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses*. *Phys. Rev. E*, vol. 60, no. 4, Part A, pages R3505–R3507, 1999.
- [Tzortzakis 00] S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade & A. Mysyrowicz. *Time evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air*. *Opt. Commun.*, vol. 181, page 123, 2000.
- [Tzortzakis 01] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Huller & P. Mora. *Femtosecond laser-guided electric discharge in air*. *Phys. Rev. E*, vol. 64, no. 5, Part 2, 2001.
- [Tzortzakis 02] S. Tzortzakis, G. Mechain, G. Patalano, Y.B. Andre, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, J.M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin & P. Encrenaz. *Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air*. *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 21, pages 1944–1946, 2002.

-
- [Vidal 00] F. Vidal, D. Comtois, C.-Y. Chien, A. Desparois, B. La Fontaine, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, H. P. Mercure & F. A. Rizk. *Modeling the triggering of streamers in air by ultrashort laser pulses*. IEEE Trans. Plasma Science, vol. 28, pages 418–433, 2000.
- [Wille 02] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.P. Wolf & L. Woste. *Teramobile : A mobile femtosecond-terawatt laser and detection system*. Eur. Phys. Jour., vol. 20, no. 3, pages 183–190, 2002.
- [Yablonovitch 72] E. Yablonovitch & N. Bloembergen. *Avalanche Ionization and the Limiting Diameter of Filaments Induced by Light Pulses in Transparent Media*. Phys. Rev. Lett., vol. 29, no. 14, pages 907–910, 1972.
- [Yang 02] H. Yang, J. Zhang, Y. Li, J. Zhang, Y. Li, Z. Chen, H. Teng, Z. Wei & Z. Sheng. *Characteristics of self-guided laser-plasma channels generated by femtosecond laser pulses in air*. Phys. Rev. E, vol. 66, no. 1, page 016406, 2002.
- [Zhao 95a] X. M. Zhao & J.-C. Diels. *How lasers might control lightning strokes*. Laser Focus World, vol. 29, no. 11, page 113, 1995.
- [Zhao 95b] X. M. Zhao, J.-C. Diels, C. Y. Wang & J. M. Elizondo. *Propagation dynamics of intense femtosecond pulses : Multiple splittings, coalescence, and continuum generation*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 31, page 599, 1995.
- [Zhu 06] J. Zhu, Z. Ji, Y. Deng, J. Liu, R. Li & Z. Xu. *Long lifetime plasma channel in air generated by multiple femtosecond laser pulses and an electrical field*. Opt. Exp., vol. 14, page 4915, 2006.

Troisième partie

Rayonnement TéraHertz cohérent émis par un filament

Rayonnement électromagnétique dans le domaine Téraherertz

7.1 Domaine des fréquences Téraherertz

Ondes THz

Compris entre 100 GHz et 20 THz, le domaine de fréquence térahertz (THz) est à la jonction entre les micro-ondes et l'infrarouge lointain (IR). Jusqu'au début des années 90 aucun dispositif optique ou électronique n'était en mesure de constituer une source ou un détecteur THz utilisable pour des applications industrielles d'où le nom de "Terahertz gap" donné à ce domaine de fréquences.

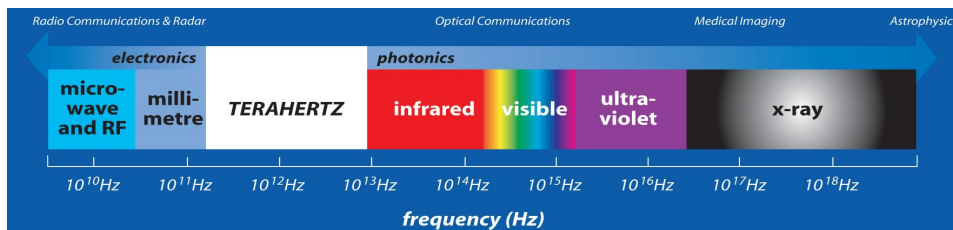


FIG. 7.1 - Spectre électromagnétique. Comme on le voit sur le graphique les Téraherertz sont à la jonction entre le domaine électronique et le domaine photonique.

Propriétés

Les principales propriétés qui rendent les radiations THz singulières par rapport au rayonnement visible ou infrarouge sont les suivantes :

Radiation non ionisante : Un photon à la fréquence THz ayant une énergie de l'ordre du meV, il est mille fois moins énergétique qu'un photon à 800 nm. À ce niveau d'énergie l'excitation des matériaux se fait essentiellement sur des niveaux rotationnels et pas vibrationnels. Il est donc quasiment impossible avec les sources THz actuelles d'ioniser un matériau, même

à l'état solide, ce qui rend les ondes THz particulièrement prometteuses pour mettre au point des méthodes d'imagerie non-invasives.

- # **Absorption par les substances polaires :** Les fréquences THz correspondent aux fréquences de vibration des petites molécules. Les THz sont donc fortement absorbés par les substances polaires telles que l'eau (H_2O). Ainsi, l'humidité de l'air rend leur propagation dans l'atmosphère très difficile (voir spectre d'absorption de l'atmosphère présenté en Figure 7.2).
- # **Transparence des matériaux non polaires et non métalliques :** La plupart des matériaux secs constitués de fibres ou de plastique sont transparents aux Téraherertz. C'est le cas du bois, du papier, des textiles, du polyéthylène ou du Téflon.

TAB. 7.1 - *Grandeurs typiques du domaine Téraherertz.*

Fréquence	$10^{11} \text{ Hz} < \nu < 10^{13} \text{ Hz}$
Longueur d'onde	$30 \text{ }\mu\text{m} < \lambda < 3 \text{ mm}$
Nombre d'onde	$20 \text{ cm}^{-1} < k < 200 \text{ cm}^{-1}$
Énergie d'un photon	$W \sim 1 \text{ meV}$
Température	$T \sim 10 \text{ K}$

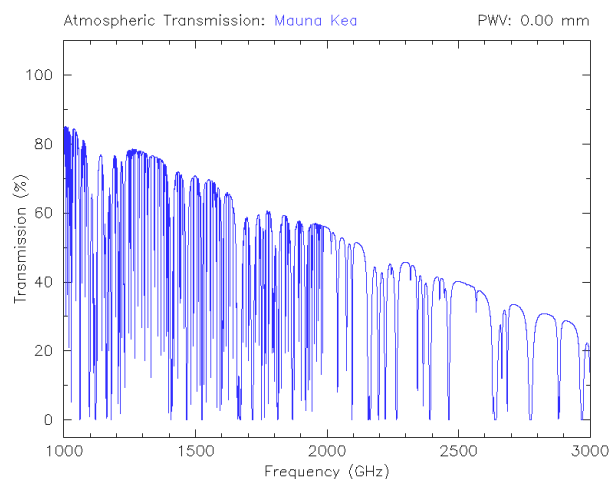


FIG. 7.2 - *Spectre de transmission zénithale de l'atmosphère au sommet du Mauna Kea entre 1 et 3 THz.*

Bref historique

Les premières sources THz étaient les corps noirs dont le rayonnement dans le domaine Téraherertz a été identifié par Rubens en 1894 [Rubens 94]. La radiation THz des corps noirs est

de très faible intensité, et elle est incohérente, or les corps noirs sont restés les seules sources existantes durant presque un siècle. Dans les années 70, Yajima et Takeuchi [Yajima 70] puis Moris et Shen [Morris 71] et Auston [Auston 73] mettent en évidence la génération de THz par rectification optique d'une impulsion laser picoseconde dans un cristal non-linéaire (le niobate de lithium LiNbO_3). Cette avancée, bien que majeure, aura un impact limité puisque les TéraHertz restent difficiles à détecter. Jusque dans les années 80 où Auston, utilisant un des premiers lasers à colorants femtoseconde, met au point une technique de détection cohérente des ondes THz basée sur l'effet Pockels [Auston 84b, Auston 88]. Cette méthode de génération et de détection du champ électrique d'une impulsion THz est à l'origine de l'essentiel des développements qui ont suivi (comme les méthodes de détection cohérente présentées dans la section 7.2). Elle consiste à mesurer la biréfringence optique induite dans un cristal électro-optique par le champ de l'onde THz. Une autre méthode très répandue consiste à détecter le changement de polarisation créé par le champ THz sur une antenne photoconductrice [Fetting 88].

Parallèlement, un certain nombre de sources à haute puissance moyenne ont été développées. Mais leur caractère monochromatique ou leur faible cohérence n'offre pas les mêmes possibilités d'applications que les sources THz mono-cycles. On peut citer le gyrotron, le tube BWO (aussi appelé carcinotron), le laser à électron libre, le synchrotron et le laser à cascade quantique [Faist 04]. La plupart de ces sources nécessitent des installations de grande taille et sont donc beaucoup plus coûteuses et moins facile d'accès que les sources utilisant des lasers ultra-courts qui tiennent sur une simple table d'expérience.

Applications

Une grand nombre d'applications basées sur l'utilisation d'une source THz ont d'ores et déjà été proposées. Tout d'abord pour de l'imagerie dans le domaine de la sécurité [Choi 04], de la santé [Pickwell 06] ou de la restaurations d'objets d'arts fragiles [Manceau 08, Jackson 08], les propriétés de transparence singulières des THz pourraient compléter les techniques usuelles utilisant des rayons X ou IR [Duling 07]. Le second axe applicatif envisagé est celui de la spectroscopie [Dragomar 04, Hangyo 05], en particulier parce que la grande longueur d'onde des THz permet de réaliser de la spectroscopie résolue en temps, en mesurant simultanément l'amplitude et la phase du champ électrique THz. Enfin le dernier axe concerne les applications dans le domaine des télécommunications en haute altitude (là où l'humidité de l'atmosphère devient négligeable) entre avion et satellite par exemple.

D'un point de vue plus fondamental, les radiations cohérentes THz devraient permettre l'étude et le contrôle d'un grand nombre de systèmes physico-chimique de première importance : les électrons dans les états hautement excités des atomes de Rydberg qui orbitent à des fréquences THz, beaucoup de petites molécules qui tournent à des fréquences THz, les modes de vibration d'un certain nombre de protéines qui sont dans le domaine THz, les collisions entre molécules en phase gazeuse à température ambiante dont le temps caractéristique est d'une picoseconde, les électrons dans les semiconducteurs et leur nano-structure qui résonnent à des fréquences THz, les supraconducteurs dont les gaps d'énergie correspondent aux fréquences THz ou encore les plasmas à l'état gazeux ou solide qui oscillent eux aussi à des fréquences THz.

7.2 Systèmes de détection THz

Détection incohérente

La détection d'un rayonnement électromagnétique est dite incohérente lorsqu'elle détecte l'intensité du champ électrique ou l'énergie rayonnée, tandis que la détection cohérente permet de mesurer directement le champ électrique et sa variation temporelle, gardant ainsi l'information de la phase temporelle de l'onde. Parmi les systèmes de détection incohérente on peut distinguer ceux basés sur des technologies électroniques comme le détecteur hétérodyne à diode de Schottky, de ceux mesurant l'énergie rayonnée comme les calorimètres et les détecteurs pyroélectriques. Les détecteurs utilisés au cours de mon travail de thèse sont présentés ci-dessous.

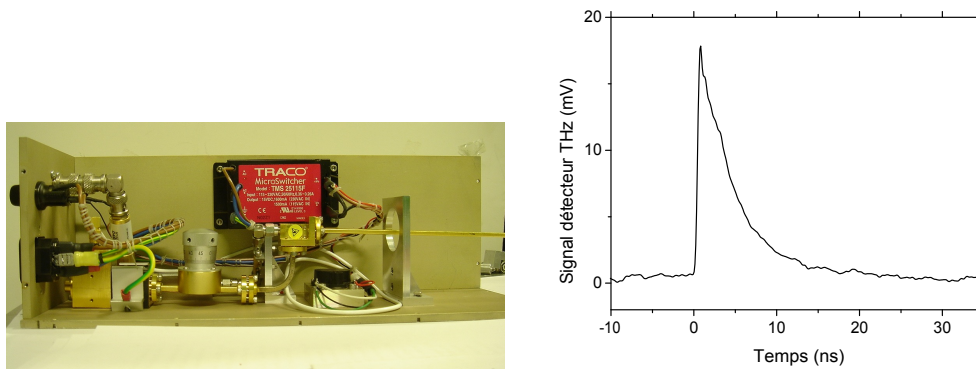


FIG. 7.3 - À gauche : Détecteur hétérodyne à 91 ± 2 GHz. À droite : Signal THz émis par un filament femtoseconde mesuré à l'aide du détecteur hétérodyne.

Détecteur hétérodyne

Les détecteurs hétérodynes sont couramment utilisés dans le domaine micro-onde et sont généralement destinés à mesurer des rayonnements continus monochromatiques avec une très grande sensibilité. Le détecteur qui nous a permis de mettre en évidence le rayonnement Téraherz des filaments est sensible aux fréquences autour de 91 GHz avec une bande passante de 4 GHz, ce qui correspond à la limite inférieure du spectre de rayonnement Téraherz. Conçu par des ingénieurs du LERMA (Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière Astrophysique) de l'Observatoire de Paris, il est particulièrement compact, maniable et sensible mais n'est pas calibré de façon absolue pour les rayonnements THz pulsés tels que celui du filament. Le fonctionnement du détecteur hétérodyne est décrit plus en détail dans la référence [Méchain 05a]. Son temps de réponse est de quelques nanosecondes et un signal caractéristique mesuré à l'aide du détecteur est présenté en Figure 7.3.

Bolomètre

Le principe du bolomètre est de convertir l'énergie du rayonnement électromagnétique incident en chaleur au sein d'un absorbeur. Ce dernier est lié à un thermomètre dont les propriétés

électriques dépendent de la température. En mesurant les variations d'impédance du détecteur on peut en déduire précisément la puissance électromagnétique incidente [Lecaque 06].

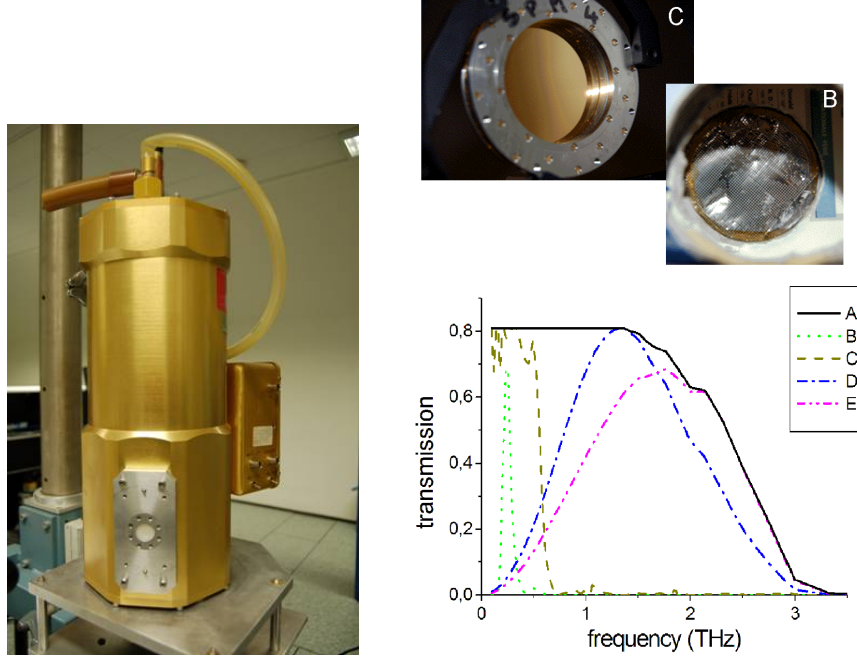


FIG. 7.4 - À gauche : Photo du cryostat contenant le bolomètre refroidi à 4 K. À droite : Spectres de transmission des différents filtres utilisés avec le bolomètre et photos de deux des filtres.

Le bolomètre utilisé dans nos expériences nous a été prêté par l'Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay (voir photo 7.3). Pour maximiser sa sensibilité, le bolomètre est placé dans un cryostat refroidi à une température de 4K par de l'hélium liquide. La fenêtre d'entrée du Dewar est en polyéthylène blanc, et une lentille de quartz z-cut focalise le rayonnement incident sur le bolomètre. L'absorbeur est un carré de 3×3 mm de diamant noir collé sur un élément de silicium. Le système est sensible sur une gamme de longueur d'onde très grande (allant des THz jusqu'au proche infrarouge) il est donc nécessaire d'insérer un filtre passe bas pour bloquer totalement le rayonnement du laser à 800 nm. Nous avons ainsi placé dans le cryostat un filtre à base de polyéthylène et de diamant bloquant les rayonnements de fréquences supérieures à 3 THz (voir spectre de transmission A dans la figure 7.4) ainsi qu'un filtre en Téflon et en polyéthylène noir devant la fenêtre d'entrée.

Détection cohérente

La détection du champ électrique d'une impulsion lumineuse cohérente est une particularité du domaine des fréquences THz. En effet, il n'existe pas de méthode similaire permettant de mesurer la variation temporelle du champ électrique d'une onde optique. La détection cohérente THz consiste à induire sur une impulsion laser sonde ultracourte un effet non-linéaire proportionnel au champ électrique THz. Il suffit ensuite de caractériser l'impulsion optique (sa polarisation ou son spectre) pour en déduire l'amplitude du champ THz coïncidant temporellement avec l'impulsion femtoseconde. L'impulsion optique de durée $\tau_L = 50$ fs étant beaucoup

plus courte que l'impulsion THz (> 1 ps), en balayant finalement le délai temporel séparant les deux impulsions à l'aide d'une ligne à retard on peut reconstruire totalement le champ $E_{\text{THz}}(t)$.

Echantillonnage électro-optique dans un cristal de ZnTe

La technique de mesure de l'amplitude et de la phase du champ électrique d'une impulsion THz par échantillonnage électro-optique a été découverte en 1995 par Q. Wu et X.-C. Zhang [Wu 95]. Elle repose sur l'effet Pockels [Boyd 03] (aussi appelé effet électro-optique linéaire) induit par une impulsion THz dans certains cristaux comme le niobate de lithium (LiNbO_3), le tellure de zinc (ZnTe) ou l'arséniure de gallium (AsGa). Ces cristaux de type zinc-blende présentent un coefficient diélectrique non-linéaire d'ordre 2 et leur tenseur diélectrique inverse ne présente qu'une seule composante indépendante $r_{xyz} = r_{yzx} = \dots$. Ainsi, alors qu'en l'absence de champ extérieur ils se comportent comme des milieux isotropes, une impulsion THz intense induit dans ces cristaux une biréfringence instantanée directement proportionnelle au champ $E_{\text{THz}}(t)$. Pour un cristal orienté selon $(1\ 1\ 0)$ on obtient un effet maximal avec un champ THz polarisé selon $(1\ \bar{1}\ 0)$ et la permittivité diélectrique du cristal est différente suivant les directions de polarisation $(1\ \bar{1}\ \sqrt{2})$ et $(\bar{1}\ 1\ \sqrt{2})$ [Reimann 07]. Lorsqu'une impulsion optique femtoseconde sonde est envoyée en même temps que l'impulsion THz elle subit dans le cristal un retard de phase $\Delta\phi$ entre ses composantes de polarisations suivant ces deux axes. Ce retard est proportionnel au champ électrique THz présent [Dragomar 04] :

$$\Delta\phi(\tau) = \frac{2\pi d}{\lambda} n_0^3 r_{xyz} E_{\text{THz}}(t), \quad (7.1)$$

où λ est la longueur d'onde de la sonde optique, r_{xyz} est le coefficient electro-optique du cristal et d est l'épaisseur du cristal. L'équation (7.1) n'est valable que si la vitesse de groupe de la sonde est égale à la vitesse de phase de l'impulsion THz, ce qui limite l'épaisseur maximale du cristal. Le retard de phase $\Delta\phi$ est ensuite mesuré avec le système présenté en Figure 7.5.

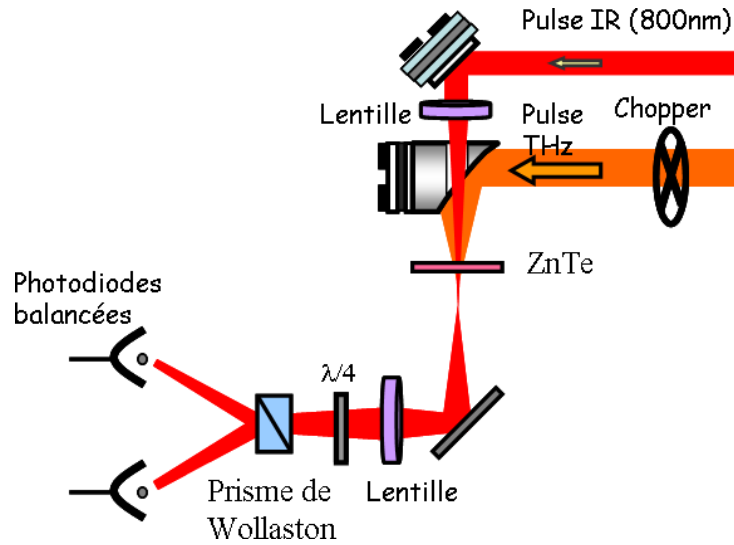


FIG. 7.5 - Schéma du montage de détection du champ THz par échantillonnage électro-optique.

En l'absence de champ THz la polarisation de l'impulsion optique reste inchangée en traversant le cristal, c'est à dire qu'elle reste polarisée linéairement. Elle traverse ensuite une lame de phase $\lambda/4$ réglée à 45° qui transforme sa polarisation linéaire en polarisation circulaire. Un prisme de Wollaston sépare ensuite spatialement les composantes horizontale et verticale de sa polarisation. Les deux faisceaux issus du prisme sont finalement détectés par deux photodiodes (voir Figure 7.5). Un circuit électronique mesure très précisément la différence de tension délivrée par les deux photodiodes et amplifie le signal avant de l'envoyer au système d'acquisition. Cette différence est nulle en absence de THz puisque le faisceau en entrée du Wollaston est polarisé circulairement. Mais lorsqu'un champ électrique THz rend le cristal biréfringent, à sa sortie la polarisation de la sonde sera légèrement elliptique, favorisant ainsi une photodiode plutôt que l'autre. Avec la différence de phase de 90° induite par la lame quart d'onde la différence des signaux reçus par les deux photodiodes est proportionnelle au sinus de $\Delta\phi$:

$$\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \sin \Delta\phi,$$

mais comme $\Delta\phi \ll 1$ on peut faire l'approximation $\sin \Delta\phi = \Delta\phi$.

Le cristal que nous avons employé est un cristal de ZnTe (1 1 0) de 2 mm d'épaisseur et de 1 cm de diamètre. Parce qu'il présente une faible absorption au rayonnement THz, un coefficient électro-optique élevé, un seuil de dommage assez haut et parce que la vitesse de phase d'une onde à 1 THz y est égale à la vitesse de groupe d'une impulsion laser centrée à 800 nm, c'est le cristal le plus couramment utilisé aussi bien pour détecter que pour générer des THz¹. Son principal défaut est que les résonances de ses phonons absorbent fortement les fréquences entre 4 et 8 THz.

Mélange à quatre ondes dans l'air ionisé

L'autre méthode de détection que nous avons utilisée repose sur un mécanisme de mélange à quatre ondes dans l'air ionisé (montage présenté en Figure 7.6). Découverte récemment par l'équipe de X.-C. Zhang [Dai 06] c'est la première technique que nous ayons mise en oeuvre pour mesurer le champ d'une impulsion THz [Houard 08b], car elle présente l'avantage de nécessiter moins de composants optiques et électroniques coûteux et parce qu'elle peut détecter des spectres allant de 0,1 à 8 THz sans qu'ils ne soient déformés par des phonons d'absorption comme c'est le cas avec les cristaux EO. Son principal inconvénient est qu'elle est beaucoup moins sensible que la méthode précédente. En améliorant le rapport signal sur bruit par une technique de détection hétérodyne, l'équipe de Zhang a récemment pu mesurer un spectre THz allant de 1 à 40 THz [Karpowicz 08a, Karpowicz 08b], ce qui est considérable.

Le principe de détection repose sur un effet non-linéaire d'ordre trois dans l'air ionisé et pourrait être décrit comme le mécanisme réciproque de la génération de THz par mélange à quatre ondes présenté dans le chapitre 11. Il consiste à focaliser dans l'air l'impulsion THz avec une impulsion optique de pulsation ω suffisamment intense et à détecter l'intensité du premier harmonique du laser à 2ω produit dans le plasma généré au foyer des deux faisceaux. Dans le plasma, deux photons d'énergie $\sim \hbar\omega$ se mélangent avec un photon de fréquence THz pour créer un photon d'énergie $\sim \hbar 2\omega$. Le champ résultant à 2ω peut alors être exprimé

$$E_{2\omega}^{signal} \propto \chi^{(3)} E_\omega E_\omega E_{THz}, \quad (7.2)$$

¹Toutes les techniques de détection cohérentes du champ THz (échantillonnage électro-optique, antennes photoconductrices et mélange à quatre ondes dans l'air) sont réversibles et peuvent être utilisées pour la génération d'impulsions THz.

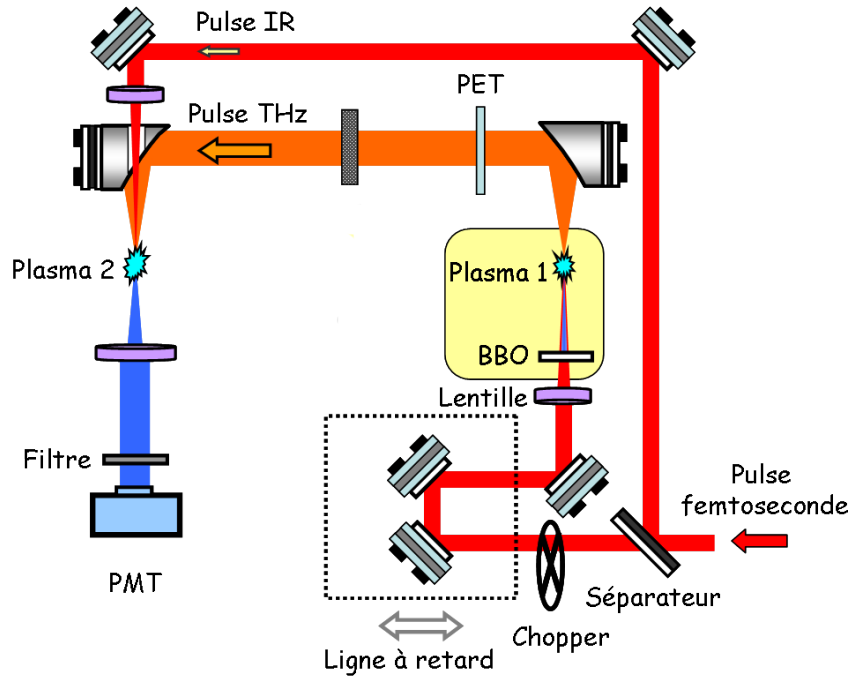


FIG. 7.6 - Schéma du montage d'émission et de détection du champ THz par mélange à quatre ondes.

où $\chi^{(3)}$ est la susceptibilité de troisième ordre de l'air. Puisque $E_{2\omega}^{signal} \propto E_{THz}$ l'intensité du 2ω détecté est proportionnelle à l'intensité de l'onde THz, ce qui veut dire que l'information sur la phase de l'onde THz est perdue. La détection est alors incohérente.

Pour y remédier il faut prendre en compte le champ à 2ω généré dans le plasma par l'impulsion femtoseconde seule qui devient non négligeable lorsque l'intensité de l'impulsion IR au foyer dépasse $5.10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ [Dai 06]. Ce champ à 2ω provient de l'élargissement du spectre de l'impulsion optique femtoseconde sous l'effet de l'auto-modulation de phase. Cet effet non-linéaire qui apparaît à haute intensité est aussi présent dans les filaments [Couairon 07]. En incluant dans l'analyse précédente la contribution de l'auto-modulation de phase, que l'on peut considérer comme un oscillateur local (OL) puisqu'elle est indépendante du champ THz, on obtient pour l'expression de l'intensité à 2ω :

$$I_{2\omega} \propto (E_{2\omega})^2 = (E_{2\omega}^{signal} + E_{2\omega}^{OL})^2 = (E_{2\omega}^{signal})^2 + (E_{2\omega}^{OL})^2 + 2E_{2\omega}^{signal}E_{2\omega}^{OL} \cos(\varphi),$$

où φ est la différence de phase entre $E_{2\omega}^{signal}$ et $E_{2\omega}^{OL}$. En injectant la formule (7.2) dans l'équation précédente on obtient :

$$I_{2\omega} \propto (\chi^{(3)}I_{\omega})^2 I_{THz} + (E_{2\omega}^{OL})^2 + 2\chi^{(3)}I_{\omega}E_{THz}E_{2\omega}^{OL} \cos(\varphi). \quad (7.3)$$

Le premier terme peut être négligé devant les deux suivants lorsque l'intensité IR au foyer dépasse un seuil estimé à $5.10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Le second terme est la contribution de l'oscillateur local et peut être filtré en utilisant une détection synchrone, obtenue en modulant avec un chopper le faisceau pompe qui génère les THz (voir Figure 7.6). La phase φ de l'oscillateur

local étant constante pour une intensité de faisceau pompe fixée, de même que la valeur de $\chi^{(3)}$, l'équation (7.3) prédit donc que $I_{2\omega} \propto E_{\text{THz}}$.

De la même façon qu'avec l'échantillonnage électro-optique, il suffit ensuite de faire varier le délai temporel entre l'impulsion THz et l'impulsion optique sonde pour reconstruire totalement la forme du champ $E_{\text{THz}}(t)$. Un exemple de courbe mesurée avec cette technique est présenté en Figure 7.7.

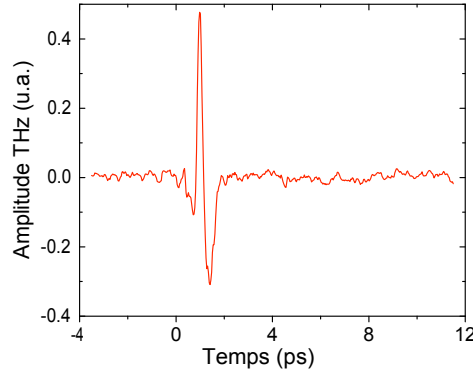


FIG. 7.7 - Champ électrique d'une impulsion THz générée par un laser à deux couleurs mesuré à l'aide de la technique du mélange à quatre ondes dans l'air ionisé.

7.3 Génération de THz dans l'air ionisé par laser

THz générés dans l'air

Les premières expériences mettant en évidence la génération de rayonnement THz cohérent dans un plasma produit par laser ont été faites dans les années 90 par Hamster *et al.*. En focalisant fortement une impulsion laser de 50 mJ et 120 fs dans des gaz rares (He et Ar) à basse pression ces derniers ont observé l'émission d'une intense impulsion électromagnétique de quelques ps dans le domaine THz (ou infrarouge lointain), émission qu'ils ont associée au champ pondérateur induit par le laser dans le plasma [Hamster 93b, Hamster 94].

En 2000 Löffler *et al.* ont démontré que cette émission cohérente du plasma pouvait être fortement amplifiée en appliquant un champ électrique important au foyer de la lentille de focalisation. Bien qu'utilisant des impulsions beaucoup moins énergétiques (900 μJ et 150 fs) ils ont pu mesurer précisément le spectre et l'amplitude du champ THz produit dans de l'azote sec avec et sans champ électrique externe [Löffler 00, Löffler 05b]. Au même moment, Cook *et al.* ont découvert qu'en focalisant fortement une impulsion IR avec son premier harmonique on pouvait générer un rayonnement THz beaucoup plus intense qu'avec le pulse infrarouge seul. Ils ont expliqué ce rayonnement par un mécanisme de mélange à quatre ondes dans l'air [Cook 00]. C'est cette méthode qui a par la suite suscité le plus grand engouement, puisque c'est celle qui présente la plus grande efficacité de conversion [Löffler 05a]. Ainsi, un certain nombre d'études expérimentales de ce rayonnement ont été faites [Kress 04, Bartel 05, Thomson 07, Houard 08a] et plusieurs modèles théoriques différents ont été proposés [Xie 06, Kim 07].

Il est à noter que dans toutes ces études les auteurs ont cherché à avoir une tache focale la plus petite possible pour obtenir une intensité maximale dans un volume de plasma très restreint.

Dans le cas de la filamentation d'une impulsion ultracourte dans l'air l'extension spatiale du plasma produit ne peut plus être négligée, tandis que l'intensité laser atteinte dans les filaments est limitée par différents processus de saturation comme l'absorption et la diffraction par le plasma. Mais nous verrons que ces différences peuvent aussi être un atout, notamment pour générer un rayonnement THz à grande distance.

THz et filamentation femtoseconde

À la fin des années 90, Schillinger *et al.* ont mis en évidence la présence de plasma dans les filaments créés dans l'air par une impulsion femtoseconde IR [Schillinger 99]. La mesure précise de la densité électronique de ce plasma a permis de conclure que sa fréquence de Langmuir (ou pulsation plasma) se situait autour de 1 THz [Tzortzakis 99]. Un courant électronique induit dans le filament par une perturbation de quelque nature devait donc rayonner dans le domaine THz.

En 2000, Proulx *et al.* ont mesuré en champ proche (à quelques mm du plasma) un rayonnement sub-picoseconde transverse à la direction de propagation du filament dont le spectre se trouvait dans le domaine sub-téraherz [Proulx 00]. L'année suivant, Cheng *et al.* ont calculé à l'aide d'un code numérique que la colonne de plasma devait émettre radialement un rayonnement cohérent de type dipolaire centré à 0,1 THz. Ce rayonnement serait dû à un courant longitudinal macroscopique engendré par la pression de radiation dans le plasma du filament [Cheng 01]. Cette prédiction a été vérifiée expérimentalement par notre groupe à l'aide du détecteur hétérodyne centré à 100 GHz et d'un bolomètre [Tzortzakis 02, Mechain 03]. Cependant, le modèle physique proposé par Cheng *et al.* a été contesté par plusieurs théoriciens des plasmas [Tikhonchuk 02, Shvets 02, Sprangle 04]. Ces derniers affirment que le courant électronique considéré par Cheng ne peut pas rayonner efficacement à l'extérieur du plasma. Ils font remarquer par ailleurs que le terme prépondérant parmi les sources de courant présentes dans le plasma est celui lié à la force pondéromotrice et non pas à la pression de radiation. Inspirés par les travaux cités dans la section précédente nous avons décidé de vérifier avec notre détecteur hétérodyne si le filament n'émettait pas lui aussi un rayonnement vers l'avant, comme c'était le cas pour les plasma localisés produits par laser [Hamster 93b, Löffler 05b]. C'est ainsi que nous avons observé un rayonnement cohérent beaucoup plus intense que le rayonnement transverse rapporté auparavant [Houard 07a, D'Amico 07b]. Par ailleurs, avec l'aide du professeur V. Tikhonchuk nous avons développé un modèle théorique complet qui reproduit très bien les caractéristiques mesurées en champ lointain de l'émission THz du canal de plasma. On peut souligner que cette émission repose bien sur le courant produit par la force pondéromotrice induite par le pulse laser. À la suite de cette première découverte, nous avons mis au point plusieurs méthodes pour amplifier l'émission THz du filament comme nous le verrons en détail dans les chapitres suivants.

Rayonnement de transition-Cerenkov d'un filament

8.1 Mise en évidence expérimentale de l'émission Terahertz d'un filament

Émission THz d'un filament vers l'avant

À l'aide du détecteur hétérodyne à 0,1 THz nous avons d'abord mesuré le diagramme d'émission angulaire d'un filament de 50 cm produit en focalisant une impulsion de 150 fs, 5 mJ et 8 mm de diamètre à l'aide d'une lentille de 2 m de focale. C'est le cas typique des filaments en laboratoire considérés dans le chapitre 5. Pour avoir la meilleure résolution angulaire possible nous avons remplacé la lentille de collection en téflon qui était à l'entrée du détecteur par un guide d'onde métallique de 4 mm de diamètre, et nous avons choisi comme centre de rotation le centre du canal de plasma. Une photo du montage de détection est présentée en Figure 8.1.

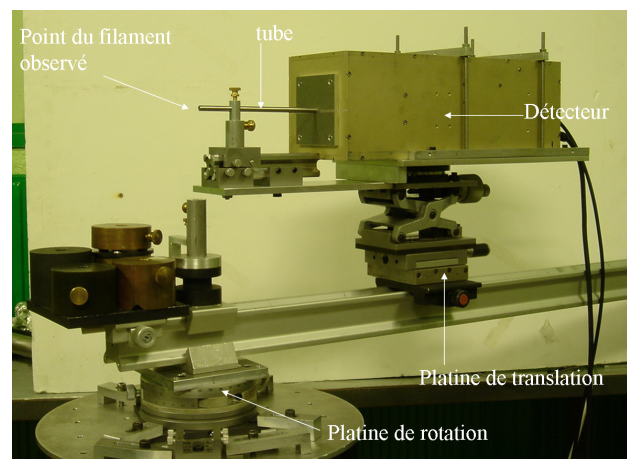


FIG. 8.1 - Dispositif permettant de mesurer précisément la distribution angulaire du rayonnement du plasma.

Nous avons d'abord reproduit la mesure de Tzortzakis *et al.* consistant à détecter l'émission radiale du filament autour de la position $\theta = 90^\circ$ [Tzortzakis 02]. Le diagramme obtenu est tracé à gauche dans la Figure 8.2 et présente bien une allure de rayonnement dipolaire. On peut souligner le fait que pour arriver à détecter ce signal THz assez faible il est nécessaire de se placer à quelques cm du filament, c'est-à-dire dans la zone de champ proche (ou zone de Fresnel). La proximité du détecteur par rapport au filament ne permet pas non plus de mesurer l'émission pour de petits angles θ sans risquer d'envoyer le faisceau laser directement dans le détecteur et de fausser ainsi la mesure.

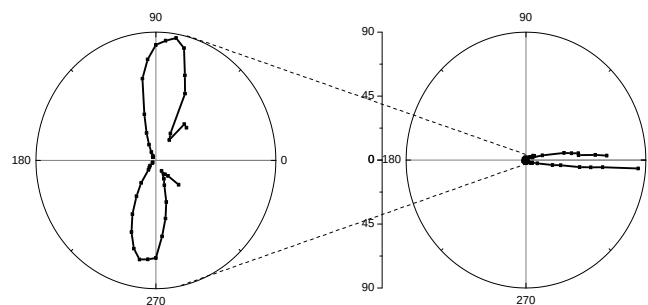


FIG. 8.2 - À droite : Diagramme angulaire d'émission d'un filament de 30 cm mesuré en plaçant le détecteur hétérodyne à 7 cm du centre du filament (champ lointain) qui est aussi le centre de rotation. Le diagramme de gauche montre un zoom de la répartition angulaire autour de 90° obtenu en rapprochant le détecteur du centre du filament (distance de 7 mm). L'émission autour de 0° est donc 100 fois plus intense que l'émission radiale. Noter que le laser se propage de la gauche vers la droite.

Nous avons donc reculé le détecteur à une distance de 10 cm du centre du filament. À cette distance l'émission radiale est quasiment indétectable, on observe en revanche pour les petits angles autour de l'axe de propagation du faisceau ($\theta < 5^\circ$) une émission très intense, presque deux ordres de grandeurs plus importante que l'émission radiale (voir Figure 8.2 diagramme de droite).

Diagrammes d'émissions

Le diamètre du faisceau restant constant, lorsqu'on fait varier la focale de la lentille convergente on observe que la répartition angulaire du rayonnement change sensiblement (voir Figure 8.3). Ainsi, en diminuant l'ouverture numérique (O.N. $\sim d/2f$) du faisceau laser incident on distingue deux lobes symétriques autour de l'axe de propagation Z et l'intensité THz passe par un zéro sur l'axe de propagation. Le cône creux ainsi formé présente un angle d'ouverture qui dépend fortement de la focale de la lentille utilisée pour focaliser le faisceau, c'est à dire de l'ouverture numérique (puisque le diamètre initial est gardé constant $\Phi \sim 7$ mm). Comme le montre la Figure 8.3, pour une fréquence THz donnée, plus l'ouverture numérique du faisceau laser est petite plus le cône d'émission THz est fermé.

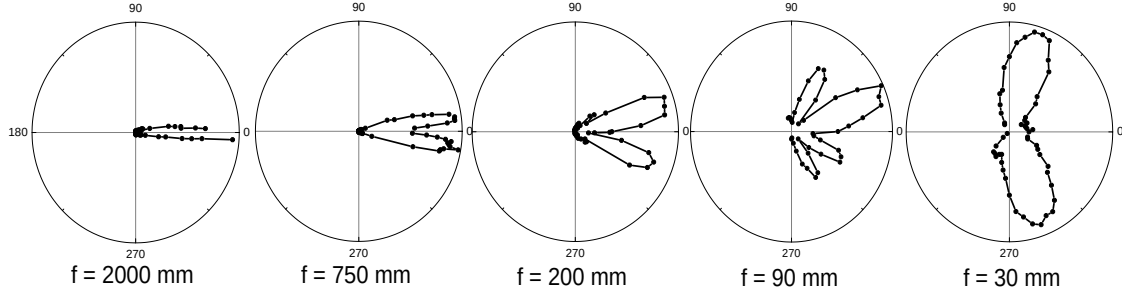


FIG. 8.3 - Diagrammes d'émission angulaire mesurés avec le détecteur hétérodyne à 0,1 THz en fonction de la focale f de la lentille pour un faisceau de diamètre $d \sim 7$ mm.

Polarisation

Le détecteur hétérodyne utilisé comporte un guide d'onde à section rectangulaire qui agit comme un polariseur sur l'onde THz détectée. Pour mesurer la polarisation du rayonnement THz du filament nous avons simplement fait tourner le détecteur autour de son axe et mesuré la variation de l'intensité en fonction de l'angle de rotation α . La loi de variation observée en un point du cône d'émission correspond à une loi de Malus $I_{\text{THz}}(\alpha) \propto \sin^2(\alpha + \varphi)$, ce qui signifie que les THz sont polarisés linéairement. Mais leur direction de polarisation varie en fonction du point d'observation et plus précisément en fonction de l'angle azimutal. On s'aperçoit en fait que le cône THz est polarisé radialement.

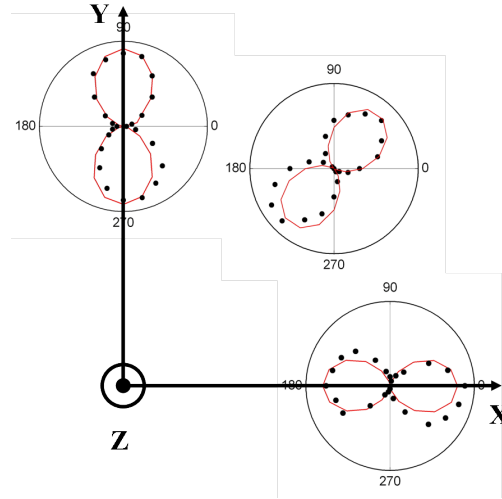


FIG. 8.4 - Diagrammes de polarisation mesurés pour trois positions azimutales. Les courbes rouges sont des fits correspondant à la loi de Malus $I_{\text{THz}}(\alpha) \propto \sin^2(\alpha + \varphi)$ pour $\phi = 0, \pi/2$ et π .

En faisant tourner la direction de polarisation du laser avec une lame de phase nous avons aussi vérifié que l'intensité et la polarisation des THz étaient indépendantes de la polarisation de l'impulsion optique, ce qui exclut tout mécanisme de rectification optique comme origine

du rayonnement. En fait, la polarisation ainsi que la distribution angulaire du rayonnement sous la forme d'un cône rappelle l'émission Cerenkov d'une charge se propageant à une vitesse superliminale.

8.2 Modèle du rayonnement de transition-Cerenkov

Origine de l'émission

La caractérisation expérimentale effectuée à l'aide du détecteur hétérodyne a mis en évidence que les filaments femtoseconde émettaient des THz polarisés radialement dans un cône creux dont l'ouverture croît avec l'ouverture numérique du faisceau IR [Houard 07a]. Le fait que la génération des THz soit indépendante de la polarisation du laser exclut tout mécanisme de rectification optique. L'oscillation du plasma créé dans le filament apparaît comme la source la plus probable de rayonnement THz, d'autant plus que la fréquence propre d'oscillation des électrons du plasma se situe autour de 1 THz (voir Partie II). Les caractéristiques de l'émission THz sont assez similaires à celles observées dans la ref [Hamster 93a] à très haute intensité et dans des gaz rares, et comme dans leur cas, la principale source de courant dans le filament est la force pondéromotrice [Sprangle 02, Tikhonchuk 02]. En revanche, alors que Hamster *et al.* considéraient principalement l'effet de la force pondéromotrice radiale, dans le cas du filament l'impulsion auto-guidée a un diamètre de 100 μm et une épaisseur selon Z inférieure à 30 μm , ce qui implique que le gradient longitudinal du champ est plus important que le gradient radial. Le courant induit par cette force est donc dirigé selon l'axe de propagation Z.

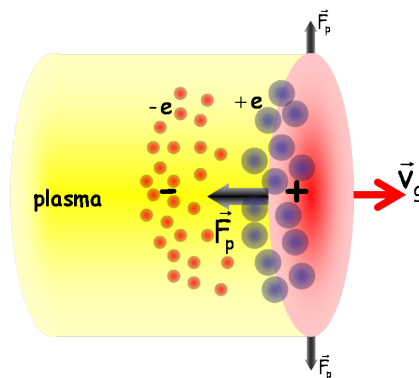


FIG. 8.5 - Schéma de la séparation de charge induite par la force pondéromotrice à l'arrière de l'impulsion autoguidée [D'Amico 07a].

Après l'ionisation par effet multiphotonique les électrons sont repoussés vers l'arrière par le champ pondéromoteur induit à l'arrière du pulse laser, tandis que les ions restent immobiles. Les électrons oscillent à leur fréquence propre $\omega_{pe} \sim 1$ THz mais cette oscillation est rapidement amortie par les collisions électron-neutre en un temps de l'ordre de $1/\nu_{en} = 1$ ps, ce qui correspond à une ou deux oscillations. On a donc une onde de plasma très brève continûment créée dans le sillage du front d'ionisation et qui avance avec lui à la vitesse du pulse dans le filament. La charge électrique du plasma restant nulle au niveau macroscopique, la charge d'espace dans le sillage de l'impulsion équivaut à un dipôle se propageant à la vitesse de groupe v_g (voir Figure 8.5).

L'émission électromagnétique d'une particule chargée se propageant avec une vitesse constante $v > c/n(\omega)$ (où $n(\omega)$ est l'indice de réfraction à la fréquence ω) est appelée émission Cerenkov. Ce mécanisme produit un rayonnement intense polarisé radialement dans un cône. L'angle d'émission β du cône Cerenkov est donné par la condition de résonance

$$\cos \theta = \frac{ct/n}{\beta c_0 t} = \frac{1}{\beta n},$$

avec $\beta = 1/[1 - (v/c)^2]$, où n est l'indice de réfraction du milieu traversé par la particule et v est sa vitesse. Un rayonnement similaire mais moins intense peut aussi être observé lorsqu'un dipôle ou une polarisation induite se propage plus rapidement que la lumière dans un milieu [Auston 84a]. Dans notre cas la longueur du dipôle l est de l'ordre de la longueur d'amortissement du plasma $l = c/\nu_e \sim 300 \mu\text{m}$, c'est-à-dire du même ordre ou inférieure à la longueur d'onde du rayonnement THz. Ceci ne supprime pas totalement l'émission Cerenkov mais diminue son efficacité d'un facteur $(\omega/\nu_e)^2$. D'autre part l'indice de réfraction de l'air est très proche de 1 et quasiment indépendant de la fréquence. Même si les simulations numériques de la propagation d'impulsions dans les filaments ont montré que le front avant de l'impulsion pouvait avancer à une vitesse superluminale [Couaïron 07] cet effet n'est pas assez important pour expliquer l'angle du cône THz observé et surtout sa variation avec les conditions de focalisation.

Si le filament rayonne, c'est parce qu'il a une longueur finie. En effet, le rayonnement Cerenkov en champ lointain d'un dipôle se déplaçant à la vitesse de la lumière sur une longueur infinie est nul puisque le critère de Cerenkov ($\beta n > 1$) n'est pas vérifié. Si en revanche la longueur de déplacement du dipôle L est finie alors un rayonnement est produit vers l'avant dans un cône dont l'angle dépend directement de la longueur L . C'est pourquoi le rayonnement THz du filament présente certaines propriétés du rayonnement dit de transition [Takahashi 00] et que le Pr. Tikhonchuk a décidé de le baptiser "rayonnement de transition Cerenkov" [D'Amico 07b].

Calcul du courant de sillage dans un filament

Le calcul du rayonnement de transition-Cerenkov d'un filament peut se résumer en deux étapes : dans un premier temps, calculer le courant de plasma dans le filament et dans un second temps calculer le champ électrique et magnétique induit en champ lointain par ce courant, ce qui revient à faire interférer tous les points d'émission de la colonne de plasma. On notera que dans les cinq processus d'émission du plasma étudiés dans ce manuscrit, seul diffère le calcul du terme de courant dans le plasma.

Définition des paramètres du problème

Dans ce calcul, on considérera un filament produit dans l'air en focalisant une impulsion laser femtoseconde à l'aide d'une lentille convexe. Dans le coeur intense du filament l'intensité de l'impulsion est clampée à une valeur I_0 , et sa durée τ_L reste constante. Par conséquent la densité électronique ρ_e et la température électronique restent elles aussi constantes dans le filament (du moins pendant quelques picosecondes). Le canal de plasma a une longueur L et un rayon $r_0 \sim 100 \mu\text{m}$. La polarisation du laser n'ayant pas d'effet sur l'émission THz on peut considérer l'ensemble comme étant à symétrie de révolution autour de l'axe de propagation Z .

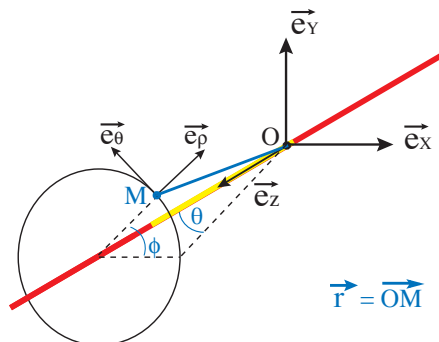


FIG. 8.6 - Schéma du filament et du repère cylindrique considéré dans le modèle. Le point \$O\$ est le début du filament et \$M\$ est le point d'observation.

Densité de courant longitudinal

L'excitation d'un champ électrique de sillage par une impulsion laser se propageant dans l'air a été décrite par Sprangle *et al.* dans la référence [Sprangle 04]. Les auteurs obtiennent l'équation du champ électrique de séparation de charge dans le plasma induit par la force pondéromotrice du plasma. Dans le cas précis du filament femtoseconde, l'impulsion autoguidée présente une forme de crêpe (\$\Delta_z \ll \Delta_\perp\$), le champ électrique de sillage \$E(t - z/v_g)\$ est par conséquent dirigé le long de l'axe de propagation \$z\$ et satisfait l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} + \nu_e \frac{\partial E_z}{\partial t} + \omega_{pe}^2 E_z = - \underbrace{\frac{e\omega_{pe}^2}{2\epsilon_0 m_e \omega_0^2 c} \left(\frac{2\nu_e}{c} + \frac{2}{c\omega_{pe}^2} \frac{\partial \omega_{pe}^2}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \right)}_{S_z} I_L, \quad (8.1)$$

où \$\nu_e \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}\$ est la fréquence de collision électronique, \$\omega_{pe} \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}\$ est la fréquence plasma électronique, \$\omega_0 = 2,4 \cdot 10^{15} \text{ rad. s}^{-1}\$ est la pulsation du laser et \$I_L\$ l'intensité du pulse dans le filament. On peut noter que cette équation est une approximation, obtenue en considérant une petite perturbation de la densité électronique, ce qui est justifié dans le cas précis du champ pondéromoteur. Les termes dominants dans \$S_z\$ sont le premier terme proportionnel à la fréquence de collision, qui est associé à la pression de radiation et le troisième terme impliquant le gradient de l'intensité, associé à la force pondéromotrice. La variation temporelle de la densité électronique se produisant essentiellement sur le front avant de l'impulsion, on peut négliger le second terme dans ce calcul.

En introduisant le temps retardé dans le référentiel de l'impulsion \$\tau = t - z/c\$ l'équation (8.1) présente une solution explicite :

$$E_z(\tau) \simeq \frac{e\omega_{pe}^2}{2\epsilon_0 m_e \omega_0^2 c \omega_p} \int_0^\tau \exp^{-\nu_e(\tau-\tau')/2} \sin \omega_p(\tau - \tau') \left(\frac{\partial}{\partial \tau'} + 2\nu_e \right) I_L(\tau') d\tau', \quad (8.2)$$

où \$\omega_p = \sqrt{\omega_{pe}^2 - \nu_e^2/4}\$ est la fréquence des oscillations amorties du plasma. La transformée de

Fourier¹ de l'équation précédente donne

$$\tilde{E}_z(\omega) = \frac{ie\omega_{pe}^2}{2\epsilon_0 m_e c^2 \omega_0^2 (\omega^2 - \omega_{pe}^2 + i\nu_e \omega)} \int_0^\infty \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + 2\nu_e \right) I_L(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (8.3)$$

En considérant une impulsion laser de la forme $I_L(\tau) = I_0 \sin^2(\pi\tau/\tau_L)$ pour $0 \leq \tau \leq \tau_L$, l'intégrale dans l'équation (8.3) devient alors égale à $(\omega - 2i\nu_e)\tilde{I}_L(\omega)$. On obtient finalement l'expression du courant longitudinal dans l'espace de Fourier défini comme $\tilde{j}_z(\omega) = i\epsilon_0\omega\tilde{E}_z(\omega)$:

$$\tilde{j}_z(\omega) = \underbrace{\left(\frac{I_0 e \omega_{pe}}{2m_e \epsilon_0 c^2 \omega_0^2} \right)}_{E_{pond}} \epsilon_0 \underbrace{\frac{\omega_{pe}(\omega - 2i\nu_e)}{[\omega_{pe}^2 - \omega^2 + i\nu_e \omega]} \frac{\sin(\omega\tau_L/2)}{1 - (\omega\tau_L/2\pi)^2} e^{-i\omega\tau_L/2}}_{g(\omega)}, \quad (8.4)$$

où E_{pond} est l'amplitude du champ induit par la force pondéromotrice et la fonction sans dimension $g(\omega)$ définit le spectre en fréquence du courant.

Rayonnement électromagnétique du filament en champ lointain

Calcul du potentiel vecteur

On note $\vec{A}(\vec{r}, t)$ le potentiel vecteur du champ EM induit par le courant $\vec{j}$ produit par l'impulsion laser dans le filament. L'équation de propagation de $\vec{A}$ peut s'écrire avec la jauge de Lorentz :

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \mu_0 \vec{j}.$$

La solution générale de cette équation est

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\vec{j}(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r', \quad (8.5)$$

où $t' = t - |\vec{r} - \vec{r}'|(c/n)$ est le temps retardé de l'impulsion THz. En décomposant le champ sur la base de Fourier suivant $f_\omega(\vec{r}, \omega) = 1/2\pi \int f(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt$, on arrive à la formule de l'intégrale de diffraction de Fresnel :

$$\vec{A}_\omega(\vec{r}, \omega) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\vec{j}_\omega(\vec{r}', \omega)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} e^{ik|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r'. \quad (8.6)$$

Cette intégrale n'est pas soluble analytiquement, mais l'approximation du champ lointain va nous permettre de la simplifier. La zone de champ lointain (ou région de Fraunhofer) du filament de plasma correspond à $|\vec{r}| > 2L^2/\lambda$ où L est la longueur de la source. Dans cette zone $kr \gg 1$ et $r \gg r'$ ce qui nous permet de réduire l'expression (8.6) à :

$$\vec{A}_\omega(\vec{r}, \omega) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \underbrace{\iiint \vec{j}_\omega(\vec{r}', \omega) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}'} d^3 r'}_{\vec{j}_{\omega, \vec{k}}}. \quad (8.7)$$

¹Notons que l'on définira dans l'ensemble du manuscrit la transformée de Fourier par la convention $TF[f(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{i\omega t} dt$.

Nous avons vu dans la section précédente que le courant associé à la force pondéromotrice dans le plasma est dirigé suivant l'axe z . La densité de courant dans le filament peut donc s'exprimer $\vec{j}(\vec{r}, t) = R(\vec{\rho}) j_z(z, t) \vec{e}_z$ où $R(\vec{\rho}) = \exp -\rho^2/\rho_0^2$ est la distribution radiale de charge dans la colonne de plasma. Le courant $j_z(z, t)$ existe dans l'intervalle $[0, L]$ et se propage à la vitesse de groupe v_g de l'impulsion laser. En passant dans l'espace de Fourier et dans le référentiel propre de l'impulsion ($\tau = t - z/v_g$) on obtient

$$\vec{j}_\omega(\vec{r}, \omega) = \int_0^\infty d\tau R(\vec{\rho}) e^{i\omega z/v_g} j_z(z, \tau) \vec{e}_z = R(\vec{\rho}) e^{i\omega z/v_g} \tilde{j}_z(z, \omega) \vec{e}_z,$$

où l'expression de $\tilde{j}_z(z, \omega)$ est donnée par l'équation (8.4). En la réinjectant dans l'expression de $\vec{j}_{\omega, \vec{k}}$ (définie dans l'équation (8.7)) et en notant que $\vec{k} \cdot \vec{r}' = \vec{k}_\perp \cdot \vec{\rho}' + k \cos \theta z'$ on obtient

$$\vec{j}_{\omega, \vec{k}} = \tilde{j}_z(\omega) \vec{e}_z \underbrace{\int \int d^2 \rho' R(\vec{\rho}') e^{i\vec{k}_\perp \cdot \vec{\rho}'}}_{= \pi \rho_0^2} \int_0^L e^{i(\omega/v_g - k \cos \theta) z'} dz'.$$

On remplace $\vec{j}_{\omega, \vec{k}}$ dans l'équation (8.7) en considérant l'approximation $v_g = c$ pour finalement arriver à l'expression du potentiel vecteur :

$$\vec{A}_\omega(\vec{r}, \omega) = \frac{\rho_0^2 E_{pond}}{4c^2} g(\omega) \frac{e^{ikr}}{ikr} \frac{e^{ikL(1-\cos \theta)} - 1}{(1 - \cos \theta)} \vec{e}_z. \quad (8.8)$$

Calcul du champ magnétique

L'expression du champ magnétique en unités du système international est donnée par, $\vec{H}_\omega(\vec{r}, \omega) = 1/\mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{A}_\omega(\vec{r}, \omega)$, d'où :

$$\vec{H}_\omega(\vec{r}, \omega) = \frac{\rho_0^2 E_{pond}}{4\mu_0 c^2} g(\omega) \frac{e^{ikL(1-\cos \theta)} - 1}{(1 - \cos \theta)} \vec{\nabla} \left(\frac{\exp(ikr)}{ikr} \right) \times \vec{e}_z.$$

Le développement au premier ordre en $1/r$ donne enfin :

$$\vec{H}_\omega(\vec{r}, \omega) = \frac{\rho_0^2 \epsilon_0 E_{pond}}{4r} g(\omega) \frac{(e^{ikL(1-\cos \theta)} - 1) \sin \theta}{1 - \cos \theta} e^{ikr} \vec{e}_\theta, \quad (8.9)$$

où $\vec{e}_\theta = \vec{e}_z \times \vec{e}_\rho$ dans le repère de coordonnées cylindriques (voir Figure 8.6).

On peut d'ores et déjà connaître la polarisation de l'onde THz émise. En effet, dans l'espace des fréquences $\vec{E}_\omega = c\mu_0/n\vec{H} \times \vec{e}_r$, donc la direction de polarisation est donnée par le vecteur $\vec{e}_\theta \times \vec{e}_r$, elle est donc dans le plan formé par l'axe de propagation Z et l'axe d'observation $\vec{r}$, ce qui correspond à une polarisation radiale (voir Figure 8.7).

Énergie rayonnée

On définit le vecteur de Pointing $\vec{\Pi} = \vec{E}(t) \times \vec{H}(t)$. La puissance rayonnée par le courant a pour expression :

$$P = \iint \vec{\Pi} \cdot d\vec{S} = \iint dS \vec{\Pi} \cdot \vec{e}_r,$$

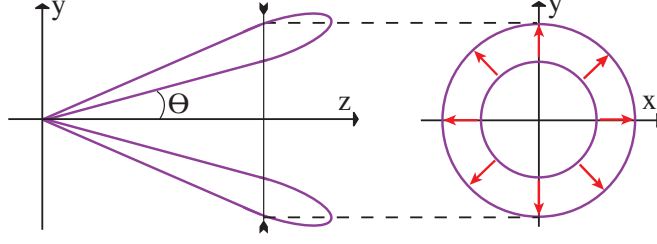


FIG. 8.7 - Schéma de la polarisation de l'onde THz produite. Les flèches rouges montrent le vecteur de polarisation du champ THz projeté dans un plan de coupe du cône d'émission.

avec $d\vec{S} = r^2 d\Omega \vec{e}_r$. L'énergie rayonnée dans l'angle solide $d\Omega$ sera alors :

$$dW = \int_0^\infty dP dt = r^2 d\Omega \int_0^\infty dt \left(\vec{E}(t) \times \vec{H}(t) \right) \vec{e}_r.$$

En passant dans l'espace de Fourier et en utilisant l'équation de Faraday $\vec{E}_{-\omega} \times \vec{H}_\omega = c\mu_0 |H_\omega|^2 \vec{e}_r$ on obtient finalement la densité spectrale d'énergie par unité d'angle solide :

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{c\mu_0 r^2}{\pi} |H_\omega|^2 = \frac{r^2}{\epsilon_0 c \pi} |H_\omega|^2.$$

En remplaçant $\vec{H}_\omega$ par son expression on obtient :

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{\rho_0^4 \epsilon_0 E_{pond}^2}{4\pi c} g^2(\omega) \underbrace{\frac{\sin^2 \theta}{(1 - \cos \theta)^2} \sin^2 \left(\frac{L\omega}{2c} (1 - \cos \theta) \right)}_{f^2(\omega, \theta)}.$$

On peut décomposer cette expression en trois parties :

$$\boxed{\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{2\pi c \epsilon_0} \left(\frac{\rho_0^2 e \omega_{pe} I_0}{4m_e c^2 \omega_0^2} \right)^2 g^2(\omega) f^2(\omega, \theta)}, \quad (8.10)$$

Le premier facteur dépend des paramètres du filament, la fonction $g(\omega)$ donne la dépendance spectrale tandis que la fonction $f(\omega, \theta)$ donne la répartition angulaire de l'émission.

8.3 Comparaison théorie-expérience

Diagramme angulaire

La distribution angulaire de l'énergie est donnée par la fonction :

$$f^2(\omega, \theta) = \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \cos \theta)^2} \sin^2 \left(\frac{L\omega}{2c} (1 - \cos \theta) \right). \quad (8.11)$$

Un exemple de cône généré par cette distribution est montré en Figure 8.8. Il présente une symétrie de révolution autour de l'axe de Z et si l'on fait une coupe dans le plan horizontal on

retrouve exactement les deux lobes principaux mesurés expérimentalement. D'après la formule (8.11), ces lobes correspondent à l'angle :

$$\theta_{max} = \sqrt{c/L\omega}.$$

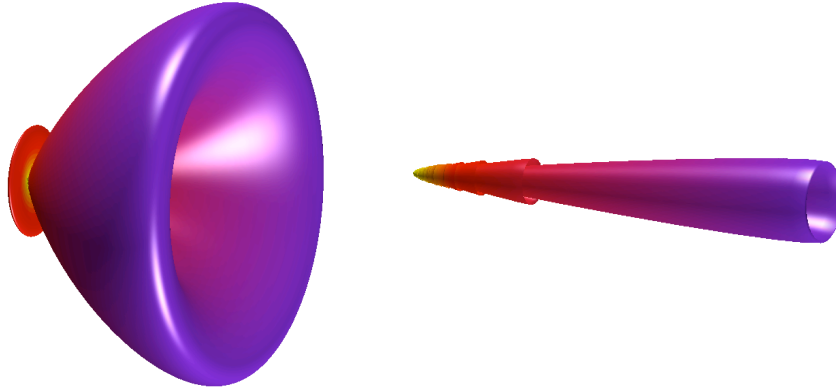


FIG. 8.8 - Cône d'émission transition-Cerenkov à 0,1 THz calculé à partir de la formule (8.11) pour un filament de 5 mm de longueur (à gauche) et de 30 cm (à droite).

Comparons maintenant le modèle aux mesures présentées en section 8.1. Pour les cinq longueurs focales considérées nous avons calculé le diagramme d'émission correspondant à l'aide de la formule (8.11). En première approximation le seul paramètre du filament qui dépende de l'ouverture numérique et donc de la focale f c'est la longueur du filament L . Nous avons vu en Partie 2 comment cette longueur pouvait être mesurée expérimentalement, et pour ce calcul nous avons pris les valeurs reportées en figure 8.9.

On remarque que l'accord entre expérience et théorie est assez bon, en particulier du point de vue des maxima d'émission. La principale différence observée est la largeur des lobes expérimentaux, qui est légèrement supérieure à celle prédite. Ceci peut s'expliquer par le fait que le laser utilisé dans cette mesure (le laser de la salle verte) présentait une stabilité tir à tir en énergie assez médiocre, et que les points de mesure sont des moyennes sur 200 tirs. Or, l'énergie initiale pouvant aussi influencer sur la longueur du filament, en intégrant, on moyenne sur des cônes d'ouvertures différentes ce qui donne au final un cône plus large. Les résultats présentés dans les chapitres suivants ont été obtenus avec un laser plus stable et nous verrons que dans leur cas les cônes d'émission expérimentaux sont mieux définis et sont en parfait accord avec le modèle théorique.

Dans les trois cas de droite sur la figure 8.9 la focale de la lentille utilisée est particulièrement courte, et dans ce cas l'intensité et la densité électronique dans le canal de plasma sont significativement plus élevées que dans un filament normal. On s'écarte ici du régime de filamentation à proprement parlé, mais le modèle d'émission transition-cerenkov reste parfaitement valable dès lors que l'on prend en compte les bonnes valeurs pour la densité et la température électronique du plasma. Notons cependant que dans le cas des focales inférieures à 20 cm, le diamètre du canal de plasma devient équivalent à $40 \mu\text{m}$, c'est-à-dire équivalent à l'extension en z du pulse laser. La contribution de la force pondéromotrice radiale n'est alors plus négligeable dans le calcul.

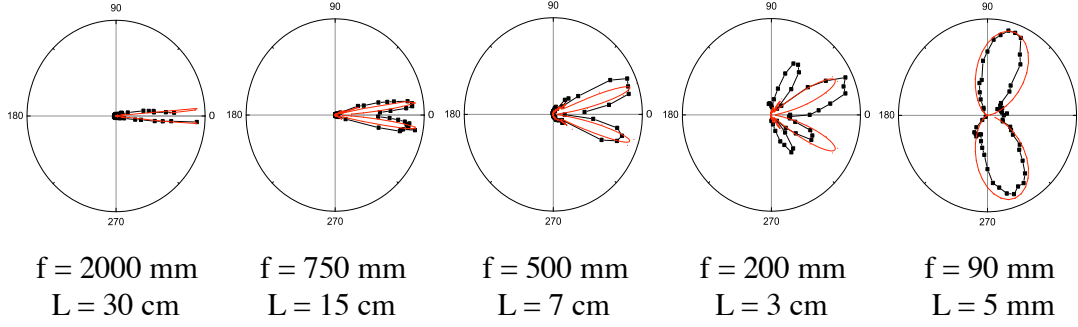


FIG. 8.9 - Diagrammes d'émission mesurés avec le détecteur hétérodyne (en noir) comparés aux diagrammes calculés à partir du modèle (en rouge).

Champ électrique de l'onde plasma

À partir de l'équation (8.1) il est aussi possible de calculer la variation temporelle du champ électrique longitudinal $E_z(\tau)$. En considérant l'approximation $\nu_e \ll \pi/\tau_L$ on obtient pour $\tau > \tau_L$ c'est à dire après ionisation par l'impulsion laser :

$$E_z(\tau) = E_z^{\max} e^{-\nu_e \tau/2} \cos\left(\omega_{pe} \left(\tau - \frac{\tau_L}{2}\right)\right), \quad (8.12)$$

$$\text{avec } E_z^{\max} = -E_{pond} \frac{\sin(\omega_{pe} \tau_L/2)}{1 - (\omega_{pe} \tau_L/2\pi)^2}. \quad (8.13)$$

L'application numérique pour un filament typique (voir tableau 4.1 dans Partie 2) donne $E_z^{\max} = 200 \text{ V/cm}$.

On peut noter que le champ électrique présente une résonance pour $\omega_{pe} \tau_L/2\pi = 1$, c'est à dire lorsque la durée du pulse laser coïncide avec la période des oscillations amorties du plasma. Dans l'air à pression atmosphérique l'obtention de cette résonance nécessiterait d'employer une impulsion de plusieurs picosecondes, et de puissance crête supérieure à la puissance critique. De telles sources laser sont très rares et leur utilisation est particulièrement complexe [Chalus 08]. Pour des expériences en laboratoire, une autre alternative consiste à augmenter ω_{pe} en augmentant l'ouverture numérique du faisceau (on sort alors du régime de filamentation). Hamster *et al.* ont ainsi observé cette résonance en produisant au foyer une intensité de $4 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ dans de l'Hélium à 5 mbar, c'est à dire $\omega_{pe} = 3 \cdot 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$ pour $\tau_L = 150 \text{ fs}$ [Hamster 93b].

Spectre d'émission du plasma

Le spectre d'émission du filament est donné par la fonction $g(\omega)$ qui d'après l'équation (8.4) donne la dépendance spectrale du courant de sillage :

$$|g(\omega)|^2 = \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 + 4\nu_e^2) \sin^2(\omega \tau_L/2)}{[(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 + \nu_e^2 \omega^2] (1 - (\omega \tau_L/2\pi)^2)^2}. \quad (8.14)$$

Le maximum du spectre correspond à la fréquence plasma $\omega_{pe}/2\pi$ tandis que sa largeur à mi hauteur est donnée par la fréquence de collision électronique ν_e . Dans ce régime d'intensité

le spectre THz dépend donc faiblement de la durée de l'impulsion laser, à la différence d'un mécanisme de rectification optique.

Qualitativement, le continuum de fréquence qui s'étend vers les hautes fréquences est généré par le front avant de l'impulsion THz, et correspond au déplacement rapide des électrons sous l'effet du champ pondérateur. Le pic spectral provient quant à lui des oscillations subséquentes des électrons du plasma à leur fréquence propre.

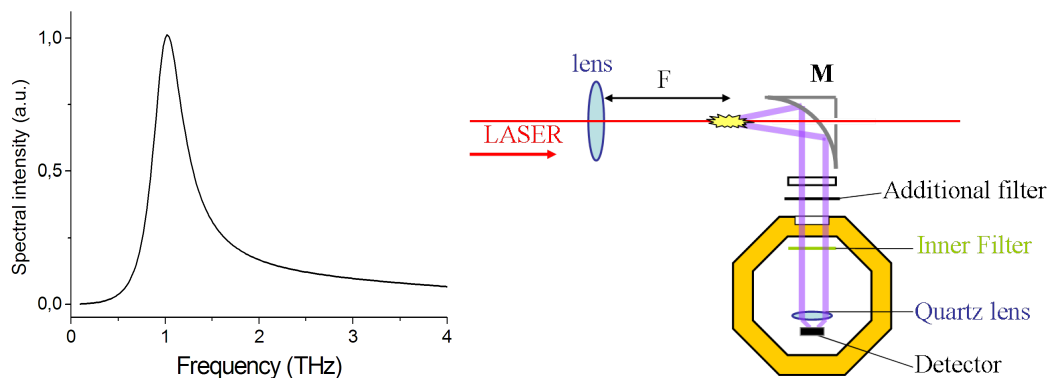


FIG. 8.10 - À gauche : Spectre théorique du rayonnement de transition cerenkov calculé à partir de la formule (8.14) pour $\omega_{pe} = 10^{12} \text{ rad.s}^{-1}$, $\nu_e = 10^{12} \text{ s}^{-1}$ et $\tau_L = 100 \text{ fs}$. À droite : Schéma du dispositif expérimental de la mesure de la répartition de l'énergie spectrale à l'aide du bolomètre.

Concernant le comportement asymptotique du spectre, à basse fréquence ($\omega/\omega_{pe} \ll 1$) l'intensité spectrale diminue rapidement puisque $g^2(\omega) \rightarrow \omega^2$, tandis qu'à haute fréquence la décroissance est plus lente avec $g^2(\omega) \rightarrow 1/\omega^6$.

Mesure de la répartition de l'énergie spectrale

La caractérisation de l'émission THz du filament avec le détecteur hétérodyne a permis de mettre en évidence la plupart des paramètres de cette émission autour de la fréquence 91 GHz [D'Amico 07b, D'Amico 08]. Mais ce système de détection ne donne pas d'information sur l'ensemble du spectre émis ou sur l'énergie de l'impulsion EM générée. Ainsi, pour confirmer l'étendue du spectre THz prédite par le modèle nous avons utilisé un bolomètre et plusieurs filtres passe haut et passe bandes fournis par l'Institut d'Astrophysique Spatiale (voir la transmission des filtres présentée en figure 7.4). Le schéma de l'expérience est présenté en figure 8.10. Le laser utilisé était l'alpha 100 (50 fs, 15 mJ, $w_0 = 1 \text{ cm}$, à 100 Hz). L'impulsion laser de 3,5 mJ était focalisée à l'aide d'une lentille de focale f entre 200 et 2000 mm. Une parabole hors d'axe (de focale 5 cm) avec un trou de 5 mm en son centre collectait les THz produits par le plasma formé dans une région de $\sim 10 \text{ cm}$ autour du foyer géométrique de la lentille. Le trou était nécessaire pour laisser passer le filament, évitant ainsi la formation d'un plasma sur le miroir M . Plusieurs filtres (Téflon, polyéthylène et poudre de diamant) étaient insérés pour bloquer totalement la lumière IR résiduelle du laser. La transmission totale de l'ensemble permettait de détecter avec une grande sensibilité des radiations comprises entre 0,1 et 2,7 THz (voir courbe A dans la figure 7.4). Une lentille de quartz Z-cut placée à l'intérieur du Dewar refroidi à 4 K focalisait le faisceau THz sur le bolomètre en silicium. Le signal électrique du bolomètre était ensuite amplifié, et pour chaque point de mesure il était moyenné sur 200 tirs.

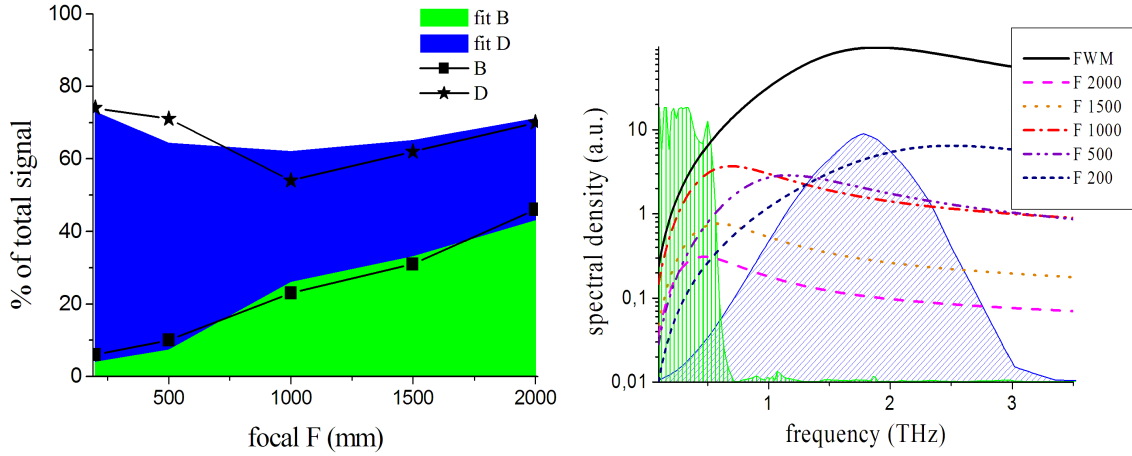


FIG. 8.11 - À gauche : Répartition de l'énergie par rapport aux filtres B et D (point noir) en fonction de la focale utilisée. Les zones colorées correspondent au fit obtenu avec la formule (8.14). À droite : spectres théoriques correspondants comparés au spectre de référence (FWM).

Nous avons mesuré l'énergie THz du filament produit par cinq lentilles différentes $f = 200, 500, 1000, 1500$ et 2000 mm. Le tableau 8.1 montre la longueur du canal de plasma correspondant à ces focales, le signal total mesuré avec le filtre A (en mV) et le pourcentage de ce signal mesuré avec les trois filtres additionnels B, C et D. Comme le montre la figure 8.11 ces mesures donnent une idée de la répartition spectrale de l'énergie dans chaque cas, confirmant notamment l'étendue du spectre. Pour tirer plus d'informations de ces résultats nous avons utilisé le modèle de transition Cerenkov et sa distribution spectrale. En convoluant la transmission des filtres à la distribution $g(\omega_{pe}, \nu_e)$ on cherche pour chaque focale le couple $[\omega_{pe}; \nu_e]$ qui correspond le mieux aux trois points de mesure. L'absorption par la vapeur d'eau étant importante dans le domaine $\nu > 1$ THz on inclut dans le calcul une correction basée sur des mesures du spectre d'absorption de l'eau tirées de la référence [Xin 06]. Les paramètres du plasma ainsi obtenus sont reportés dans le tableau. Connaissant la fréquence plasma on peut directement déduire la densité électronique ρ_e . Les valeurs ainsi obtenues montrent un très bon accord avec les mesures faites par Théberge *et al.* par une méthode de diffractométrie longitudinale [Théberge 06]. Lorsqu'on augmente la focale de la lentille, on augmente la longueur du filament produit et la densité électronique décroît pour atteindre une valeur asymptotique autour de 10^{15} cm^{-3} correspondant au régime de filamentation [Houard 07b].

Énergie de l'onde EM THz produite

Estimation théorique de l'énergie totale rayonnée

La distribution angulaire de l'énergie rayonnée est donnée par la fonction $f(\omega, \theta)$ qui a été définie par l'équation (8.11). Dans le pic spectral de l'émission contenant l'essentiel de l'énergie rayonnée, la longueur d'onde λ est petite devant la longueur du filament L . Sachant que l'ouverture du cône est proportionnelle à $\sqrt{\lambda/L}$, il est donc raisonnable pour estimer l'énergie totale

TAB. 8.1 - Le tableau présente pour chaque valeur de la focale f la longueur du canal de plasma L , le signal total mesuré avec le filtre A et le pourcentage de ce signal détecté avec les filtres B, C et D (expérimental et meilleur fit). À partir de ce fit on obtient la fréquence plasma $\nu_{ep} = \omega_{pe}/2\pi$, la densité électronique ρ_e et la fréquence de collision ν_e . Enfin, la dernière colonne donne l'énergie W_{THz} de l'impulsion THz.

f (mm)	L (cm)	A (mV)	B [fit] (%)	C [fit] (%)	D [fit] (%)	ν_{ep} (THz)	ρ_e (cm ⁻³)	ν_e (THz)	W_{THz} (pJ)
200	3	45	6 [4]	52 [63]	68 [69]	2,4	$7,7 \cdot 10^{16}$	2,5	4,5
500	5	48,2	10 [9,7]	53 [60]	61 [51]	1,1	$2,1 \cdot 10^{16}$	1,3	4,8
1000	10	75	23 [26]	39 [45]	31 [36]	0,65	$5,2 \cdot 10^{15}$	0,9	7
1500	13	16	31 [33]	36 [40]	31 [32]	0,54	$3,7 \cdot 10^{15}$	0,8	1,6
2000	25	6,7	46 [43]	31 [35]	24 [28]	0,44	$3 \cdot 10^{15}$	0,7	0,7

émise, de ne considérer que les petits angles ($\theta \ll 1$), ce qui permet de faire l'approximation :

$$f^2(\theta, \omega) = \frac{\sin^2 \theta \sin^2\left(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos \theta)\right)}{4\pi(1 - \cos \theta)^2} \approx \frac{1}{\pi} \frac{\sin^2\left(\frac{L\omega\theta^2}{4c}\right)}{\theta^2}. \quad (8.15)$$

Le lobe principal est défini par $\theta < \theta_1$. L'angle θ_1 correspondant est donné par la condition suivante : $L\omega/2c(1 - \cos \theta_1) = \pi$ donc $\theta_1 = \sqrt{4\pi c/L\omega}$.

La longueur typique du filament est de l'ordre 10 cm et la fréquence est de 10^{12} Hz ce qui donne $\theta_1 \approx 10^{-2}$. On peut alors faire un développement de Taylor au deuxième ordre de l'expression (8.15). Intégrons la fonction f^2 sur l'angle solide $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$:

$$\iint f^2(\omega, \theta) d\Omega = 2\pi \int_0^{\theta_1} \theta \frac{4}{\theta^2} \sin^2\left(\frac{L\omega\theta^2}{4c}\right) d\theta = \int_0^\pi dX \frac{\sin^2 X}{X} = 1,22$$

Ainsi, d'après l'équation (8.10) la densité spectrale d'énergie rayonnée est :

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{1,22}{2\pi c \epsilon_0} \left(\frac{\rho_0^2 e \omega_{pe} I_0}{4m_e c^2 \omega_0^2} \right)^2 g^2(\omega).$$

Il suffit maintenant d'intégrer sur le spectre. Pour simplifier ce calcul cherchons les limites de la fonction $g(\omega)$ à basse fréquence et autour de la fréquence centrale ω_{pe} .

Autour du maximum du spectre $\omega \approx \omega_{pe}$ et l'expression du courant devient :

$$\tilde{j}_z(\omega) \approx \frac{\epsilon_o \tilde{E}_z}{2} \frac{\omega_{pe} \omega^2 \tau_L}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 + i\nu_e \omega} \quad (8.16)$$

En injectant le courant dans l'expression de la densité spectrale d'énergie et en l'intégrant sur l'espace on obtient :

$$W \approx \frac{\pi \rho_0^4 \epsilon_o \omega_{pe}^4 \tau_L^2 (E_{pond})^2}{8c\nu_e}. \quad (8.17)$$

Cette formule donne une estimation au premier ordre de l'énergie THz totale émise autour de la fréquence centrale (la fréquence plasma). On remarque qu'elle ne dépend pas de la longueur

du filament mais qu'elle dépend fortement de sa densité électronique ($W \propto n_e^3$). Par ailleurs, pour une même puissance laser initiale, l'énergie THz émise doit varier quadratiquement avec la durée de l'impulsion τ_L , c'est à dire avec l'énergie de l'impulsion autoguidée. Ce comportement a d'ailleurs été observé expérimentalement à basse fréquence pour des filaments produits dans le Xénon [D'Amico 08].

Mesure à l'aide du bolomètre

Le bolomètre étant à l'origine destiné à mesurer des rayonnements continus, sa réponse aux signaux pulsés n'est pas connue. On peut néanmoins estimer que sa réponse impulsionnelle est linéaire dans la même plage d'énergie qu'en régime continu. Pour estimer l'énergie de l'impulsion THz nous avons calibré le bolomètre avec une impulsion THz similaire produite par mélange à quatre ondes en reproduisant la source décrite dans la référence [Löffler 05a]. Nous en avons déduit une estimation de l'énergie de l'impulsion THz détectée W_{THz} pour chaque focale. Pour un filament d'une dizaine de centimètres on trouve ainsi que l'efficacité de conversion $\varepsilon = W_{\text{THz}}/W_{\text{laser}} \sim 10^{-10}$, en bon accord avec les estimations théoriques. Cette valeur est plus faible que celle du mélange à quatre ondes de trois ordres de grandeur.

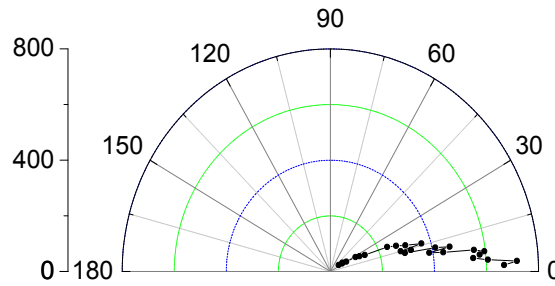


FIG. 8.12 - *Distribution angulaire de l'émission à 0,1 THz mesurée avec un faisceau TW.*

Rayonnement d'un faisceau laser TW multifilamenté

Le moyen le plus simple pour augmenter l'énergie de l'impulsion THz produite par filamentation est d'augmenter la puissance incidente du laser utilisé. Nous avons vu précédemment que l'énergie THz rayonnée dépendait de l'intensité I_0 contenue dans le coeur du filament, du rayon du canal de plasma ρ_0 et de la fréquence plasma ω_{pe} . Le processus de filamentation implique que l'intensité et la densité électronique dans le filament ne dépendent pas ou faiblement de la puissance initiale du laser. En revanche, lorsque cette puissance $P \gg P_{cr}$, on atteint le régime de multifilamentation, c'est à dire que l'on va produire une multitude de canaux de plasma. Si le faisceau est légèrement convergent, ces filaments vont pouvoir fusionner sur une distance de plusieurs mètres autour du foyer géométrique du faisceau. On peut ainsi obtenir un canal de plasma de un à plusieurs mètres similaire au filament simple mais dont le rayon vaut approximativement $\rho_0 \times P/P_{cr}$.

Nous avons utilisé le laser TéraMobile pour confirmer cette prédiction. Le faisceau laser de 2 TW était focalisé à l'aide d'un télescope de 20 m de focale, générant un canal de plasma de 4

mètres de long et de 5 mm de diamètre. L'émission THz du filament ainsi formé a été mesurée avec le détecteur hétérodyne à 0,1 THz. On observe alors une forte émission vers l'avant (voir Figure 8.12) dont l'amplitude est deux à trois ordres de grandeurs plus élevée que dans le cas du filament de laboratoire. Le diagramme de rayonnement est moins bien défini que dans le cas des filaments plus courts ce que l'on peut expliquer par le fait que le faisceau de filament TW est particulièrement long et que le laboratoire n'était pas suffisamment grand pour placer le détecteur THz en champ lointain ($d \gg L_{\text{filament}}$).

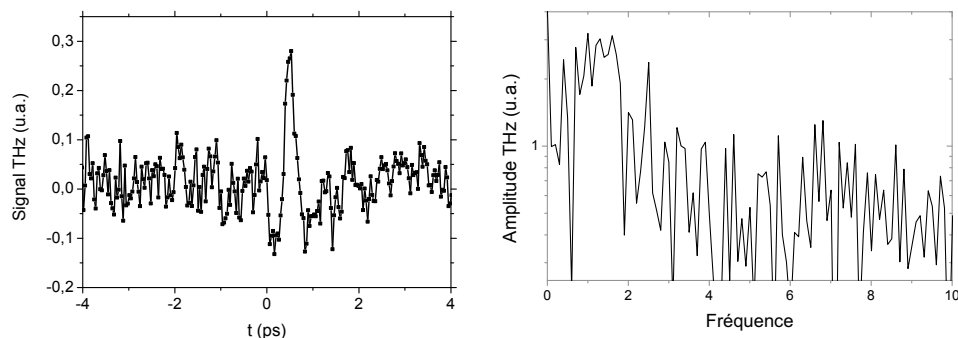


FIG. 8.13 - À gauche : Champ électrique de l'impulsion THz mesuré par détection électro-optique. L'impulsion de 50 fs a une énergie de ~ 1 mJ et est focalisée par une lentille de focale $f = 18$ cm. À droite spectre correspondant calculé par transformée de Fourier.

Mesure du champ par échantillonnage électro-optique

L'étape suivante dans la caractérisation de l'impulsion THz générée par le filament consiste à mesurer son champ par échantillonnage électro-optique. Cette méthode est très puissante puisqu'elle permet de mesurer directement $E_{\text{THz}}(\tau)$. Par transformée de Fourier on obtient alors directement le spectre avec une bien meilleure résolution que dans l'expérience précédemment mentionnée. Mais dans le cas du rayonnement de transition Cerenkov plusieurs difficultés se posent. Tout d'abord, l'énergie du pulse THz produit par rayonnement transition-Cerenkov est très faible ce qui rend sa détection difficile, en particulier avec notre laser fonctionnant à 100 Hz, puisque la détection synchrone permet à peine de faire sortir le signal du bruit.

Par ailleurs, cette méthode de détection consiste à mesurer la valeur du champ électrique THz dans le plan XY en focalisant le faisceau THz sur un cristal. Or les propriétés de polarisation du cône THz font que lorsqu'on focalise l'ensemble du cône en un point le champ résultant dans le plan XY est nul, du moins dans un cas idéal. Dans le cas réel, on peut s'attendre à ce que l'alignement des paraboles hors d'axes soit imparfait produisant un petit retard temporel $d\tau$ sur un côté du cône par rapport à l'autre. Sur l'axe X du cristal de ZnTe le champ électrique total THz a alors pour expression :

$$E_{\text{THz}}(\tau) \propto U(\tau + d\tau) \cos(\omega_{pe}(\tau + d\tau))e^{-\nu_e(\tau + d\tau)/2} - U(\tau) \cos(\omega_{pe}\tau)e^{-\nu_e\tau/2}.$$

Pour un $d\tau$ très petit on mesurera donc $E'_{\text{THz}}(\tau)d\tau$, ce qui explique que les différentes mesures de cette émission rapportées dans la littérature (généralement sur des plasmas très courts) montrent des phases différentes pour le champ électrique [Xie 07, Zhang 08].

8.4 Conclusion

Nous avons donc mis en évidence la génération par les filaments femtosecondes dans l'air d'un rayonnement dans le domaine Téraherzt. Ce rayonnement est contenu dans un cône d'émission vers l'avant et présente une polarisation radiale et un spectre très large. Le mécanisme d'émission baptisé émission de transition-Cerenkov est bien compris puisqu'un modèle analytique complet permet d'expliquer l'ensemble des caractéristiques du rayonnement.

L'énergie de l'impulsion THz ainsi produite est relativement faible puisque l'efficacité de conversion dans le filament est inférieure à 10^{-10} , mais le filament constitue l'unique source THz pouvant être produite à grande distance puisqu'il a été démontré que les filaments pouvaient être générés à des centaines de mètres de la chaîne laser [Mechain 05b]. Cette propriété est d'autant plus importante que l'humidité de l'atmosphère absorbe très fortement les rayonnements THz, ce qui limite habituellement les applications de spectroscopie THz à distance.

Émission THz d'un filament dans un champ statique

9.1 Application d'un champ externe longitudinal

Principe de l'expérience

Le courant de sillage responsable de l'émission THz du filament est directement proportionnel au champ électrique E_z induit par la force pondéromotrice. Nous avons vu précédemment que ce champ était limité à 200 V/cm dans un filament. Pour l'amplifier nous avons donc songé à appliquer au filament un champ statique externe à l'aide d'électrodes percées placées autour du canal de plasma (voir Figure 9.1). On observe alors en présence du champ une amplification de l'intensité des THz qui peut atteindre trois ordres de grandeur [Liu 08], sachant que l'on peut appliquer jusqu'à une dizaine de kV/cm sans observer de claquage dans l'air en présence de filament.

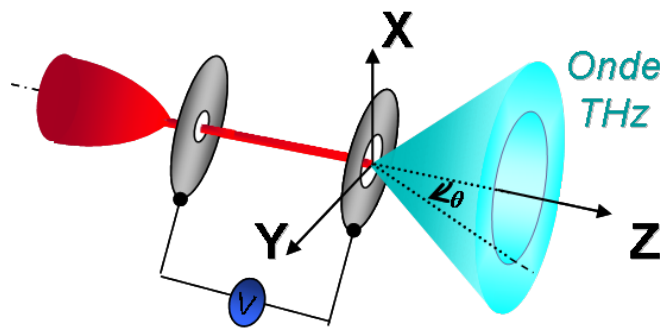


FIG. 9.1 - Schéma du dispositif expérimental.

Lors de l'expérience la distance entre les électrodes pouvait être variée entre 15 et 60 mm. Pour laisser sortir le rayonnement THz de l'espace inter-électrodes la seconde électrode était percée d'un trou plus large (diamètre 2 cm) que la première (3 mm). Le laser utilisé était l'alpha 100 dont l'énergie par impulsion était fixée ici à 2,3 mJ pour 50 fs. Le filament était produit en

focalisant dans l'air le faisceau de 7 mm de diamètre à l'aide d'une lentille de focale $f = 1$ ou 1,5 m.

Résultats expérimentaux

Amplification de l'intensité THz

On mesure tout d'abord la distribution angulaire de l'émission du filament en présence d'un champ électrique de 5 kV/cm et 10 kV/cm, que l'on compare à celle de l'émission du filament seul (voir Figure 9.2). L'intensité du rayonnement THz du filament est amplifiée d'un facteur 1000 avec le champ statique de 10 kV/cm. Par ailleurs, ce rayonnement amplifié garde exactement les mêmes propriétés de polarisation et de distribution angulaire que le rayonnement de transition Cerenkov, c'est-à-dire qu'il est polarisé radialement et distribué dans un cône dont l'ouverture dépend de la longueur de la source L . Cette longueur L correspond maintenant à la longueur de plasma soumis au champ électrique plutôt qu'à la longueur totale du filament.

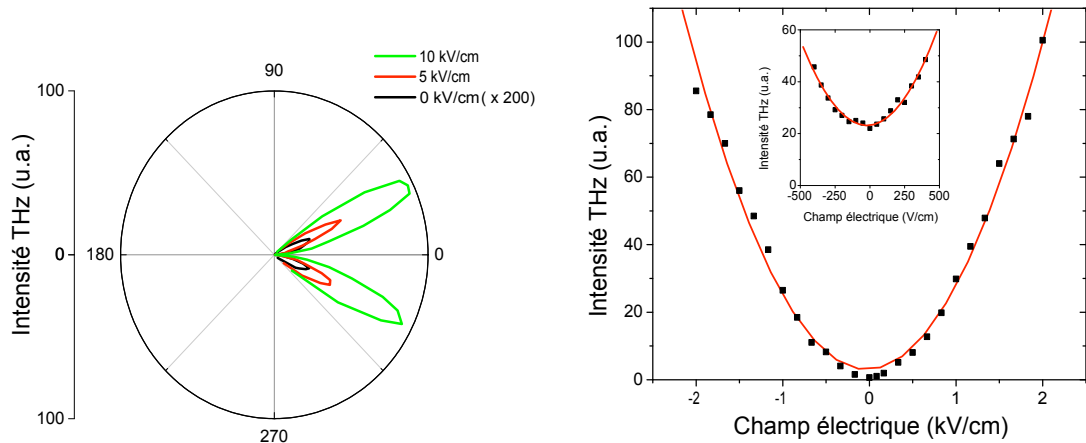


FIG. 9.2 - À gauche : distribution angulaire de l'émission mesurée avec le détecteur hétérodyne à 0,1 THz pour trois valeurs du champ statique E_s . Notons que le cas sans champ électrique est magnifié par un facteur 200 pour plus de visibilité (courbe noire). À droite : Intensité du signal THz mesuré avec le détecteur hétérodyne en fonction de l'amplitude du champ appliqué.

On mesure ensuite avec le même détecteur l'intensité totale émise par le filament en fonction de l'amplitude du champ statique appliqué (voir Figure 9.2). Pour ce faire l'ensemble du cône d'émission est collecté par une parabole hors d'axe et le faisceau THz collimaté est focalisé dans le détecteur par une lentille en téflon. L'intensité THz à 0,1 THz croît de façon quadratique avec le module du champ électrique statique, et ne semble pas dépendre de sa polarisation puisque la courbe est symétrique. L'insert montre un zoom pour les petites valeurs du champ, où l'on observe un petit décalage vertical correspondant à la contribution du rayonnement de transition-Cerenkov. La faiblesse de cette contribution montre clairement que le rayonnement induit par le champ externe dépasse largement celui produit par la force pondéromotrice du plasma.

Mesure du champ électrique de l'impulsion THz

On mesure la variation temporelle du champ électrique THz par la méthode d'échantillonnage électro-optique dans un cristal de ZnTe (voir section 7.2). Le faisceau de 7 mm de diamètre était focalisé par une lentille de focale $f = 20$ cm produisant un filament de 2 cm. Le champ statique de 8 kV/cm était appliqué sur une longueur de 1 cm. Le résultat est présenté en figure 9.3 avec le spectre correspondant. Le spectre de l'impulsion présente un maximum à 0,5 THz et une largeur de ~ 1 THz, même s'il s'étend jusqu'à 2 THz. Concernant la forme du champ électrique, on remarque qu'il a une forme en cosinus, probablement pour les mêmes raisons que celles évoquées dans le chapitre précédent.

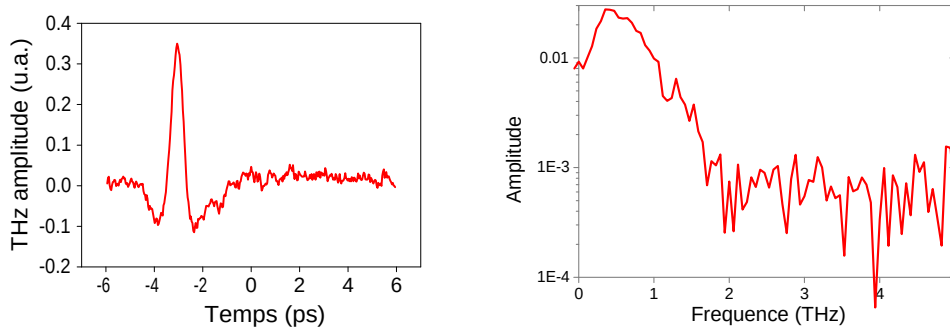


FIG. 9.3 - Mesure par méthode électro-optique du champ électrique THz produit en appliquant un champ statique de 8 kV/cm. L'impulsion laser avait une énergie de 1,2 mJ et une durée de 50 fs. À droite : spectre correspondant obtenu par transformée de Fourier.

Comme le montre la figure 9.4 lorsqu'on change la polarité du champ statique externe le champ électrique THz détecté est inversé mais garde la même phase et la même amplitude.

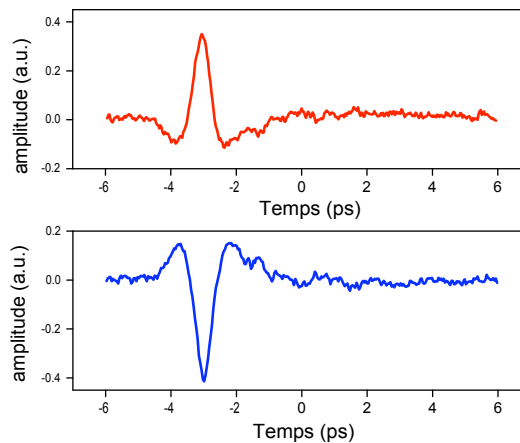


FIG. 9.4 - Champ électrique THz mesuré en appliquant un champ externe positif (en rouge) et négatif (en bleu).

Modèle théorique

L'origine microscopique de cette émission est assez similaire au mécanisme de transition Cerenkov comme le suggèrent les observations expérimentales.

Il est raisonnable dans le cas présent de considérer que le processus d'ionisation de l'air est uniquement dû à l'impulsion laser focalisée, et qu'il n'est pas influencé par le champ électrique statique qui est très inférieur au champ de claquage de l'air. Cependant le champ extérieur E_s peut largement excéder le champ électrique de sillage E_L créé par la force pondéromotrice du laser. Ainsi, les électrons libérés par le champ laser autour du pic de l'impulsion femtoseconde sont accélérés par le champ longitudinal total $E_L + E_s$. Ces deux champs étant indépendants, le spectre du courant électronique est la somme de deux termes $\tilde{j}_z = \tilde{j}_z^L + \tilde{j}_z^s$ où $\tilde{j}_z^L$ est excité par la force pondéromotrice et $\tilde{j}_z^s$ par le champ externe. Bien que le champ extérieur soit statique la perturbation qu'il induit dans le filament est très brève puisqu'il est immédiatement écranté par les électrons du plasma.

Densité longitudinale de courant sans le champ du laser

Pour simplifier le calcul nous négligerons d'abord la force pondéromotrice du laser. En faisant l'approximation que les ions sont immobiles et les électrons froids on peut décrire le mouvement des électrons dans le filament par les équations hydrodynamiques suivantes (loi de conservation de la charge, loi de la dynamique et loi de Gauss), pour la densité d'électrons ρ_e , la vitesse u_e dirigée le long de l'axe de propagation Z et le champ électrique auto-consistant E produit par ces électrons :

$$\begin{cases} \partial_t \rho_e + \partial_z (\rho_e u_e) = 0, \\ \partial_t u_e + u_e \partial_z u_e = -\frac{e}{m_e} (E + E_s) - \nu_e u_e, \\ \epsilon_o \partial_z E = e (\rho_i - \rho_e), \end{cases} \quad (9.1)$$

où E_s est le champ statique externe dirigé suivant Z . Le filament est modélisé par un cylindre homogène de rayon r_o et de longueur L . Cette longueur augmente au cours du temps à mesure que le front d'ionisation se propage. L'épaisseur du front d'ionisation est très petite devant la longueur d'onde plasma et le plasma n'est pas encore perturbé au niveau du front d'ionisation. On considère les conditions initiales suivantes : $z = ct, \rho_e = \rho_i, u_e = 0$ et le champ auto-consistant $E = 0$. Il est intéressant de se placer dans le repère de l'onde laser et d'introduire le temps retardé $\tau = t - z/c$. On obtient alors le système :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_e}{\partial \tau} - \frac{1}{c} \frac{\partial (\rho_e u_e)}{\partial \tau} = 0, \\ \frac{\partial u_e}{\partial \tau} - \frac{u_e}{c} \frac{\partial u_e}{\partial \tau} = -\frac{e}{m_e} (E + E_s) - \nu_e u_e, \\ -\frac{\epsilon_o}{c} \frac{\partial E}{\partial \tau} = e (\rho_i - \rho_e). \end{cases} \quad (9.2)$$

Considérons maintenant des petites perturbations par rapport à l'état d'équilibre ainsi que des

vitesses petites. En posant $\delta\rho_e = \rho_e - \rho_i \ll \rho_i$ on peut simplifier le système pour arriver à :

$$\begin{cases} \frac{\partial \delta\rho_e}{\partial \tau} - \frac{\rho_i}{c} \frac{\partial u_e}{\partial \tau} = 0, \\ \frac{\partial u_e}{\partial \tau} = -\frac{e}{m_e}(E + E_s) - \nu_e u_e, \\ -\frac{\epsilon_o}{c} \frac{\partial E}{\partial \tau} = -e\delta\rho_e. \end{cases} \quad (9.3)$$

L'intégration de la première équation donne la relation $\delta\rho_e = \rho_e u_e / cu_e$ (pour $\tau = 0$, $\delta\rho_e = u_e = 0$). En reportant dans la troisième équation et en dérivant la seconde on obtient :

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial \tau} = \frac{e\rho_e}{\epsilon_0} u_e, \\ \frac{\partial^2 u_e}{\partial \tau^2} = -\frac{e}{m_e} \frac{\partial E}{\partial \tau} - \nu_e \frac{\partial u_e}{\partial \tau}, \end{cases}$$

qui se réduit à une équation du second degré à coefficients constants :

$$\boxed{\partial_\tau^2 u_e + \nu_e \partial_\tau u_e + \omega_{pe}^2 u_e = 0.} \quad (9.4)$$

Nous résolvons l'équation par la transformée de Laplace :

$$p^2 U_e - p u_e(0) - u'_e(0) + \nu_e p U_e + \omega_{pe}^2 U_e = 0,$$

avec $u_e(0) = 0$ et $u'_e(0) = -eE_s/m_e$. En posant $\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 - \frac{\nu_e^2}{4}$, on obtient

$$U = -\frac{e}{m_e} \frac{E_s}{(p + \nu_e/2)^2 + \omega_{pe}^2}.$$

La transformée de Laplace inverse donne la solution :

$$u_e(\tau) = -\frac{eE_s}{m_e \omega_p} e^{-\frac{\nu_e \tau}{2}} \sin(\omega_p \tau) H(\tau),$$

où $H(\tau)$ est la fonction de Heaviside. L'expression du courant longitudinal devient donc :

$$\boxed{j_z^s(\tau) = -e\rho_e u_e = \epsilon_o E_s \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_p} \exp(-\frac{\nu_e}{2}\tau) \sin(\omega_p \tau) H(\tau).} \quad (9.5)$$

L'oscillation du courant après le passage du front d'ionisation est donc très similaire à celle produite par la force pondéromotrice et son amplitude varie linéairement avec l'amplitude du champ extérieur E_s .

Densité d'énergie rayonnée

La transformée de Fourier du courant est :

$$\tilde{j}_\omega = \frac{\epsilon_o E_s \omega_{pe}^2}{2\omega_p} \int_0^\infty d\tau e^{i\omega\tau} e^{-\nu\tau/2} \sin(\omega_{pe}\tau) = \frac{\epsilon_o \omega_{pe}^2 E_s}{\omega^2 - \omega_{pe}^2 + i\nu_e \omega} = \epsilon_o E_s g_2(\omega). \quad (9.6)$$

Ce courant spectral est maximum à la fréquence plasma ω_{pe} pour laquelle il vaut $j_{\omega}^{max} = \epsilon_o \omega_{pe} E_s / \nu_e$. Il varie linéairement en fonction de la fréquence électronique et du champ E_s et décroît avec la fréquence de collision électronique.

La distribution spectrale du courant est donnée par la fonction $g_2(\omega)$:

$$g_2(\omega) = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2 + i\nu_e \omega}. \quad (9.7)$$

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la densité spectrale d'énergie rayonnée par un courant $j_z(\omega)$ était donnée par l'équation :

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{|\tilde{j}_{\omega}|^2 \sin^2 \theta}{4c\pi\epsilon_o(1 - \cos \theta)^2} \sin^2 \left(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos \theta) \right).$$

En remplaçant la densité spectrale de courant par son expression (9.6) on obtient :

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{\epsilon_o E_s^2 \rho_o^4}{c} g_2^2(\omega) f^2(\omega, \theta). \quad (9.8)$$

Ces deux fonctions décrivent respectivement la distribution spectrale et angulaire de l'émission. Un premier résultat important montré par cette équation est la dépendance quadratique de la densité spectrale d'énergie rayonnée en fonction du champ extérieur appliqué.

Densité longitudinale de courant en considérant le champ laser

La solution générale de l'équation de propagation du courant dans le plasma est la combinaison linéaire du courant produit par la force pondéromotrice avec le courant calculé précédemment. Ainsi, la densité de courant totale a pour expression :

$$\tilde{j}_z(\omega) = \epsilon_o E_s g_2(\omega) + \epsilon_o E_L \omega_{pe} g(\omega). \quad (9.9)$$

Estimation de l'énergie rayonnée

Basses fréquences En supposant que $\omega_{pe} \tau_L \ll 1$ et en regardant le domaine de basses fréquences ($\omega \ll \omega_{pe}$), on peut calculer l'amplitude du courant :

$$\tilde{j}_z^{max}(\omega) = \epsilon_o E_s + i E_L \frac{\nu_e \omega \epsilon_o \tau_L}{\omega_p}.$$

On note que dans ce courant la composante due à la force pondéromotrice a une différence de phase de $\pi/2$ par rapport à celle due au champ externe. Les deux courants ne peuvent donc pas s'annuler même si leur spectre à basse fréquence est très similaire, ce qui explique que la courbe expérimentale $I_{THz}(E_s)$ présentée en Figure 9.2 présente un minimum en $E_s = 0$. L'expression correspondante pour l'énergie rayonnée est :

$$\Delta W = \frac{\rho_o^4 \epsilon_o \omega_{pe}^2}{c} (E_s^2 + E_L^2 \frac{\nu_e^2 \omega^2 \tau_L^2}{\omega_p^2}) \Delta \omega.$$

Autrement dit l'énergie rayonnée autour de 0,1 THz est amplifiée d'un facteur $(1 + E_s^2/E_w^2)$ où $E_w = E_{pond} 2\nu_e \tau_L \omega / \omega_{pe}$ en présence d'un champ externe d'amplitude E_s , en accord avec les observations expérimentales faites avec le détecteur hétérodyne.

Hautes fréquences On se place maintenant à une fréquence proche de la fréquence plasma électronique et on cherche à estimer l'énergie totale que peut émettre le filament. À hautes fréquences ($\omega \approx \omega_{pe}$) le courant devient :

$$\tilde{j}_z(\omega) \approx \frac{\omega_{pe}^2 \epsilon_o E_s}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 + i\nu_e \omega} + \frac{\epsilon_o E_L}{2} \frac{\omega_{pe} \omega^2 \tau_L}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 + i\nu_e \omega} \approx \frac{\omega_{pe}^2 \epsilon_o E_s (1 + \omega_{pe} \tau_L \frac{E_L}{2E_s})}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 + i\nu_e \omega}. \quad (9.10)$$

Puis en injectant le courant dans l'expression de la densité spectrale d'énergie et en l'intégrant sur l'espace on obtient :

$$W \approx \frac{\pi \rho_o^4 \epsilon_o \omega_{pe}^2}{2c\nu_e} \left(E_s + \frac{\omega_{pe} \tau_L}{2} E_L \right)^2. \quad (9.11)$$

L'énergie totale rayonnée est donc indépendante de la longueur du filament, et la présence du champ statique externe amplifie cette énergie d'un facteur $(\frac{E_s}{E_L} + \frac{\omega_{pe} \tau_L}{2})^2$. L'intensité des THz croît donc quadratiquement avec le champ E_s .

En absence de champ externe l'énergie THz rayonnée est de l'ordre de $10^{-14} J$. Le modèle théorique ne prévoyant pas de saturation il paraît donc possible d'obtenir une amplification de trois à quatre ordres de grandeurs. La principale limitation est le seuil de claquage de l'air qui est relativement bas en présence de filament (~ 12 kV/cm).

Conclusion

Nous avons montré que l'application d'un champ statique longitudinal permettait d'amplifier le rayonnement de transition cerenkov d'un filament de plusieurs ordres de grandeurs. Cette technique paraît difficilement applicable pour des applications à distance mais elle permet d'obtenir facilement en laboratoire une source intense de rayonnement THz polarisé radialement qui pourrait trouver des applications, par exemple pour l'accélération de faisceaux d'électrons [Kimura 95], puisqu'en focalisant le cône THz on peut produire au foyer un champ longitudinal de plusieurs kV/cm.

9.2 Champ électrique statique transverse

Nous avons ensuite testé les effets d'un champ électrique dirigé perpendiculairement à la direction de propagation du filament. On observe alors une amplification du champ THz généré dans le filament encore plus importante que dans le cas du champ longitudinal, mais cette fois ci les propriétés du rayonnement sont très différentes du cas de l'émission de transition Cerenkov [Houard 08b].

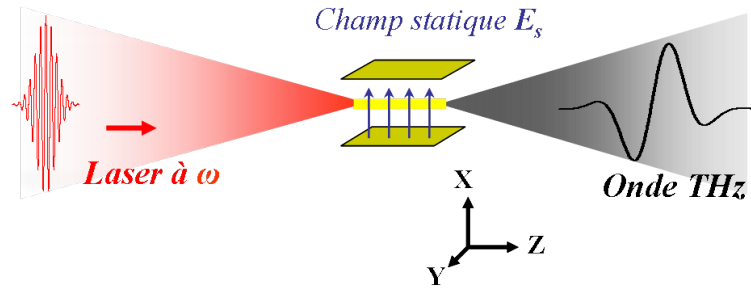


FIG. 9.5 - Schéma du montage expérimental consistant à appliquer un champ statique transverse au filament.

Résultats Expérimentaux

Nous avons d'abord mesuré la distribution angulaire des THz à l'aide du détecteur hétérodyne à 0,1 THz pour deux longueurs de filaments, c'est-à-dire en utilisant deux focales différentes pour produire un filament de 5 et 1,5 cm. Les électrodes consistaient en deux plaques de cuivre de 5 cm de longueur et séparées de 1 cm auxquelles on appliquait une tension de 5 kV. Le résultat de cette mesure est présenté en figure 9.6. Contrairement au rayonnement transition-

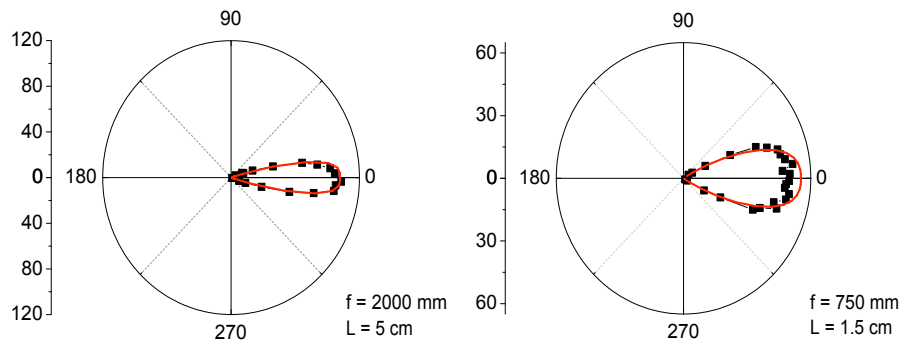


FIG. 9.6 - Distribution angulaire du rayonnement THz en présence d'un champ statique transverse de 5 kV/cm mesurée avec le détecteur hétérodyne pour deux longueurs de filaments (points noirs). Calcul de la distribution angulaire correspondante à l'aide de la formule (9.18) (courbe rouge).

Cerenkov l'émission THz du filament présente ici un maximum sur l'axe du laser, et comme

dans les cas vus précédemment, la largeur du cône d'émission augmente inversement avec la longueur du filament.

Nous avons ensuite mesuré l'énergie totale émise dans ce cône (entre 0,1 et 3 THz) à l'aide du bolomètre en collectant le rayonnement avec une parabole hors d'axe. La dépendance de cette énergie en fonction de l'amplitude du champ E_s est présentée en figure 9.7. L'énergie des THz augmente quadratiquement avec l'amplitude du champ statique appliqué.

En utilisant la même méthode de calibration que celle décrite dans la section 8.3 on peut estimer l'énergie du pulse THz généré avec un laser de 2,4 mJ en présence d'un champ de 5 kV/cm à 50 pJ, ce qui donne une efficacité de conversion de 2.10^{-8} .

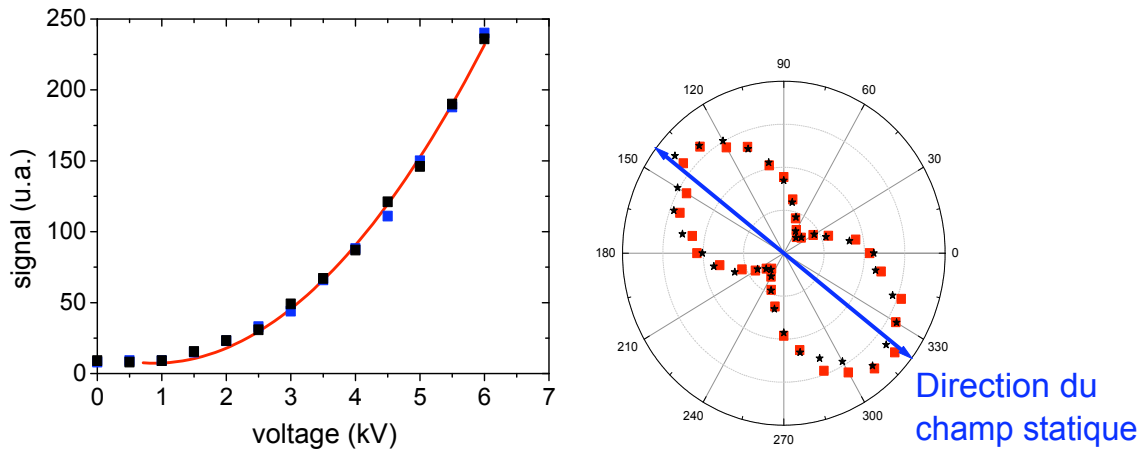


FIG. 9.7 - À gauche : Énergie totale de l'impulsion THz mesurée avec le bolomètre en fonction de la tension appliquée sur les électrodes séparées de 1 cm. L'impulsion laser avait une énergie de 1,4 mJ et une durée de 50 fs produisant un filament de 2 cm. À droite : Polarisation du champ THz émis par le filament en présence d'un champ électrique statique de 5 kV/cm.

Pour caractériser la polarisation des THz nous avons utilisé le détecteur hétérodyne qui contient un polariseur. En le faisant tourner sur son axe on détermine le diagramme de polarisation présenté en figure 9.7. Les THz sont polarisés radialement avec la même direction de polarisation sur l'ensemble du cône, et cette direction suit la direction du champ statique appliqué que nous définirons comme l'axe X .

Modèle théorique

La source de ce rayonnement est assez similaire au cas du champ longitudinal, c'est à dire que le champ statique, en accélérant les électrons libres à l'instant où ils sont photo-détachés, va créer un dipôle de séparation de charge orienté suivant X qui oscillera ensuite à la fréquence plasma. Le fait que ce dipôle soit orienté perpendiculairement à la direction de propagation du laser va changer sensiblement le diagramme de rayonnement en champ lointain du filament, ainsi que la polarisation des THz, et va améliorer l'efficacité de cette source. En effet, l'ensemble des dipôle parallèles vont pouvoir interférer beaucoup plus efficacement dans la direction $\theta = 0$ puisqu'ils présentent individuellement une émission maximale dans cette direction.

Expression du courant transverse

On considère un cylindre de plasma, d'axe z , de rayon ρ_0 et de longueur $0 < z < ct$. Un point de la surface du cylindre est repéré par ses coordonnées cylindriques (ρ_o, ϕ, z) tandis qu'un point de l'espace est repéré par (ρ, ϕ, z) . Le système présente une invariance par translation le long de l'axe Z . Le cylindre de plasma est placé dans un champ électrique extérieur E_s uniforme dirigé perpendiculairement à son axe Z dont l'orientation correspond à l'angle $\phi = 0$ (on notera X l'axe correspondant). En utilisant l'équation de Poisson et en tenant compte de la condition de continuité à la surface du cylindre on obtient l'expression du potentiel $V(\rho, \phi) = -\rho \cos \phi E_s$. On supposera ici encore que l'on a une faible perturbation δn de la densité électronique n_e , qui est homogène à l'intérieur du cylindre ($\rho < \rho_0$). Le courant induit par le déplacement des charges électriques dans le plasma dans la direction perpendiculaire à l'axe du filament est $j_x(\rho, \phi, t) = -en_e u_x(\rho)$. On se place toujours dans le référentiel propre de l'impulsion laser donc $\tau = t - \frac{z}{c}$. Les équations hydrodynamiques donnent alors :

$$\begin{cases} \partial_t n_e + \partial_x(n_e u_e) = 0 \\ \partial_t u_e + u_e \partial_x u_e = -\frac{e}{m_e}(E + E_s) - \nu_e u_e \\ \epsilon_o \partial_x E = e(n_i - n_e) \end{cases} \quad (9.12)$$

En utilisant la première et la troisième équation du système on trouve $\epsilon_o \partial_t E_x = en_{eo} u_e$. Puis, en dérivant par rapport au temps la seconde équation et en considérant un champ extérieur statique $\partial_t E_s = 0$ on obtient : $\partial_t^2 u_e = -\frac{e}{m_e} \partial_t E_x - \nu_e \partial_t u_e$. On arrive finalement à une équation du second degré en fonction de u_e :

$$\partial_t^2 u_e - \nu_e \partial_t u_e + \omega_{pe}^2 u_e = 0.$$

On obtient la même équation du second degré que dans le cas du champ longitudinal, où la dépendance de u_e de la coordonnée radiale n'apparaît pas. Le courant suivant la direction X a alors pour expression :

$$j_x(\tau) = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_p} \epsilon_o E_s \sin(\omega_p \tau) \exp\left(-\frac{\nu_e \tau}{2}\right) \text{ pour } \tau > 0, \text{ et } j_x(\tau) = 0 \text{ si } \tau < 0. \quad (9.13)$$

La transformée de Fourier du courant est :

$$\tilde{j}_x(\omega) = \frac{\epsilon_o \omega_{pe}^2 E_s}{\omega^2 - \omega_{pe}^2 + i\nu_e \omega} = \epsilon_o E_s g_2(\omega), \quad (9.14)$$

la distribution spectrale de l'énergie est donc exactement la même que dans le cas du champ statique longitudinal.

Calcul du potentiel vecteur $\vec{A}$

Le courant spectral est similaire à celui du cas du champ statique longitudinal :

$$\vec{j}_{\omega, \vec{k}} = 2\pi \rho_0^2 \tilde{j}_x(\omega) \frac{\sin\left(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos \theta)\right)}{k(1 - \cos \theta)} e^{i\left(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos \theta)\right)} \vec{e}_x.$$

On injecte cette équation dans l'expression du potentiel vecteur calculée en champ lointain dans l'espace de Fourier :

$$\vec{A}_\omega(\vec{r}, \omega) \approx \frac{\mu_o}{4\pi} \frac{\exp(ikr)}{r} \vec{j}_{\omega, \vec{k}},$$

ce qui donne finalement

$$\vec{A}_\omega(\vec{r}, \omega) \approx \mu_0 \rho_0^2 \tilde{j}_x(\omega) \frac{e^{ikr}}{2kr} \frac{\sin\left(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos\theta)\right)}{1 - \cos\theta} e^{i\left(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos\theta)\right)} \vec{e}_x. \quad (9.15)$$

Calcul du Champ magnétique H

Le champ magnétique en unités SI est donnée par $\vec{H}_\omega(\vec{r}) = 1/\mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{A}_\omega(\vec{r})$, ce qui donne en utilisant l'équation (9.15) :

$$\vec{H}_\omega(\vec{r}) = \frac{\rho_0^2 j_\omega \exp(ikr)}{2r} \frac{\sin\left(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos\theta)\right)}{1 - \cos\theta} \vec{e}_r \times \vec{e}_x. \quad (9.16)$$

Dans le repère de coordonnées cylindriques $\vec{e}_r \times \vec{e}_x = \cos\theta \vec{e}_y - \sin\theta \sin\phi \vec{e}_z$. Or on sait que l'angle $\phi = 0$ correspond à la direction du champ extérieur E_s donc du courant. Le module du champ magnétique devient alors :

$$|\vec{H}_\omega(\vec{r})|^2 = \frac{\rho_0^4 |j_\omega|^2 \cos^2\theta \sin^2\left(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos\theta)\right)}{4r^2 (1 - \cos\theta)^2}. \quad (9.17)$$

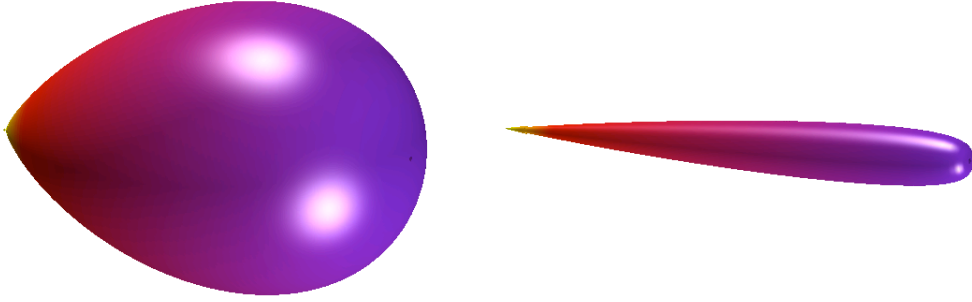


FIG. 9.8 - Cône d'émission du filament dans un champ statique transverse à 0,1 THz calculé à partir de la formule (9.18) pour un filament de 5 mm de longueur (à gauche) et de 30 cm (à droite).

Étude de la distribution angulaire de l'émission

La dépendance angulaire de l'énergie du rayonnement est donnée par la fonction

$$f_2(\omega, \theta) = \frac{\cos^2\theta \sin^2\left(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos\theta)\right)}{4\pi(1 - \cos\theta)^2}. \quad (9.18)$$

L'énergie de l'émission est maximale pour $\theta = 0$, c'est-à-dire sur l'axe du filament et l'angle du cône d'émission $\Delta\theta \approx \sqrt{\lambda/L}$ diminue lorsqu'on augmente la longueur du filament. Comme le montre la figure 9.6 cette distribution montre un excellent accord avec les mesures expérimentales. On voit ici que la polarisation est dirigée perpendiculairement par rapport à l'axe du filament. Dans ce cas toute l'énergie émise est contenue dans le lobe principal, les lobes secondaires étant presque inexistantes.

Calcul de l'énergie totale rayonnée

En remplaçant le champ magnétique par son expression, la densité spectrale de l'énergie rayonnée devient finalement :

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{|j_\omega|^2}{4\pi\epsilon_o c} \frac{\rho_o^4 \cos^2 \theta}{(1 - \cos \theta)^2} \sin^2 \left(\frac{L\omega}{2c} (1 - \cos \theta) \right) = \frac{|j_\omega|^2 \rho_o^4}{\epsilon_o c} f_2(\omega, \theta).$$

Calculons maintenant l'énergie émise dans le lobe principal. En intégrant sur l'angle solide on obtient

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{|j_\omega|^2 \rho_o^4}{\epsilon_o c} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_1} d\theta \sin \theta f_2(\omega, \theta) \approx 0.71 \frac{|j_\omega|^2 \rho_o^4}{\epsilon_o c^2} L\omega.$$

À basses fréquences ($\omega \ll \omega_{pe}, 2\pi/\tau_L$) l'énergie maximale émise est proportionnelle à la fréquence ω suivant l'équation :

$$\Delta W = 0,71 \frac{\rho_o^4 \epsilon_o^2 E_s^2 L \omega}{\epsilon_o c^2} \Delta \omega \quad (9.19)$$

En hautes fréquences ($\omega \approx \omega_{pe}$) on fait un développement limité autour de ω_{pe} et en intégrant sur tout le spectre on trouve que l'énergie totale rayonnée vaut :

$$W \approx 0,35\pi \rho_o^4 \epsilon_o E_s^2 L \frac{\omega_{pe}^3}{c^2 \nu_e}. \quad (9.20)$$

L'énergie de l'émission dépend donc linéairement de la longueur du filament et du carré de l'amplitude du champ extérieur E_s . Elle ne dépend pas de la polarité du champ électrique externe, par contre la polarisation de des THz suit la direction de polarisation du champ externe, et change donc suivant le sens du champ externe. L'angle d'ouverture du cône principal d'émission $\theta = \sqrt{\lambda/L}$ diminue lorsque l'on augmente la longueur du filament tandis que l'énergie totale émise augmente linéairement avec L .

Discussion

Notons que Löffler *et al.* ont été les premiers à rapporter l'amplification de l'émission d'un plasma en présence d'un champ statique [Löffler 00]. Notre modèle d'émission THz est en un certain sens similaire à l'idée de courant surgissant qu'ils suggèrent. La grande différence réside dans la nature cohérente et non locale du rayonnement, qui prédit une bonne directivité et une énergie émise relativement élevée.

Cas intermédiaire du faible champ électrique

L'analyse du diagramme d'émission en champ lointain permet d'estimer le potentiel pondéromoteur (ou l'intensité laser dans le filament). En effet, en présence d'un faible champ statique, le champ électrique de l'onde THz produite par la force pondéromotrice E^1 interfère avec celui de l'onde produite par le champ transverse E^2 . En mesurant la distribution angulaire résultante, on peut estimer l'amplitude relative des deux champs, et en déduire la valeur du potentiel pondéromoteur de l'impulsion laser responsable de l'émission transition Cerenkov.

La composante de Fourier de chaque champ à la distance r du filament est décrite par l'équation :

$$\begin{cases} E_{\omega}^1(r) = \frac{U_p \omega_{pe} g_2(\omega) \rho_0^2 \sin(\theta)}{e c^2 r \theta^2} \sin\left(\frac{L\omega}{4c}\theta\right), \\ E_{\omega}^2(r) = \frac{E_s g_2(\omega) \rho_0^2}{e \epsilon_0 c \theta^2} \sin\left(\frac{L\omega}{4c}\theta\right), \end{cases} \quad (9.21)$$

où $U_p = e^2 I_L / (2m_e \epsilon_0 c \omega_0^2)$ est le potentiel pondéromoteur proportionnel à l'intensité du laser. Pour les mesures présentées en Figure 9.9 le meilleur fit est obtenu pour $U_p = 5,4$ eV, ce qui correspond à une intensité laser dans le filament $I_L = 9.10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$. Ce fit est présenté dans la figure 9.9 en trait rouge continu.

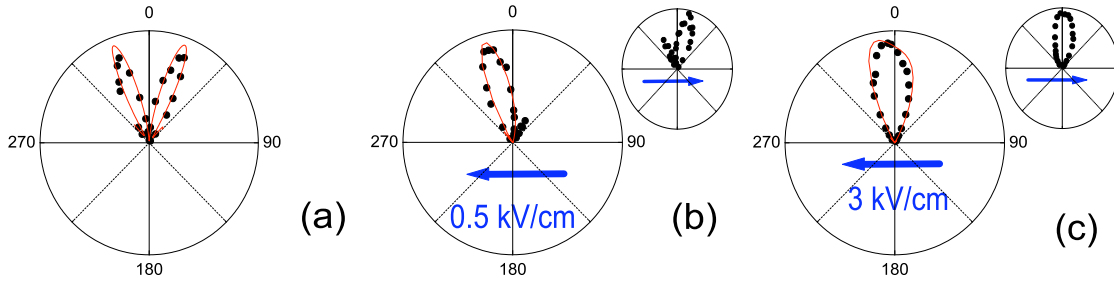


FIG. 9.9 - Diagramme d'émission angulaire mesuré dans le plan XZ avec un champ statique transverse de 0, 0,5 et 3 kV/cm. Les points noirs sont les mesures expérimentales obtenues avec le détecteur hétérodyne et les courbes rouges sont les distributions correspondantes prédites en utilisant la formule (9.21). Les deux inserts montrent le diagramme obtenu en inversant la polarité du champ statique.

Champ électrique de l'onde THz

Dans cette partie on va calculer l'onde émise par le filament à une distance r . On se place donc en champ lointain ($kr \gg 1$). L'équation reliant le potentiel vecteur au champ électrique dans l'espace de Fourier est : $E_{\omega} = i\omega A_{\omega}(\vec{r})$. En remplaçant le potentiel vecteur par son expression le champ électrique spectral devient :

$$E_{\omega}(\vec{r}) = \frac{i\mu_0 c \rho_0^2 j_{\omega}}{2r} \frac{\sin(\frac{L\omega}{2c}(1 - \cos\theta))}{(1 - \cos\theta)}. \quad (9.22)$$

En considérant $\theta \ll 1$, on calcule la transformée de Fourier inverse de cette expression. Le champ électrique de l'onde émise est finalement donné par :

$$E(r, \tau) = E_s \frac{\rho_0^2 L \omega_p}{rc \theta^2} \sin\left(\frac{L\omega_p}{4c}\theta\right) \cos(\omega_p \tau) e^{-\nu_e \tau/2}, \text{ pour } \tau > 0. \quad (9.23)$$

Le champ électrique mesuré par détection électro-optique dans un cristal de ZnTe est présenté en figure 9.11. On observe bien la forme en sinus prédite par le modèle. L'intensité des THz étant supérieure à celle obtenue dans les deux cas précédents on note que le rapport signal sur bruit est meilleur dans ce cas. Le spectre correspondant est assez similaire à ceux observés

avec l'émission transition Cerenkov et avec le champ statique longitudinal (pour des filaments équivalents, $f = 20$ cm, $E_L = 3$ mJ, $\tau_L = 50$ fs), puisque la distribution spectrale présente un maximum à 0,3 THz correspondant à une fréquence plasma de 2.10^{12} rad.s⁻¹. Le bruit étant ici plus faible on observe un spectre qui s'étend jusqu'à 3 THz ce qui n'est pas très loin de la fréquence de coupure du cristal de ZnTe au delà de laquelle les phonons du cristal absorbent le rayonnement (cette bande d'absorption se situe plus exactement entre 3 et 8 THz [Chen 07]).

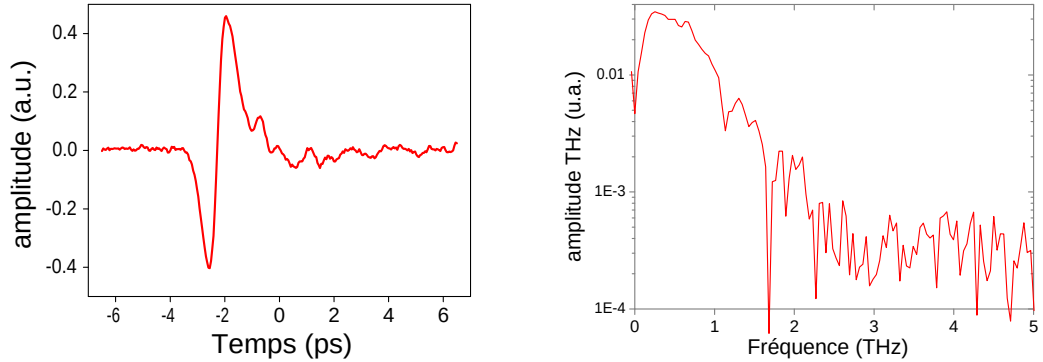


FIG. 9.10 - Mesure par méthode électro-optique du champ électrique THz produit en appliquant un champ statique transverse de 17 kV/cm ($W_L = 1$ mJ, $\tau_L = 50$ fs). À droite : spectre correspondant obtenu par transformée de Fourier.

Pour mesurer le spectre de l'émission THz nous avons testé une autre méthode de détection basée sur le mélange à quatre ondes dans l'air ionisé des THz avec le laser IR (voir section 7.2) [Dai 06]. Bien que cette méthode présente une sensibilité et une stabilité de signal beaucoup moins bonne que la méthode électro-optique, elle permet de détecter un spectre beaucoup plus large, puisque mis à part quelques raies, l'air sec n'absorbe pas les THz. En améliorant le processus de détection le groupe de X.C. Zhang a ainsi pu mesurer un spectre sur une largeur de 40 THz [Karpowicz 08b]. Cette technique très récente est donc particulièrement prometteuse même si depuis Zhang, nous sommes pour l'instant les seuls à l'avoir mise en oeuvre [Houard 08b].

Le résultat de la mesure est présenté en figure 9.11. On remarque que le rapport de signal sur bruit est beaucoup plus faible qu'avec l'échantillonnage électro-optique, néanmoins le champ électrique mesuré présente une variation beaucoup plus rapide, ce qui se traduit par un spectre plus étendu allant jusqu'à 10 THz.

Conclusion

Nous avons démontré expérimentalement que l'émission THz d'un filament femtoseconde dans l'air pouvait être grandement amplifiée lorsqu'un champ électrique transverse était appliqué dans la région ionisée. Le modèle théorique développé explique toutes les propriétés du rayonnement. Enfin nous avons montré que l'analyse en champ lointain du rayonnement THz du filament pouvait permettre de déterminer les caractéristiques du plasma, ou alternativement la répartition du champ statique dans l'air.

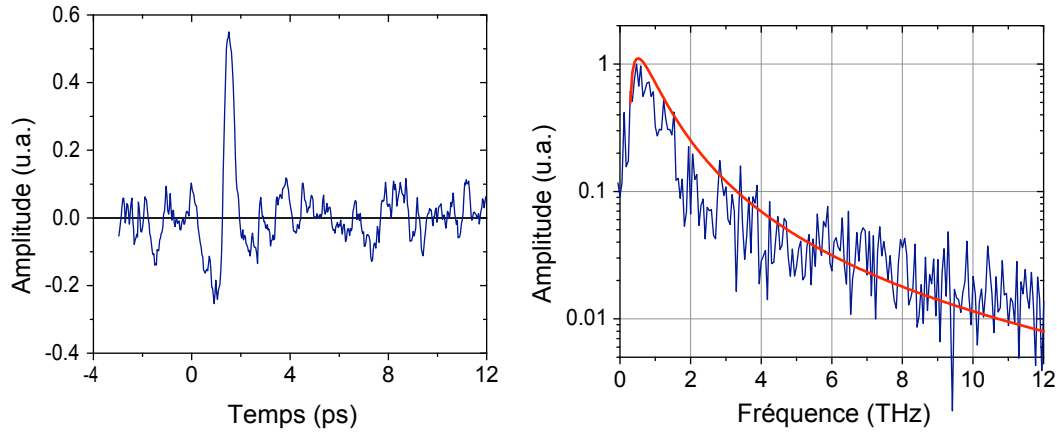


FIG. 9.11 - *Mesure par mélange à quatre ondes dans l'air du champ électrique THz produit en appliquant un champ statique transverse de 17 kV/cm. À droite : spectre correspondant obtenu par transformée de Fourier. La courbe rouge est un fit calculé en utilisant la fonction $g_2(\omega)$ avec $\omega_{pe} = 2.10^{12} \text{ rad.s}^{-1}$ et $\nu_e = 5.10^{12} \text{ s}^{-1}$.*

On peut noter que d'après le modèle théorique, une amplification similaire du rayonnement THz d'un filament devrait être observée si le champ statique était remplacé par un champ THz ou micro-onde de même amplitude (plusieurs kV/cm). En effet, si la période d'oscillation du champ extérieur est beaucoup plus longue que le temps durant lequel se produit l'ionisation ($t_{ion} = 50 \text{ fs}$), ce champ apparaît comme statique du point de vue du front d'ionisation. Ainsi, en choisissant une impulsion à une fréquence micro-onde qui n'est pas absorbée par l'air et en la focalisant sur le filament, on devrait être en mesure d'amplifier à distance l'émission THz du filament.

Rayonnement THz d'un double filament

10.1 Emission d'un double filament

Pour augmenter l'efficacité de conversion de l'énergie infrarouge en rayonnement THz dans le filament nous avons eu l'idée de focaliser une double impulsion laser femtoseconde, c'est-à-dire deux pulses d'énergie équivalente capables de générer deux filaments avec un délai temporel entre les deux allant de quelques dizaines de femtosecondes à plusieurs nanosecondes. Nous avons alors observé avec le détecteur hétérodyne une émission THz orientée vers l'avant tout comme l'émission conique d'un filament, mais dont la distribution angulaire et les propriétés de polarisation étaient très différentes [Liu 07]. Individuellement, la première et la seconde impulsion produisent le rayonnement de transition Cerenkov décrit dans le Chapitre 7. Cependant, l'amplitude de la radiation THz produite par la séquence des deux impulsions est supérieure à la somme des deux de plus d'un ordre de grandeur. Les caractéristiques de l'émission sont elles aussi différentes puisque le maximum d'émission est sur l'axe de propagation du faisceau et que la radiation THz est polarisée linéairement au lieu d'être polarisée radialement.

Dispositif expérimental

Les sources laser utilisées dans cette expérience étaient le laser Téramobile (décrit en Annexe A) et le laser Thales Alpha 100. Dans les deux cas, seulement une dizaine de mJ d'énergie était utilisée, de manière à avoir en sortie d'interféromètre deux impulsions de 3 mJ et d'une centaine de femtosecondes à 800 nm. Le faisceau laser en sortie de compresseur était envoyé dans un interféromètre de type Mach-Zender (voir schéma 10.1) dans lequel un des bras pouvait être translaté sur une longueur de 3 mètres pour varier le retard temporel entre les deux impulsions en sortie. Après l'interféromètre les deux faisceaux colinéaires de 12 mm de diamètre étaient focalisés par une lentille convexe pour former deux filaments superposés spatialement.

Dans un premier temps nous avons mesuré l'énergie totale rayonnée vers l'avant par le (les) filaments en fonction du délai temporel entre les deux pulses. Dans ce cas un miroir métallique percé en son centre était placé à la fin du filament. Le miroir collectait ainsi l'essentiel du rayonnement THz tout en laissant passer le coeur intense du filament à travers le trou central de 1 cm de diamètre pour éviter la formation d'un plasma sur le métal. La radiation THz réfléchie était ensuite focalisée dans le cornet du détecteur hétérodyne à 0,1 THz par une

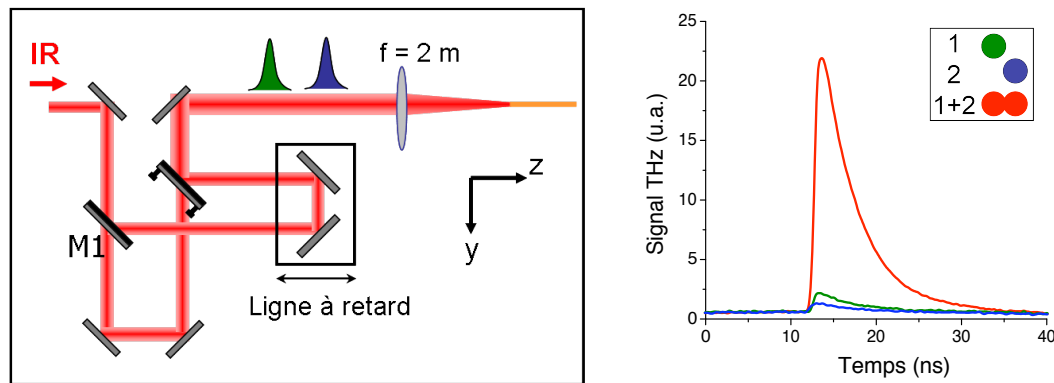


FIG. 10.1 - À gauche : Schéma du montage permettant de générer une double impulsion de retard réglable. À droite : Signal détecté par le détecteur hétérodyne avec chaque impulsion séparée (en vert et bleu) et avec les deux impulsions (en rouge).

lentille en Téflon. L'amplitude du signal THz obtenu avec la double impulsion est présentée dans la figure 10.2 (barres rouges) pour une lentille de focale $f = 2$ m. Les signaux produits individuellement par chaque pulse sont aussi présentés (barres bleues et vertes). En présence des deux impulsions une amplification de l'intensité THz de plus d'un ordre de grandeur est observée pour des délais inférieurs à 2 ns. Autour du délai nul l'amplification est légèrement plus faible, tandis que pour des délais supérieurs à 2 ns l'intensité décroît graduellement jusqu'à devenir égale à la somme des signaux THz individuels au delà de 4,6 ns.

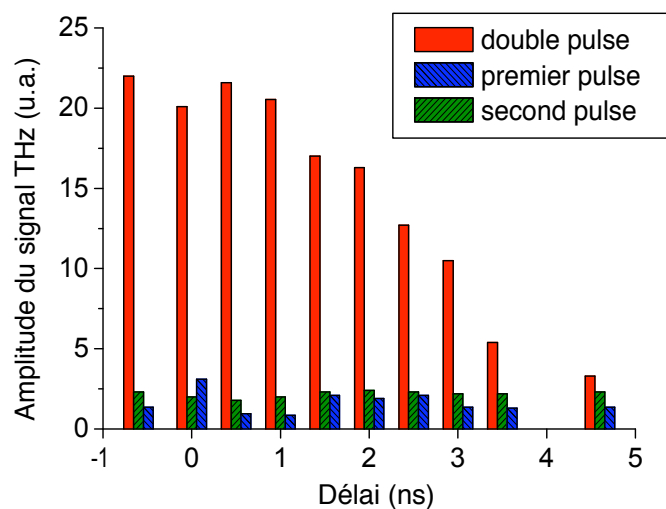


FIG. 10.2 - Variation de l'amplitude du signal THz en fonction du délai entre les deux impulsions. Sont aussi représentés en vert et en bleu les signaux THz émis par chaque impulsion séparément.

Diagramme d'émission

Pour mesurer la répartition angulaire de l'émission du double filament nous avons remplacé la lentille de téflon en entrée du détecteur hétérodyne par un guide d'onde de 4 mm de diamètre et nous avons fait tourner le détecteur autour du centre du filament dans le plan horizontal. Le résultat est présenté dans la figure 10.3. On remarque que la distribution angulaire présente un maximum sur l'axe de propagation ($\theta = 0$) contrairement au cas du filament unique où l'émission THz est nulle sur l'axe.

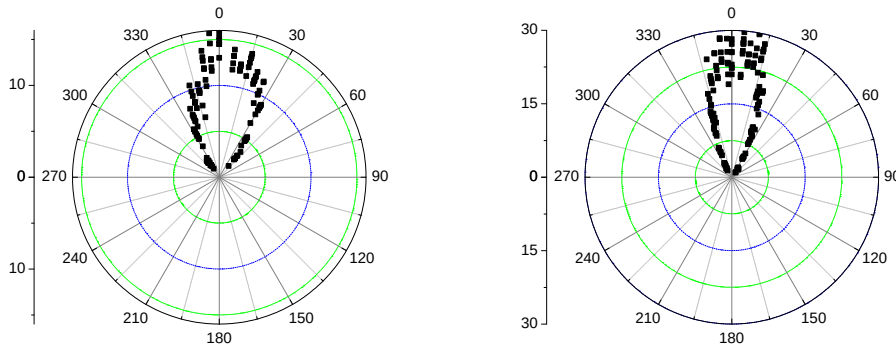


FIG. 10.3 - Distribution angulaire de l'émission THz d'un double filament produit avec une lentille de focale 75 cm (à gauche) ou de 200 cm (à droite). L'angle $\theta = 0$ correspond à la direction de propagation du laser.

Polarisation

Dans le détecteur le guide d'onde rectangulaire agit comme un polariseur, il suffit donc de faire tourner le détecteur autour de son axe pour mesurer la polarisation de l'onde THz. L'intensité du signal THz en fonction de l'angle du polariseur vérifie une loi de Malus, indiquant que le signal est polarisé linéairement (voir figure 10.4). Nous avons d'abord vérifié que sa direction de polarisation ne dépendait pas de la polarisation des deux impulsions IR. Cependant, nous avons observé que la direction de polarisation de ces THz changeait d'un jour à l'autre et qu'elle était très sensible à l'alignement des deux faisceaux laser.

Ces trois observations indiquent que l'origine physique de la radiation THz générée par la double impulsion était différente du mécanisme responsable de l'émission conique THz d'un filament. Nous avons envisagé plusieurs possibilités pour élucider son origine :

1. *Émission THz de la seconde impulsion IR amplifiée par le plasma généré par la première impulsion.* L'amplification des radiations THz observée pour des délais temporels allant jusqu'à plusieurs ns semble indiquer que des effets retardés dus à la présence du plasma produit par le premier pulse sont en jeu. Il est donc concevable que le plasma laissé par le premier pulse agisse comme un milieu amplificateur pour l'émission conique générée par le second filament. L'amplification pourrait par exemple être due à un effet Raman ou une émission induite par inversion de population d'états vibrationnels-rotationnels excités des molécules d'air. Pour vérifier cette hypothèse nous avons répété l'expérience à deux impulsions dans un gaz rare (le Xénon) et observé une amplification similaire.

On peut donc exclure les mécanismes de gain Raman ou d'inversion de population qui ne peuvent pas se produire dans des gaz monoatomiques.

2. *Génération de THz dans un plasma stratifié.* Il a été prédit que la propagation d'une impulsion laser ultracourte dans un plasma à variation périodique (ou stratifié) pouvait générer une radiation électromagnétique dans le domaine THz [Gorbunov 96] si la période des modulations était de l'ordre de quelques centaines de microns. Cependant, une telle modulation ne peut pas être créée spontanément pendant le temps séparant les deux impulsions. Les oscillations du plasma créées par la première impulsion décroissent en moins d'une picoseconde et elles ne peuvent pas induire de mouvement spécifique de grande échelle dans le plasma. De plus, on s'attend à ce que la colonne de plasma soit quasiment homogène en raison du fort effet de saturation subi par l'intensité de l'impulsion laser [Becker 01]. C'est pourquoi il est peu probable que cet effet d'onduleur soit à l'origine de l'émission THz observée dans notre expérience.
3. *Effet géométrique.* - Le fait que la direction de polarisation du signal THz soit sensible à l'alignement de l'interféromètre générant les deux pulses laser nous donne un indice sur l'origine de cette émission THz. Cette dernière doit être liée à la géométrie des deux filaments de plasma. Pour vérifier cette hypothèse nous avons fait l'expérience suivante : tout d'abord en insérant un masque dans le compresseur à réseau de la chaîne CPA nous avons modifié le spectre optique de manière à avoir en sortie du laser deux impulsions parfaitement colinéaires séparées de 80 fs au lieu d'une seule impulsion. Avec une telle séquence d'impulsions on est certain de produire deux colonnes de plasma parfaitement superposées en focalisant le faisceau laser. Mais dans ce cas, aucune amplification des THz n'a été observée. Dans un second temps, en revenant au dispositif interférométrique, nous avons analysé plus en détail la superposition spatiale des deux filaments de plasma. Nous avons ainsi mesuré la position relative des filaments en insérant une lame de verre au centre du canal de plasma et en examinant *post mortem* le dommage produit. Nous avons observé que le dommage présentait une forme allongée correspondant à deux filaments partiellement superposés. L'axe longitudinal de la figure était toujours aligné avec la direction de polarisation des THz émis. Deux résultats typiques sont présentés dans la Figure 10.4. La distance entre les centres des deux filaments est de l'ordre de 100 μm .

10.2 Modèle théorique : ligne de transmission THz

Ayant identifié le paramètre crucial de l'expérience, discutons maintenant de l'origine physique et des caractéristiques de l'émission THz amplifiée d'un double filament. Dans le cas d'une impulsion unique l'amplitude de l'onde plasma excitée par la force pondéromotrice d'une impulsion laser ultracourte ($\omega_{pe}\tau_L < \pi$) peut être estimée à $E_p \simeq \omega_{pe}^2 U_p \tau_L / e c_0$, où ω_{pe} est la pulsation plasma électronique, U_p est le potentiel pondéromoteur de l'impulsion laser et τ_L est la durée de l'impulsion laser. Ce courant est dirigé suivant l'axe Z puisque le filament présente une symétrie axiale et est indépendant de la polarisation du laser. Il a une longueur de l'ordre de la longueur d'amortissement $c_0/\nu_e \simeq 100 \mu\text{m}$ (où ν_e est la fréquence de collisions électronique) et se propage à la vitesse de la lumière c_0 le long du filament de longueur L . Comme nous l'avons vu au chapitre 8, un tel courant ne peut pas générer d'émission électromagnétique dans la direction axiale. L'angle d'émission optimum dépend du rapport de la longueur d'onde de la radiation λ sur la longueur du filament L : $\theta \simeq \sqrt{\lambda/L}$.

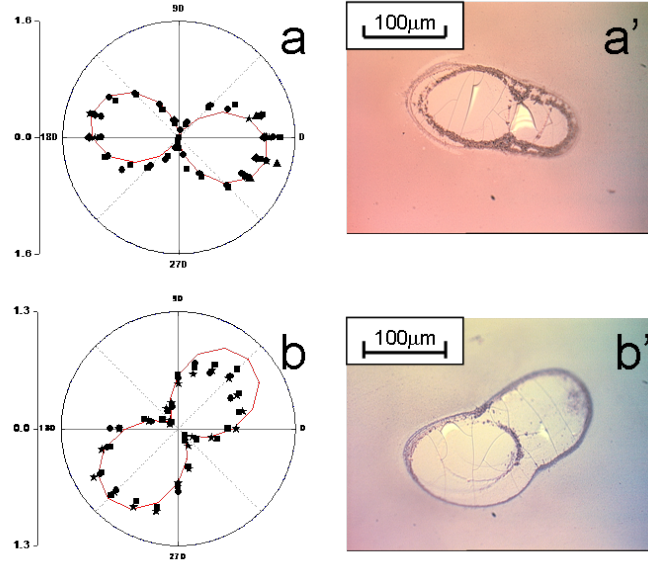


FIG. 10.4 - *Polarisation du champ THz émis par la double impulsion. Diagramme de polarisation mesuré à l'aide du détecteur hétérodyne (a et b) et positions correspondantes des deux filaments au foyer de la lentille (a' et b') obtenues en faisant un impact des filament sur une lame de silice. La direction de polarisation du rayonnement THz est définie par le plan comprenant les deux filaments.*

Les choses semblent différentes dans le cas d'une double impulsion. Alors que le premier plasma reste quasiment intact (le temps de recombinaison est de quelques ns) un autre filament est créé à ses côtés par la seconde impulsion laser. Cet ensemble de deux colonnes de plasma parallèles peut être assimilée à une ligne de transmission, capable de guider deux types d'ondes : l'onde longitudinale du plasma se propageant dans chaque câble indépendamment et un mode électromagnétique TM dont le champ électrique est compris dans le plan formé par les deux câbles (les composantes E_x et E_z) et dont le champ magnétique est dirigé perpendiculairement à ce plan (la composante B_y). Ce mode se propage à la vitesse de la lumière et le couplage entre les deux câbles est obtenu à l'aide de la conductance mutuelle C et de l'inductance L (par unité de longueur de la ligne). Dans notre cas, le courant I , créé par la force pondéromotrice de l'impulsion laser dans le seconde filament, induit la différence de potentiel V entre les câbles selon la loi de Faraday

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -L \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (10.1)$$

Cette tension est reliée à la densité linéique de charges électriques $Q = CV$. De plus, la loi de conservation de charge implique l'équation de continuité

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{\partial I}{\partial z}. \quad (10.2)$$

En combinant ces deux équations on trouve l'équation des télégraphistes :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \frac{1}{CL} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}. \quad (10.3)$$

Il est bien connu en électrodynamique (voir par exemple [Landau 60]) que dans une ligne de transmission le produit $CL = 1/c_0^2$, et $L = (\mu_0/4\pi[1 + 4\ln(d/a)])$, où d est la distance entre les câbles et a est le rayon du câble. L'équation décrit une impulsion électromagnétique se propageant le long de la ligne. Sachant que le courant induit par la force pondéromotrice de l'impulsion laser vaut $I \simeq \epsilon_0\omega E_p \pi a^2$, on peut estimer l'amplitude de la tension :

$$V \simeq c_0 LI \simeq a^2 E_p \omega / c_0.$$

Cette onde est cependant confinée dans la ligne, parce que l'essentiel du courant électrique se propage dans la direction axiale. Pour expliquer l'émission électromagnétique dirigée sur l'axe Z on doit prendre en considération le courant perpendiculaire entre les câbles, $j_x \simeq \eta V/d$, où $\eta = e^2 n_e / m_e (\nu_e - i\omega)$ est la conductivité de plasma. Ce courant existe seulement si les filaments ne sont pas complètement séparés et s'il existe du plasma entre eux, c'est à dire si $d \sim a$.

À partir de ces estimations on peut aisément décrire les caractéristiques générales de l'émission électromagnétique du double filament. Tout d'abord, elle est confinée dans un cône d'angle $\theta \simeq \sqrt{\lambda/L}$ avec un maximum le long de la direction de propagation du laser. Contrairement à l'émission du courant longitudinal d'un filament unique qui est proportionnelle à $\ln(L/\lambda)$, l'intensité de l'émission d'un double filament est proportionnelle à la longueur L . Pour les paramètres de l'expérience ($L = 20$ cm et $\lambda = 3$ mm) cela donne une amplification de l'intensité d'un facteur 10. Par ailleurs, la polarisation des THz est linéaire, et sa direction est définie dans le plan formé par les deux filaments de plasma. Le spectre présente un maximum à la fréquence plasma (0,1-0,5 THz) et s'étend vers les grandes longueurs d'ondes en décroissant en $1/\lambda^2$. Le délai maximum entre les deux impulsions laser pour lequel une amplification est observée correspond à la durée de vie du premier canal de plasma. Le temps de relaxation du plasma est en effet de 3-4 ns (voir Chapitre 3). Enfin, l'énergie totale émise dépend de la longueur du filament et de ses dimensions. L'énergie maximale pouvant être radiée est limitée par l'énergie totale de l'onde plasma : $W_{max} \simeq \epsilon_0 E_p^2 a^2 l$. Elle croît avec le carré de l'intensité laser dans le filament et de sa durée.

10.3 Conclusion

Nous avons observé un nouveau type d'émission THz basé sur la bifilamentation de deux impulsions femtosecondes dans l'air. À 0,1 THz cette radiation est 10 fois plus intense que la radiation due à la force pondéromotrice dans un filament. L'origine physique et les principales caractéristiques de ce procédé d'émission peuvent être expliquées par un modèle simple de ligne de transmission formée par les deux filaments de plasma voisins [Liu 07]. De même que l'émission conique THz d'un filament, cette source constitue un moyen simple et flexible pour illuminer des cibles à distance avec un rayonnement THz cohérent à large spectre.

Notons que cette expérience constitue la première démonstration du guidage d'onde THz ou sub-Térahertz par des filaments femtoseconde dans l'air puisque les deux filaments forment une ligne de transmission optimisée pour les fréquences autour de 100 GHz. Un certain nombre d'études théoriques et expérimentales ont été publiées depuis, principalement pour le guidage des micro-ondes (10-30 GHz). Certains proposent d'utiliser une matrice ou un anneau de filaments [Musin 07, Chateaufneuf 08], d'autres ont réalisé une double ligne de transmission hybride formée d'un filament et d'un conducteur métallique [Stepanov 08]. L'utilisation de filaments laser comme guide d'onde THz ou micro-onde apparaît donc comme une thématique en pleine effervescence et une application prometteuse de la filamentation.

THz générés par un laser à deux couleurs dans un plasma

LA technique consistant à générer des THz en focalisant dans l'air une impulsion femtoseconde (pulsation ω) avec son premier harmonique (2ω) a été découverte par Cook et Hochstrasser [Cook 00]. De même que les méthodes mettant en jeu des filaments elle utilise un milieu non-linéaire largement disponible (l'air à pression atmosphérique) comme source de THz. Contrairement aux émetteurs THz conventionnels basés sur la photo-excitation de semiconducteurs ou sur la rectification optique dans des cristaux, l'énergie laser injectée n'est pas limitée par le seuil de dommage de l'échantillon. Une impulsion THz avec un spectre large s'étendant sur plus d'une décade et un champ électrique de 400 kV/cm a ainsi été observée en utilisant cette méthode [Bartel 05].

Pour produire efficacement des THz deux conditions sont *sine qua non*. D'abord, la présence d'un plasma, qui peut être produit lorsque l'intensité du pulse femtoseconde est assez élevée pour ioniser les molécules d'air. Ensuite, la phase entre l'impulsion à ω et celle à 2ω doit être précisément ajustée.

Nous avons étudié les caractéristiques de ce procédé de génération de THz et tenté de déterminer quel processus était à l'origine de cette émission. Dans un premier temps nous considérerons le modèle phénoménologique dit du mélange à quatre ondes et montrerons qu'il peut expliquer les propriétés de polarisation et la dépendance en énergie de la génération des THz à faible énergie. Nous analyserons ensuite le modèle microscopique du photocourant proposé récemment par Kim *et al.* qui semble capable d'expliquer le mécanisme sur un plus grand domaine de validité [Kim 07].

11.1 Mélange à quatre ondes dans l'air ionisé

Pour expliquer l'origine de ce mécanisme, deux interprétations ont été avancées. La première, de nature phénoménologique, repose sur un processus de mélange à quatre ondes (en anglais Four Waves Mixing) et fait intervenir le tenseur des susceptibilités non linéaires d'ordre 3, $\chi^{(3)}$ du milieu, en l'occurrence l'air ionisé. Dans ce schéma le mélange des ondes incidentes produit une troisième onde convertie à la fréquence TéraHertz (voir Figure 11.1. Le terme rectifié de la

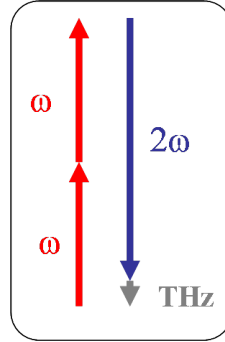


FIG. 11.1 - Schéma expliquant le principe du mélange à quatre ondes pour la génération de THz dans l'air.

polarisation de troisième ordre est alors proportionnel à

$$\chi^{(3)} \mathbf{E}^{2\omega}(t) \mathbf{E}^{\omega}(t) \mathbf{E}^{\omega}(t) \cos \Phi, \quad (11.1)$$

où Φ est la différence de phase entre l'onde à ω et l'onde à 2ω [Cook 00]. Ainsi, pour générer un maximum de THz Φ doit être égal à 0 ou π .

La seconde interprétation est basée sur la production d'un courant net d'électrons au cours du processus d'ionisation. En régime d'ionisation par effet tunnel, un courant anisotrope serait généré dans le plasma lorsque la phase Φ vaut $\pi/2$ [Kim 07]. Les deux modèles ne sont pas nécessairement en contradiction puisque le premier est une description macroscopique tandis que le second est microscopique, mais récemment, Thomson *et al.* ont émis des doutes quand à la validité du modèle du $\chi^{(3)}$ [Thomson 07]. Ils observent d'importantes déviations des caractéristiques du signal THz par rapport au modèle, et les interprètent comme les contributions de termes d'ordres supérieurs ($\chi^{(4)}$, $\chi^{(5)}$, etc.).

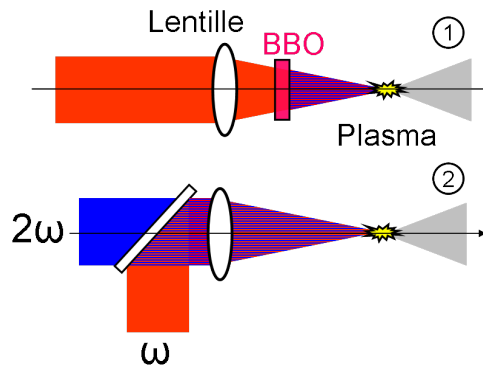


FIG. 11.2 - Schéma des deux montages utilisés pour produire des THz par mélange d'une impulsion à ω avec une impulsion à 2ω .

Étude de la polarisation

Le montage le plus couramment utilisé pour générer des THz avec une impulsion à la fréquence fondamentale et son harmonique consiste à focaliser le laser IR (à la longueur d'onde 800 nm) à l'aide d'une lentille convexe de focale $f \sim 10\text{-}20$ cm et à insérer un cristal doubleur entre la lentille et son foyer géométrique (voir Figure 11.2). Ce cristal doit avoir une bonne efficacité de conversion, induire le minimum de délai entre l'onde à ω et celle à 2ω et surtout être taillé pour être en accord de phase à 2ω . Pour ces raisons on utilise un cristal de β -barium borate (BBO) de type I d'une centaine de microns d'épaisseur, taillé avec un angle de $29,2^\circ$ entre l'axe du cristal et sa surface d'entrée. La phase au foyer de la lentille entre l'onde fondamentale et l'onde à 2ω peut être ajustée en variant la distance du cristal au foyer, tandis que l'intensité de l'onde à 2ω et sa direction de polarisation peuvent être changées en faisant tourner le cristal autour de l'axe Z.

Pour confirmer ou infirmer la validité du modèle du mélange à 4 ondes nous avons entrepris d'étudier soigneusement les propriétés de polarisation du rayonnement THz ainsi produit. Nous avons reproduit l'expérience de Kress *et al.* [Kress 04] qui consiste à mesurer la dépendance de chaque composante de l'intensité du signal THz à l'angle du cristal de BBO. Comme le montre le schéma de la Figure 11.3 l'angle de rotation du cristal de BBO α est défini comme l'angle entre l'axe d'indice de réfraction extraordinaire ξ (aussi appelé ligne neutre) du cristal et la direction de polarisation de l'onde incidente, que l'on définit ici comme l'axe X du repère du laboratoire (le laser utilisé était polarisé horizontalement).

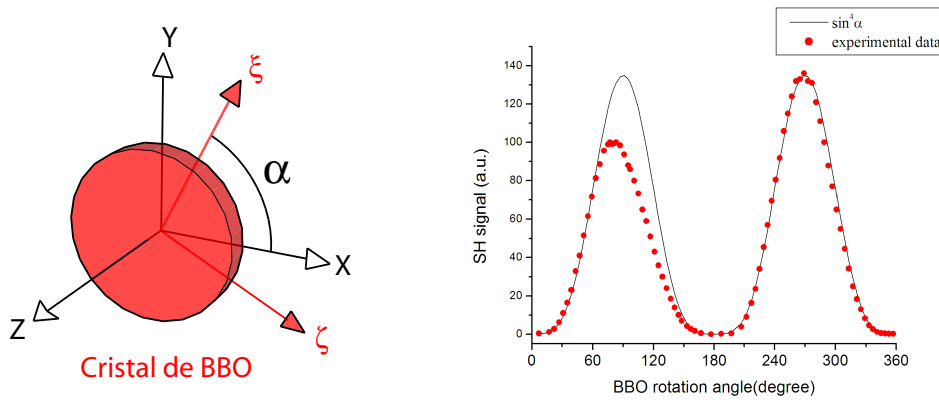


FIG. 11.3 - À gauche : Schéma du cristal de BBO indiquant le repère fixe du laboratoire (XYZ) et le repère associé au cristal ($\xi\xi Z$). À droite : Mesure de l'efficacité de conversion du cristal de BBO en fonction de l'angle α (points rouges) comparée à une loi en $\sin^4 \alpha$ (ligne pointillée).

La polarisation d'une onde produite dans un processus de mélange à quatre ondes peut s'exprimer suivant la formule générale

$$P_i^{(3)}(t) = \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j^1(t) E_k^2(t) E_l^3(t) \quad (11.2)$$

où toutes les quantités sont réelles et les indices i, j, k, l désignent les coordonnées dans un repère orthonormé. On a ainsi 81 termes $\chi_{ijkl}^{(3)}$ qui peuvent intervenir. Notre problème présente

une symétrie de révolution autour de l'axe Z et l'on peut considérer le milieu (l'air ionisé) comme isotrope ce qui permet de réduire ce tenseur $\chi^{(3)}$ (THz, $2\omega, \omega, \omega$) au système de relations suivant :

$$\begin{cases} \chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yxxy}^{(3)}, \\ \chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)}, \\ \chi_{xxxy}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)}, \\ \chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{yyxx}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)}, \\ \chi_{xyyy}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)} = 0. \end{cases} \quad (11.3)$$

Tous les autres termes du tenseur sont nuls ou font intervenir la coordonnée z qui ne nous intéresse pas puisque tous les champs incidents ou mesurés sont polarisés suivant X ou Y.

Jusqu'à présent, seules des mesures partielles des différents éléments du tenseur ont été faites, montrant des résultats différents. Dans la référence [Kress 04] les auteurs affirment que le seul terme non nul est $\chi_{xxxx}^{(3)}$, pour lequel tous les vecteurs de polarisation à ω , 2ω et ω_{THz} sont alignés suivant Y. De leur côté, Bartel *et al.* observent que le terme prédominant est $\chi_{yyxx}^{(3)}$ [Bartel 05]. Enfin, Xie *et al.* ont mesuré l'importance relative de chacun des termes, à l'exception de $\chi_{xyxy}^{(3)}$, qu'ils n'ont pas pris en considération. Pour ce faire, ils ont employé un montage plus complexe que les deux précédents, consistant à séparer le fondamental de son harmonique dans un interféromètre pour pouvoir contrôler séparément leur polarisation et leur énergie (voir montage 2 dans la Figure 11.2). Il confirment ainsi l'importance du terme $xxxx$ [Xie 06].

Résultats expérimentaux

Cependant, les systèmes de détections utilisés dans les études antérieures (l'échantillonnage électro-optique) ne permettaient pas de mesurer la composante THz polarisée orthogonalement à la direction du champ à ω . Nous avons répété les mesures de l'intensité du signal THz en fonction de la direction de polarisation des impulsions à ω et 2ω en utilisant les deux montages présentés en Figure 11.2. Le détecteur THz utilisé était le détecteur hétérodyne à 0,1 THz, qui présente l'avantage de pouvoir mesurer aisément les deux composantes du champ THz générées (x et y). Dans cette expérience le laser utilisé était l'Alpha 100 de Thales Laser. L'impulsion initiale de longueur d'onde centrale $\lambda = 800$ nm avait une durée de 50 fs et son énergie était limitée à 300 μJ . Une lentille achromatique de focale $f = 25$ cm servait à focaliser le faisceau laser dont le diamètre était de 7 mm.

Dans un premier temps nous avons reproduit avec le montage 1 l'expérience de Kress *et al.*, consistant à mesurer l'intensité THz produite en fonction de l'angle α du cristal de BBO. Les résultats sont présentés dans la figure 11.4 avec en haut l'intensité des THz polarisés suivant X (orthogonalement à la polarisation du laser incident) et en bas suivant Y. On note d'abord que la courbe présente quatre maxima d'amplitudes comparables et que pour $\alpha = 0$ et 270° le signal THz passe par un zéro alors que ce sont les angles pour lesquels l'efficacité du cristal doubleur est la plus grande (voir Figure 11.3). Cette absence d'émission THz est due au fait que les champs à ω et 2ω sont polarisés orthogonalement et ne peuvent donc pas se mélanger. À partir du modèle du mélange à 4 ondes on peut calculer ces deux fonctions et les comparer aux mesures. Ces deux courbes présentant des maxima bien définis, elles permettront de confirmer ou d'infirmer les différents modèles.

Biréfringence du cristal de BBO

En premier lieu il est nécessaire de considérer la propagation de l'impulsion IR dans le cristal de BBO. En effet, le laser est polarisé linéairement en entrée, mais la biréfringence du cristal doubleur à 800 nm peut être significative, et modifier sa polarisation.

Pour un cristal de BBO de type I, l'angle pour l'accord de phase vaut $\theta = 29,2^\circ$. L'indice de réfraction pour un rayon extraordinaire vaut donc

$$n'_e = n_0 \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + (n_0/n_e)^2 \tan^2 \theta}} = 0,982 n_0 = 1,63,$$

où $n_0 = 1,66$ est l'indice de réfraction ordinaire du cristal.

Calcul des champs à ω et 2ω

Les composantes du champ à ω en sortie de cristal ont donc la forme :

$$\begin{cases} E_x^\omega = E_0 [\cos^2 \alpha \cos(\omega t - \varphi'_e) + \sin^2 \alpha \cos(\omega t - \varphi_0)], \\ E_y^\omega = E_0 \sin \alpha \cos \alpha [\cos(\omega t - \varphi'_e) - \cos(\omega t - \varphi_0)], \end{cases} \quad (11.4)$$

où $\varphi_0 = n_0 \omega z / c$ et $\varphi'_e = n'_e \omega z / c$ sont respectivement les retards de phase induits dans le plan ordinaire $Z\zeta$ et extraordinaire $Z\xi$ du cristal.

Le champ à 2ω est quant à lui généré suivant l'axe d'indice extraordinaire du cristal ζ avec un coefficient de conversion $d_{\text{eff}} E_0^2 \sin^2 \alpha$ par rapport au champ à ω selon ce même axe. Son expression dans le repère XYZ est donc

$$\begin{cases} E_x^{2\omega} = \cos \alpha d_{\text{eff}} E_0^2 \sin^2 \alpha \cos(2\omega t - 2\varphi_0), \\ E_y^{2\omega} = \sin \alpha d_{\text{eff}} E_0^2 \sin^2 \alpha \cos(2\omega t - 2\varphi_0), \end{cases} \quad (11.5)$$

où d_{eff} est le coefficient de conversion effective du cristal de ω en 2ω .

Champ THz produit

D'après Kress et Xie le tenseur $\chi^{(3)}$ peut se réduire en première approximation à son élément $xxxx$, ce qui donne pour l'expression du champ électrique THz

$$\begin{cases} E_x^{\text{THz}} \propto \chi_{xxxx}^{(3)} E_x^{2\omega} E_x^\omega E_x^\omega, \\ E_y^{\text{THz}} \propto \chi_{yyyy}^{(3)} E_y^{2\omega} E_y^\omega E_y^\omega. \end{cases} \quad (11.6)$$

Et comme le laser à ω est polarisé suivant X, on s'attend donc à ne produire des THz que selon ce même axe X. Or, ce n'est pas ce que l'on observe expérimentalement (voir Figure 11.4), puisqu'un signal est aussi mesuré suivant l'axe de polarisation Y. Si maintenant on prend en compte l'ellipticité de la polarisation du laser IR induite par le cristal de BBO calculée dans la formule (11.4) on trouve une petite composante suivant Y mais celle-ci est inférieure à la valeur mesurée de 6 ordres de grandeur.

En tenant compte de tous les coefficients non nuls du tenseur $\chi^{(3)}$ mentionnés dans l'équation (11.3) on trouve la formule plus générale :

$$\begin{cases} E_x^{\text{THz}} \propto \chi_{xxxx}^{(3)} E_x^{2\omega} E_x^\omega E_x^\omega + [\chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}] E_y^{2\omega} E_x^\omega E_y^\omega + \chi_{xxyy}^{(3)} E_x^{2\omega} E_y^\omega E_y^\omega, \\ E_y^{\text{THz}} \propto \chi_{yyyy}^{(3)} E_y^{2\omega} E_y^\omega E_y^\omega + [\chi_{yxyx}^{(3)} + \chi_{yxxy}^{(3)}] E_x^{2\omega} E_y^\omega E_x^\omega + \chi_{yyxx}^{(3)} E_y^{2\omega} E_x^\omega E_x^\omega. \end{cases} \quad (11.7)$$

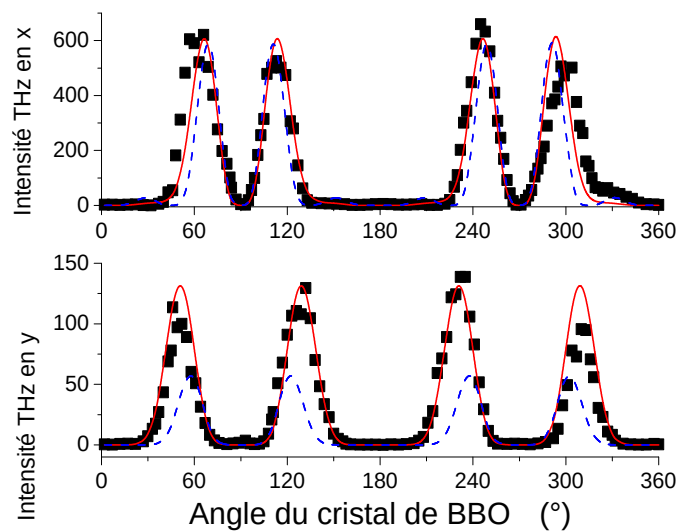


FIG. 11.4 - Intensité du rayonnement THz en fonction de l'angle α du cristal de BBO. Polarisation suivant l'axe x (en haut) et suivant y (en bas). Les points correspondent aux mesures tandis que les courbes continues sont calculées en utilisant la formule (11.6) pour la courbe bleue en pointillés et la formule (11.7) pour la courbe rouge en trait plein. Noter que dans la figure du bas, la courbe en pointillés bleus a été magnifiée par un facteur 10^6 .

Les paramètres libres de ce système sont les valeurs des coefficients $\chi^{(3)}$ qui doivent cependant vérifier les relations (11.3). Comme le montre la courbe rouge dans la figure 11.4, si l'on prend $\chi_{xxxx}^{(3)} = [\chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}]$ on peut fitter avec un très bon accord l'ensemble des mesures expérimentales.

Pour confirmer l'importance du terme $[\chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}]$ déduite de cette analyse nous avons utilisé le montage (2) présenté en Figure 11.2, dans lequel les polarisations et les intensités des champs à ω et 2ω peuvent être variées indépendamment. L'interféromètre $\omega + 2\omega$ permet ainsi de définir l'état de polarisation de chaque champ pour ne faire intervenir qu'une ou deux composantes du tenseur $\chi^{(3)}$ et de mesurer ainsi l'importance relative de chacune des composantes. Pour obtenir un champ à ω polarisé suivant X et Y en même temps nous avons utilisé un champ polarisé linéairement à 45° par rapport à X. Pour chaque mesure le signal THz était optimisé en ajustant le délai temporel entre ω et 2ω . On mesure ainsi pour six configurations différentes la variation de l'intensité des THz générés en fonction de l'énergie incidente du pulse infrarouge W_L . Les résultats pour les principaux coefficients sont présentés en Figure 11.5. En traçant l'amplitude du champ TéraHertz en fonction de W_L le modèle du mélange à quatre ondes prédit une variation linéaire dont la pente est proportionnelle à $\chi^{(3)}$. C'est bien ce que l'on observe pour les cas XYXY+YYYX, YYYX et YYXY. Après un seuil autour de $25 \mu\text{J}$ correspondant, d'après [Kress 04], au seuil d'ionisation de l'air, l'amplitude du champ électrique THz croît linéairement avec le carré du champ électrique à ω .

Cette mesure permet de déterminer l'importance respective des différents termes du tenseur présentés dans la table 11.1. Ces résultats sont comparés aux mesures faites par Xie *et al.*

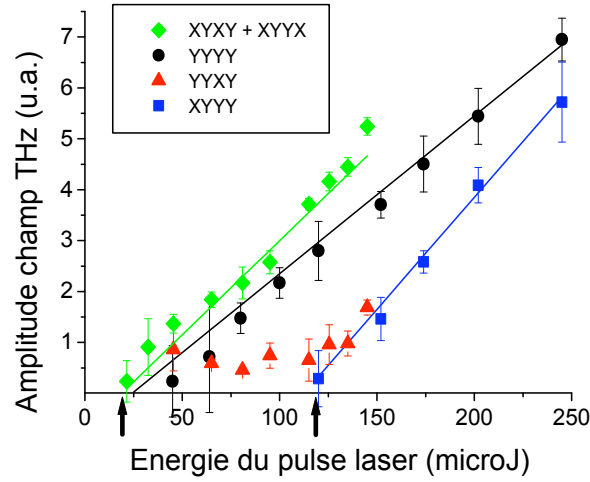


FIG. 11.5 - Amplitude du champ THz (racine carré de l'intensité THz mesurée avec le détecteur hétérodyne) produit par mélange à quatre ondes en fonction de l'énergie de l'impulsion infrarouge pour différentes polarisations incidentes. L'impulsion à 400 nm a une énergie constante de $\sim 10 \mu\text{J}$ et une polarisation verticale (suivant l'axe Y).

dans la référence [Xie 06] effectuées avec un montage similaire. Cette mesure confirme bien que le terme $[\chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}]$ est du même ordre de grandeur que $\chi_{xxxx}^{(3)}$, tandis que les autres coefficients ont une contribution négligeable. On retrouve qualitativement les mêmes valeurs que Xie *et al.* et la petite différence observée peut être attribuée au fait qu'ils mesurent le champ THz total alors que nous ne détectons que la composante autour de 0,1 THz.

TAB. 11.1 - Comparaison entre les différents coefficients $\chi^{(3)}$ pour des énergies laser inférieures à 100 μJ . Tous les coefficients sont normalisés à $\chi_{xxxx}^{(3)}$.

THz, 2ω , ω , ω	Champ THz normalisé [Xie 06]	Champ THz normalisé (nos mesures)
xxxx	1	1
yyxx	0,05	0,1
xyxx	0,04	0,2
xyyy	0,1	0,3
yyxy	-	0,15
xyxy + xyyx	-	0,98

Filamentation à deux couleurs

Si l'on revient aux mesures de la figure 11.5 on remarque qu'à partir de $120 \mu\text{J}$ la contribution du coefficient χ_{yyy} devient significative et que le champ électrique THz produit augmente linéairement avec l'énergie du laser à ω , jusqu'à devenir aussi importante que les deux principales contributions ($yyyy$ et $xyxy + xyxy$). Ce comportement est assez inattendu puisque dans un milieu isotrope le coefficient $\chi_{yyy}^{(3)}$ devrait être nul. Cette déviation du modèle du mélange à quatre ondes dans un milieu isotrope avait déjà été remarquée par Xie *et al.*, chez qui elle apparaissait cependant moins prononcée [Xie 06]. Cette contribution correspond à la génération d'un rayonnement THz dont la polarisation est perpendiculaire à tous les champs laser incidents, or le seul mécanisme générant un tel rayonnement est l'émission de transition Cerenkov ou émission conique THz d'un filament femtoseconde. Dans les mesures, l'émission THz émise par le plasma produite en présence de l'impulsion IR seule a été soustraite pour s'assurer que le rayonnement THz mesuré était bien produit par l'interaction entre les champs lasers à ω et 2ω . De plus, cette émission est beaucoup plus faible que celle produite par mélange à 4 ondes, puisque dans cette configuration son intensité est quatre fois plus petite et qu'on ne commence à détecter un signal THz qu'à partir de $200 \mu\text{J}$.

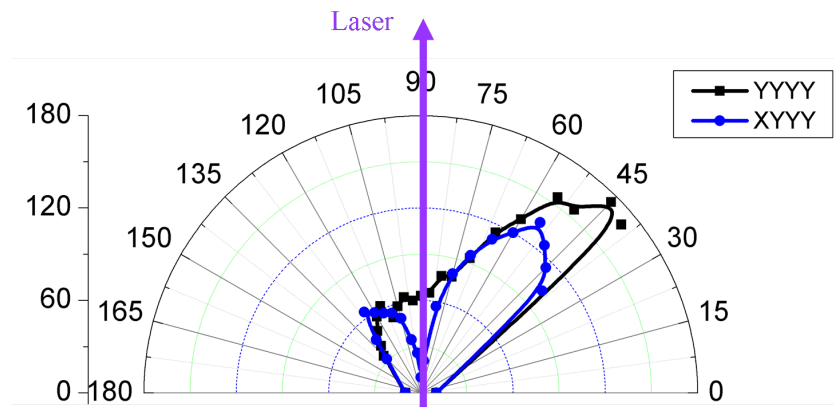


FIG. 11.6 - Diagramme angulaire (mesuré dans le plan horizontal) de l'intensité du rayonnement THz émis par le plasma généré par un laser à deux couleurs polarisé verticalement (suivant Y). Le faisceau de $400 \mu\text{J}$ d'énergie (dont $15 \mu\text{J}$ à 400 nm) est focalisé dans l'air par une lentille achromatique de focale $f = 25 \text{ cm}$.

L'explication la plus probable serait donc que cette composante sera produite par le courant d'électrons généré par la force pondéromotrice des deux lasers dans le court canal de plasma qu'ils ont produit. Un moyen pour confirmer cette hypothèse consiste à mesurer le diagramme angulaire d'émission THz du plasma. Cette mesure consiste à faire tourner le détecteur hétérodyne autour du centre du plasma, et le résultat est présenté en figure 11.6. La courbe rouge montre l'intensité du signal Thz en fonction de l'angle θ ($\theta = 90^\circ$ correspond ici à l'axe de propagation du laser) lorsque toutes les polarisations sont parallèle. Bien que le signal soit assez dissymétrique l'intensité sur l'axe n'est pas nulle. En revanche, le rayonnement THz polarisé suivant X, c'est-à-dire perpendiculairement aux autres champs, présente un zéro très net sur l'axe du faisceau caractéristique d'une émission conique d'un filament. La dissymétrie des lobes qui est assez importante et que l'on retrouve aussi sur le champ THz polarisé suivant Y,

est certainement due à un tilt ou un astigmatisme du front d'onde de l'impulsion. Cet effet est souvent observé avec les filaments à une seule couleur lorsque le faisceau n'est pas parfaitement aligné sur les optiques de focalisation ou que son profil n'est pas uniforme. Il est donc encore plus ardu de s'en affranchir ici, où les deux faisceaux doivent être parfaitement alignés et leurs profils uniformes pour que la force pondéromotrice soit bien dirigée suivant l'axe de propagation.

11.2 Modèle du photo-courant

Un autre modèle que le mélange à quatre ondes permet d'expliquer le rayonnement THz produit par un laser à deux couleurs en considérant le déplacement microscopique des électrons libres lorsqu'ils sont accélérés par le champ laser juste après leur libération [Kim 07]. Contrairement au rayonnement de transition Cerenkov il s'agit d'un courant induit dans le plasma par l'asymétrie transverse du champ laser. Il dépend donc de l'asymétrie du champ total créée par la superposition du champ à ω et du champ à 2ω . Ce courant $j_\perp$ est donc dirigé suivant la direction de polarisation du laser (dans le cas simple où tous les champs sont polarisés linéairement dans le même plan). Le mécanisme est assez similaire à celui proposé par Kress et al. pour expliquer la génération de THz par une impulsion laser monocycle [Kress 06]. La superposition des champs à ω et 2ω produit ici un champ plus ou moins dissymétrique suivant la phase Φ entre les deux.

Le déplacement net d'un électron initialement au repos accéléré dans le champ laser bicolore est négligeable puisque la moyenne temporelle du champ est nulle, quelle que soit la phase entre le ω et le 2ω . En revanche, l'accélération initiale reçue par l'électron qui dépend de la dérivée du champ peut être significative et créer une polarisation de charge d'espace.

On considère une intensité laser au foyer de la lentille de focalisation de l'ordre de 3.10^{14} W.cm⁻². À ce niveau d'intensité le processus de photo-ionisation dominant est l'effet tunnel. Chaque électron libéré a une vitesse initiale nulle. Le champ laser total peut être décrit par :

$$E_{tot}(t) = E_0^\omega \cos(\omega t - \varphi) e^{-t^2/\Delta t^2} + E_0^{2\omega} \cos(2\omega t - 2\varphi - \Phi) e^{-t^2/\Delta t^2}, \quad (11.8)$$

où Δt correspond à la largeur temporelle de l'impulsion, φ est sa phase initiale et t est le temps dans le référentiel de l'impulsion. Pour calculer le taux d'ionisation par effet tunnel on utilise l'expression donnée par la théorie d'Ammosov-Delone-Krainov (ADK) incluant la théorie de Keldish avec une correction de l'effet coulombien [Ammosov 86]. Le taux d'ionisation par effet tunnel est donné par

$$W(t) = W_p |C_{n*}|^2 \left(\frac{4W_p}{W_t} \right)^{2n*-1} \exp \left(-\frac{4W_p}{3W_t} \right), \quad (11.9)$$

avec

$$\begin{aligned} W_p &= \frac{I_p}{\hbar}, \\ W_t &= \frac{eE_L(t)}{(2m_e I_p)^{1/2}}, \\ n* &= Z \left(\frac{I_{ph}}{I_p} \right)^{1/2}, \\ |C_{n*}|^2 &= 2^{2n*} [n* \Gamma(n* + 1) \Gamma(n*)]^{-1}, \end{aligned}$$

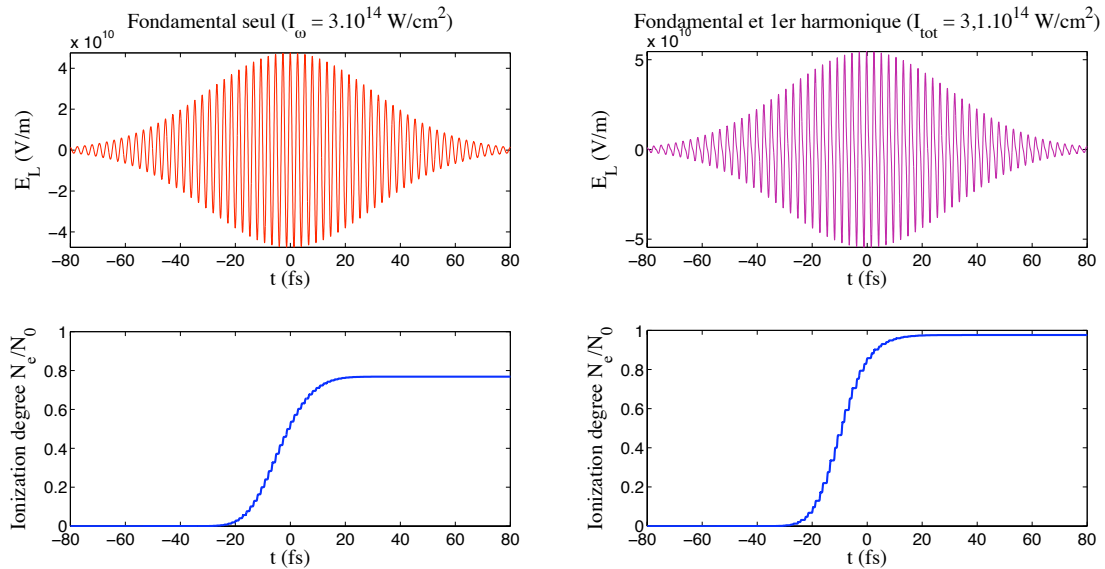


FIG. 11.7 - À gauche : Champ laser de l'impulsion laser à la fréquence fondamentale pour une impulsion d'intensité 3.10^{14} W/cm^2 et de durée 50 fs (courbe rouge) et degré d'ionisation de l'air (courbe bleue). À droite : Mêmes courbes lorsque l'on ajoute le champ à 2ω avec une phase $\Phi = \pi/2$.

où I_p est le potentiel d'ionisation du gaz, I_{ph} est le potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène et $E_L(t)$ est le champ électrique du laser (pour le détail du calcul numérique voir la référence [Gibson 04]).

Ce taux permet de calculer l'évolution du degré d'ionisation $\eta(t)$ (densité électronique normalisée par la densité de neutres ρ_e/ρ_0) en fonction du temps :

$$\eta(t) = 1 - \exp \left[\int_{-\infty}^t W(t') dt' \right]. \quad (11.10)$$

L'évolution temporelle du champ laser et du degré d'ionisation pour l'impulsion infrarouge seule sont présentées en Figure 11.7 (à gauche). On observe que l'ionisation se produit essentiellement dans les 40 fs autour du maximum d'intensité de l'impulsion et que 80 % des molécules neutres sont ionisées par cette impulsion.

Lorsqu'on ajoute le champ à 2ω avec une intensité 10 fois plus faible (ce qui correspond à l'efficacité de conversion du cristal de BBO) cette ionisation est encore plus rapide et le champ total ionise quasiment toutes les molécules (voir Figure 11.7 à droite). Comme le montre la progression en escalier de la courbe bleue, l'ionisation se produit par accours à chaque maximum du champ laser.

Le mouvement d'un électron dans le champ laser est donné par l'équation :

$$\ddot{x}(t) = -\frac{e}{m} E_{tot}(t), \quad (11.11)$$

Si l'on zoom sur quelques périodes de champ laser (Fig. 11.8) en traitant le déplacement des électrons de façon classique (on néglige les effets du champ magnétique) la vitesse d'un électron

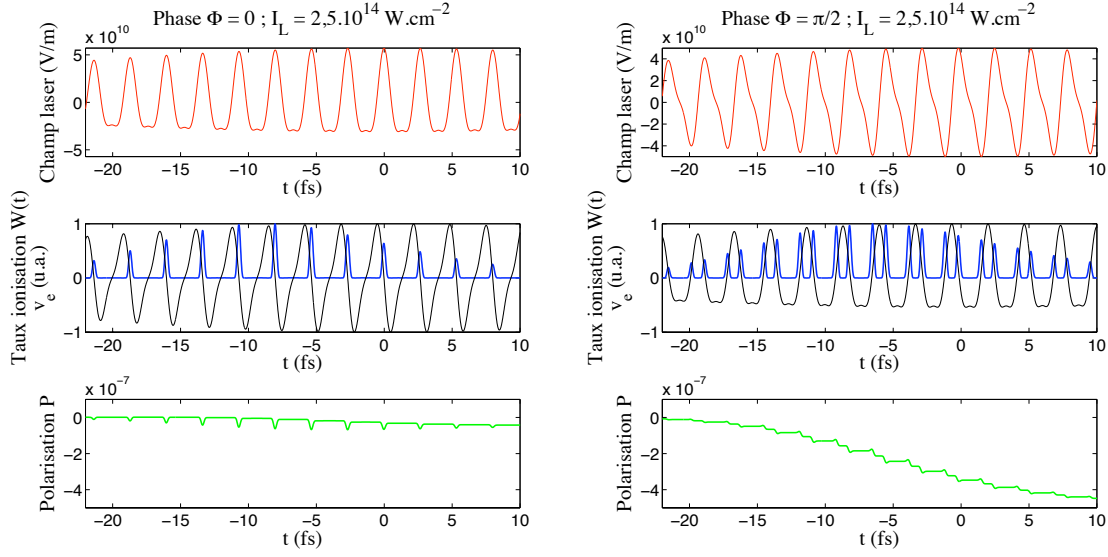


FIG. 11.8 - *Champ laser total (courbe rouge) pour une impulsion initiale d'intensité $2,5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ pour une phase entre le ω et le 2ω $\Phi = 0$ (à gauche) et $\Phi = \pi/2$ (à droite). La courbe bleue représente le taux d'ionisation $W(t)$ correspondant et la courbe noire l'accélération initiale induite par le champ sur un électron. Enfin la courbe verte montre la polarisation totale induite calculée à partir de la formule (11.14).*

libéré au temps t_0 est :

$$\dot{x}(t, t_0) = -\frac{e}{m} \int_{t_0}^t E_{tot}(t') dt' \quad (11.12)$$

Notons qu'à cette échelle de temps ($t \leq 50 \text{ fs}$) on peut négliger les collisions électron-neutre dont le temps caractéristique est ici de l'ordre de $1/\nu_e \sim 200 \text{ fs}$. Le déplacement net d'un électron dans le champ est donc donné par

$$\bar{x}(t_0) = \int_{t_0}^{\infty} \dot{x}(t, t_0) dt, \quad (11.13)$$

la polarisation totale correspondante peut alors s'écrire [Thomson 07] :

$$P = e \int_{-\infty}^{+\infty} W(t_0) \bar{x}(t_0) dt_0, \quad (11.14)$$

où $W(t_0)$ est le taux d'ionisation par effet tunnel. Le calcul de cette polarisation est assez complexe puisqu'il met en jeu des intégrales non solvables analytiquement. Mais l'on peut remarquer que la vitesse de l'électron donnée par l'équation (11.12) aura un terme constant donné par l'accélération initiale à t_0 et un terme oscillant en $\sin(\alpha t)$. Après intégration sur t le terme oscillant va être négligeable devant le terme constant dans l'expression du déplacement net. La principale source de polarisation est donc l'accélération initiale donnée aux électrons au moment de leur détachement, or celle-ci se produisant autour du maximum du champ laser,

on peut négliger en première approximation l'enveloppe du champ pour finalement arriver à l'expression :

$$P \simeq \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} W(t_0) [E_0^\omega \sin(\omega t_0 + \varphi) + E_0^{2\omega} \sin(2\omega t - 2\varphi - \Phi)] dt_0. \quad (11.15)$$

L'évolution temporelle de la polarisation P induite dans les cas où les champs à ω et 2ω sont polarisés dans le même plan avec une différence de phase Φ de 0 et $\pi/2$ est présentée en figure 11.8 (courbe verte). On remarque que le second cas est beaucoup moins efficace pour générer une polarisation nette.

Si l'on trace maintenant la variation du photo-courant en fonction de la phase Φ entre le champ à ω et le champ à 2ω pour une intensité laser modérée (voir courbe rouge dans la figure 11.9) on observe une variation en $\sin(\Phi)$. Cette dépendance a été observée expérimentalement [Kress 04, Kim 07]. Elle se vérifie aisément puisqu'il suffit de déplacer la distance entre le cristal doubleur et le foyer de la lentille pour faire varier Φ .

À plus haute intensité (courbes verte, jaune et bleue) on observe une déformation de cette sinusoïde et un déplacement de la phase optimale vers $\Phi \sim \pi$ ce que l'on peut expliquer ici par une modification de l'ionisation. Notons qu'à ces niveaux d'intensité l'absorption multi-photonique et la défocalisation par le plasma que l'on néglige dans ce modèle simple, vont avoir pour effet de diminuer significativement l'intensité (on atteint des régime de propagation non-linéaire et de filamentation).

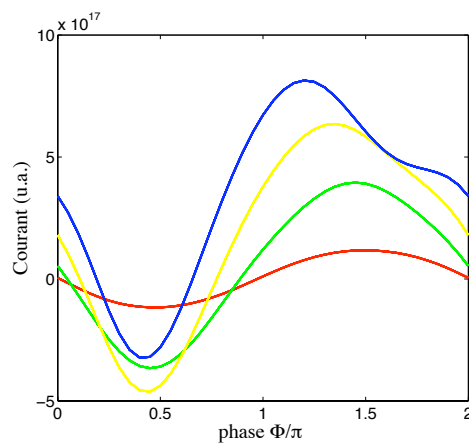


FIG. 11.9 - Amplitude du photo-courant en fonction de la phase temporelle Φ entre le champ à ω et 2ω pour une intensité laser de 2.10^{14} W/cm^2 (courbe rouge), 3.10^{14} W/cm^2 (courbe verte), 4.10^{14} W/cm^2 (courbe jaune) et 5.10^{14} W/cm^2 (courbe bleue).

Finalement, en reprenant les expressions des champs électriques à ω et 2ω en sortie du cristal doubleur données respectivement par les équations (11.4) et (11.5) on peut calculer l'amplitude de la polarisation induite selon l'axe X et selon Y en fonction de l'angle du cristal doubleur et comparer cette courbe (ou plus exactement l'intensité THz correspondante) avec les mesures de polarisation à 0,1 THz (voir figure 11.10).

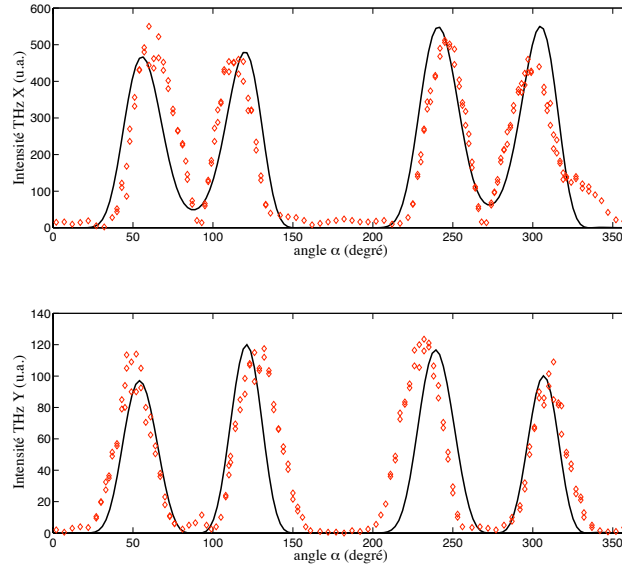


FIG. 11.10 - La courbe noire présente l'amplitude du photo-courant en fonction de l'angle du cristal de BBO α . Les points rouges sont des mesures faites avec le détecteur hétérodyne à 0,1 THz.

11.3 Caractérisation du rayonnement

Seuil de l'émission THz

Dans la figure 11.5 on note que l'émission THz croît linéairement avec l'intensité du pulse infrarouge après un seuil d'énergie situé autour de 25 μJ . Ce seuil a déjà été observé dans les précédentes études portant sur le sujet [Kress 04, Xie 06, Thomson 07] et les auteurs l'ont attribué au seuil d'ionisation de l'air, qui d'après [Augst 91] correspond à une intensité de $1,5 \cdot 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ au foyer de la lentille.

Pour analyser plus en détail ce seuil d'émission THz nous avons utilisé le montage servant à mesurer la conductivité du plasma. Les deux électrodes de cuivre percées étaient placées autour du foyer de la lentille ($f = 25 \text{ cm}$) avec une distance inter-électrodes de 1 cm et le cristal doubleur de BBO était inséré entre la lentille et le plasma (montage (1)). La tension appliquée était de 2 kV et le courant circulant était mesuré sur une résistance de charge de 12 k Ω . Derrière le plasma une parabole collectait le signal THz émis qui était ensuite mesuré par le détecteur hétérodyne à 0,1 THz. L'énergie laser totale ($\omega + 2\omega$) était mesurée à l'aide d'un puissancemètre donnant une précision de l'ordre du microjoule. La variation du signal de courant mesuré (signal proportionnel à la quantité d'électrons entre les électrodes) et du signal THz en fonction de l'énergie laser incidente est présentée en Figure 11.11 (carrés rouges). L'axe horizontal supérieur donne l'intensité laser correspondante calculée en utilisant la formule

$$I_L = \frac{W_L}{\tau_L \pi w_0^2},$$

où W_L est l'énergie par impulsion, $\tau_L = 50 \text{ fs}$ est la durée de l'impulsion et $w_0 = 10 \mu\text{m}$ est le rayon à mi hauteur du faisceau au foyer de la lentille (calculé pour un faisceau top-hat de 8 mm de diamètre focalisé par une lentille de focale $f = 25 \text{ cm}$). Ce calcul simple est valable

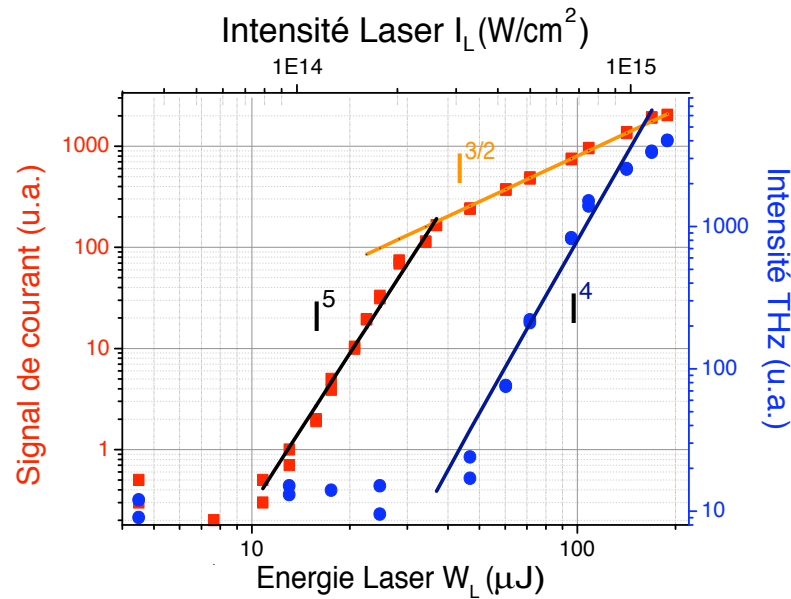


FIG. 11.11 - *Conductivité du plasma et intensité des THz produits par mélange à quatre ondes dans l'air en fonction de l'énergie de l'impulsion laser.*

dans un régime de propagation linéaire, ce qui est une bonne approximation à ce faible niveau d'énergie, du moins autour du seuil d'ionisation de l'air.

Les points rouges donnent donc l'évolution de la densité électronique au foyer de la lentille tandis que les points bleus montrent l'évolution du rayonnement THz émis (polarisé suivant Y, parallèlement au champ laser infrarouge incident). On commence à observer de l'ionisation pour une énergie laser de 10 μJ , puis le signal de courant croît rapidement (en I^5) jusqu'à ce que l'énergie laser atteigne 35 μJ . Après ce second seuil la croissance du signal électrique est plus lente (en $I^{3/2}$). C'est aussi au second seuil que l'on commence à détecter un signal THz. Le seuil d'apparition de l'émission THz ne correspond donc pas au seuil d'ionisation de l'air, mais à un second seuil, probablement le seuil à partir duquel l'effet tunnel devient le mécanisme d'ionisation prépondérant, ce qui expliquerait le taux de croissance plus faible du nombre d'électrons. Ce seuil correspond à une intensité de $2,5 \cdot 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ ce qui est légèrement plus élevé que les valeurs rapportées précédemment.

Mesure du champ électrique THz

Nous avons mesuré la forme temporelle du champ électrique THz produit par le laser femtoseconde à deux couleurs à l'aide des deux méthodes d'échantillonnage présentées en section 7.2. La figure 11.12 présente le champ mesuré avec la méthode de détection utilisant un plasma et la figure 11.13 un champ similaire mesuré avec la méthode électro-optique dans un cristal de ZnTe. Comme dans le chapitre précédent, on voit que la méthode de détection dans le plasma donne une plus grande largeur spectrale, avec un spectre que s'étend jusqu'à 12 THz, ce qui se traduit par une variation très rapide du signal dans l'impulsion principale, dont la largeur est inférieure à la picoseconde. En revanche le niveau du bruit est assez élevé, puisqu'il est quasiment aussi important avant l'impulsion ($t < 0$) qu'après l'impulsion principale.

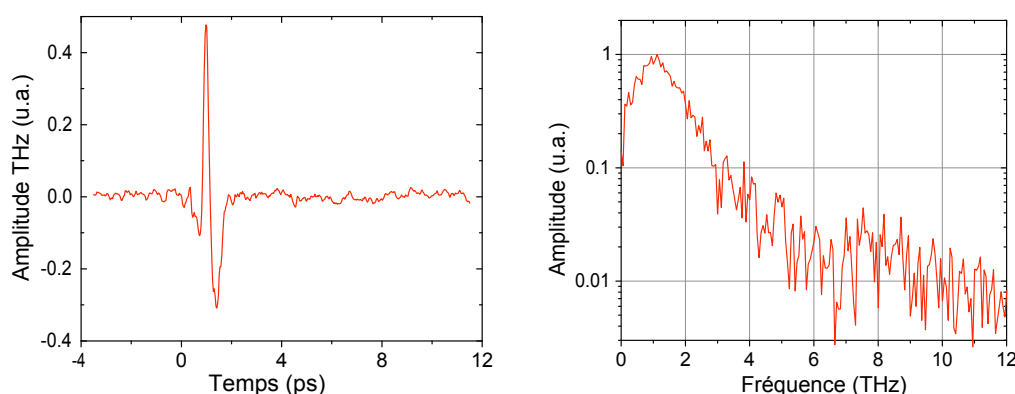


FIG. 11.12 - Variation temporelle du champ électrique de l'impulsion THz mesuré par mélange à quatre ondes dans l'air. À droite : spectre correspondant obtenu par transformée de Fourier.

Avec le cristal de ZnTe (voir Figure 11.13) le rapport signal/bruit est considérablement plus élevé, même les fréquences supérieures à 4 THz sont partiellement absorbées par le cristal, ce qui se traduit dans le domaine temporel par une impulsion principale mesurée plus longue qu'avec l'autre méthode de détection (~ 3 ps). Le spectre obtenu par transformée de Fourier est suffisamment bien résolu pour que l'on puisse identifier clairement les principales raies d'absorption de l'eau, dues à la présence de vapeur d'eau dans l'air du laboratoire. Ces raies sont indiquées par des flèches rouges dans la figure 11.13.

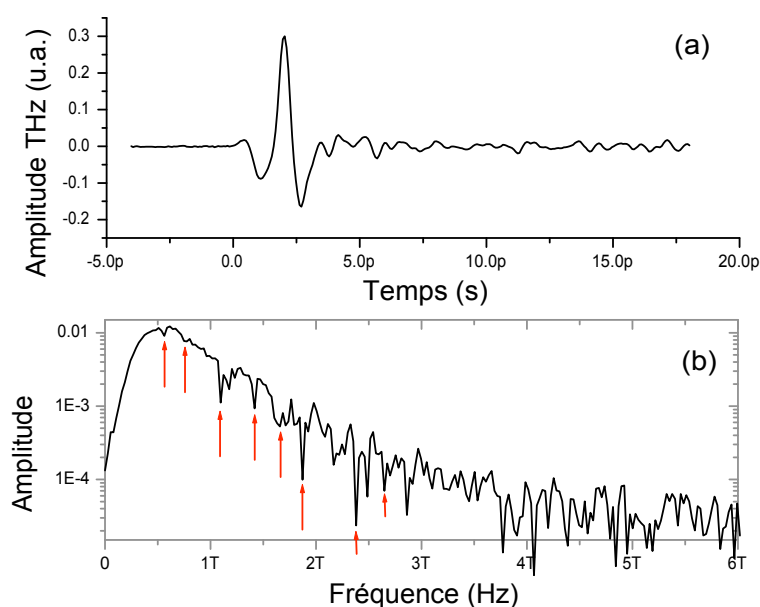


FIG. 11.13 - (a) Champ électrique de l'impulsion THz mesuré par échantillonnage électro-optique dans le ZnTe. (b) Spectre correspondant obtenu par transformée de Fourier. Les flèches rouges montrent la position des principales raies d'absorption de l'eau dans ce domaine de fréquence.

La figure 11.14 présente la forme de la même impulsion THz après avoir traversé une plaque de silicium de 2 mm (courbe rouge) ou 10 feuilles de papier vierges (courbe bleue). On note que l'impulsion est décalée temporellement par rapport à l'impulsion de référence et que sa forme est aussi différente. Du décalage temporel on peut déduire l'indice de réfraction du matériau et en comparant le spectre au spectre de référence on peut directement obtenir le spectre de transmission THz. Cette mesure montre donc que l'indice de réfraction de la plaque de silicium est supérieur à celui des feuilles de papier, mais que ces dernières absorbent plus le rayonnement THz.

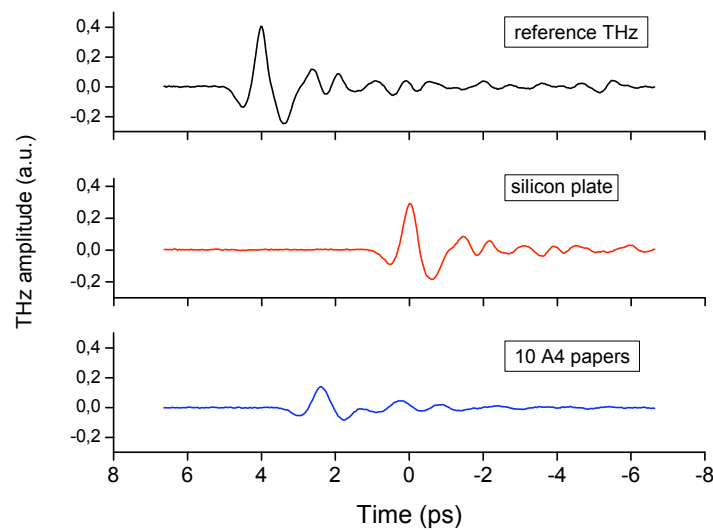


FIG. 11.14 - *Champ électrique THz de référence mesuré par échantillonnage électro-optique (en haut) et champ électrique de l'onde THz après avoir traversé une plaque de silicium (courbe rouge) et 10 feuilles de papier.*

11.4 Conclusion

Parmi tous les mécanismes de génération de THz dans l'air le processus consistant à générer des impulsions dans un plasma produit par un laser à deux couleurs présente la grande efficacité de conversion et le plus large spectre. Si de nombreux travaux ont déjà été publiés sur le sujet (12 articles depuis 2000) le mécanisme responsable de l'émission THz n'est pas encore totalement compris car contrairement aux méthodes de génération présentées dans les chapitres précédents aucun modèle simple ne permet encore de le prédire de façon satisfaisante. Nous avons montré que le modèle macroscopique dit du mélange à quatre ondes pouvait rester valide pour les faibles énergies même s'il n'explique pas l'efficacité de conversion. Nous avons aussi mis en évidence que la biréfringence du cristal doubleur BBO pouvait modifier significativement la polarisation du rayonnement THz. Enfin, nous avons confirmé que le modèle microscopique du photo-courant pouvait lui aussi prédire cette radiation, mais un traitement plus complet prenant en compte l'ensemble du plasma source et ses effets d'absorption et de dispersion sur le laser ainsi que l'effet Kerr serait nécessaire pour modéliser correctement la production de THz avec des énergies laser supérieures à 0,5 mJ.

Conclusion de la Partie THz

Nous avons étudié la génération d'impulsions TéraHertz à large spectre dans un filament de plasma produit dans l'air par un laser femtoseconde. Le plasma étant une source étendue, son émission en champ lointain dépend fortement de sa longueur L et de la direction des courants électroniques qui le parcourent. C'est au moment de l'ionisation de l'air par l'impulsion laser qu'un courant transitoire apparaît à l'arrière du front d'ionisation. Ce courant peut être induit par la force pondéromotrice du laser, par un champ électrique statique externe ou par deux champs laser de fréquence différente. Nous avons ainsi identifié quatre principaux mécanismes d'émission :

- L'émission naturelle du filament induite par la force pondéromotrice longitudinale de l'impulsion laser dans le plasma. Polarisée radialement et émise vers l'avant dans un cône creux, son intensité est relativement faible puisque c'est le mécanisme le moins efficace en terme de conversion d'énergie. Cette émission reste néanmoins la seule source pouvant être générée facilement jusqu'à plusieurs kilomètres du laser, ce qui lui donne un avantage incontestable pour des applications de spectroscopie THz à distance.
Baptisé rayonnement de transition-Cerenkov du filament, son intensité peut être amplifiée de deux ordres de grandeur en appliquant un champ électrique statique longitudinal sur la partie ionisée du filament.
- Le second mécanisme est basé sur l'utilisation de deux filaments colinéaires spatialement séparés d'une centaine de microns. L'origine du rayonnement THz est la même que dans le cas précédent, mais le double filament constitue une structure idéale de guidage des THz, similaire à une ligne de transmission. Il permet ainsi de propager en champ lointain une plus grande densité spectrale d'énergie, même si le spectre guidé est compris dans une bande de fréquence définie par la distance entre les filaments et leur densité électronique.
- Le troisième mécanisme repose sur l'application d'un champ électrique transverse le long du filament. Ce champ statique accélère les électrons au moment de leur libération puis est rapidement écranté par le plasma. Le courant résultant est beaucoup plus important que celui produit par la force pondéromotrice et il rayonne plus efficacement vers l'avant, ce qui permet d'obtenir un rayonnement THz 1000 fois plus intense que le rayonnement naturel du filament.
- Le dernier mécanisme étudié implique l'utilisation de deux impulsions laser en phase, l'une à 800 nm et l'autre à 400 nm. Leur mélange dans le plasma génère des THz avec une efficacité de conversion encore plus élevée qu'avec un champ statique transverse. Contrairement aux précédents, ce processus de génération est déjà connu depuis plusieurs années. Ses principales limitations sont définies par la fluence maximale que peut supporter le cristal doubleur et par

le fait que la longueur du plasma source ne peut pas dépasser la longueur de déphasage entre le 800 et le 400 nm. Nous avons identifié le seuil de cette émission comme correspondant au seuil d'ionisation par effet tunnel. Nous avons aussi montré que la biréfringence du cristal doubleur induisait une ellipticité importante sur le faisceau infra-rouge, et que considérer cet effet permettait de résoudre les désaccords entre expérience et théorie concernant la polarisation du faisceau THz.

Notons enfin que la méthode du champ statique transverse et du laser à deux couleurs constituent des sources THz uniques en terme d'énergie et de largeur spectrale. Elles devraient permettre l'observation de phénomènes nouveaux dans le domaine THz comme par exemple de l'effet Kerr. C'est donc vers l'utilisation de ces sources de THz intenses que nous nous orientons désormais, notamment avec une première expérience visant à induire avec le pulse THz une orientation de spins dans un semiconducteur.

Bibliographie

- [Ammosov 86] M. V. Ammosov, N. B. Delone & V. P. Krainov. *Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field*. Sov. Phys. JETP, vol. 64, no. 6, pages 1191–1194, 1986.
- [Augst 91] S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland & S. L. Chin. *Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 8, no. 4, pages 858–867, 1991.
- [Auston 73] D.H. Auston, A.M. Glass & P. leFur. *Tunable far-infrared generation by difference frequency mixing of dye lasers in reduced (black) lithium niobate*. Appl. Phys. Lett., vol. 23, page 47, 1973.
- [Auston 84a] D.H. Auston, K.P. Cheng, J.A. Valdmanis & D.A. Kleinman. *Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media*. Phys. Rev. Lett., vol. 53, page 1555, 1984.
- [Auston 84b] D.H. Auston, K.P. Cheung & P.R. Smith. *Picosecond photoconducting hertzian dipoles*. Appl. Phys. Lett., vol. 45, page 284, 1984.
- [Auston 88] D.H. Auston & M.C. Nuss. *Electro-optic generation and detection of femtosecond electrical transients*. IEEE J. Quant. Elec., vol. 24, pages 184–197, 1988.
- [Bartel 05] T. Bartel, P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner & T. Elsaesser. *Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes*. Opt. Lett., vol. 30, page 2805, 2005.
- [Becker 01] A. Becker, N. Aközbek, K. Vijayalakshmi, E. Oral, C. M. Bowden & S. L. Chin. *Intensity Clamping and re-focusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas*. Appl. Phys. B, vol. 73, pages 287–290, 2001.
- [Boyd 03] R.W. Boyd. *Nonlinear optics*. Elsevier Science, 2003.
- [Chalus 08] O. Chalus, A. Sukhinin, A. Aceves & J.-C. Diels. *Propagation of non-diffracting intense ultraviolet beams*. Optics Comm., vol. 281, pages 3356–3360, 2008.
- [Chateauneuf 08] M. Chateauneuf, S. Payaur, J. Dubois & J.-C. Kieffer. *Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide*. Appl. Phys. Lett., vol. 92, page 091104, 2008.
- [Chen 07] Y. Chen, M. Yamaguchi, M. Wang & X.-C. Zhang. *Terahertz pulse generation from noble gases*. Appl. Phys. Lett., vol. 91, page 251116, 2007.
- [Cheng 01] C.-C. Cheng, E. M. Wright & J. V. Moloney. *Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings*. Phys. Rev. Lett., vol. 87, page 213001, 2001.
- [Choi 04] M.K. Choi, A. Bettermann & D.W. van der Weide. *Potential for detection of explosive and biological hazards with electronics terahertz systems*. Phil. trans. R. Soc. Lond. A, vol. 362, pages 337–349, 2004.

- [Cook 00] D.J. Cook & R. M. Hochstrasser. *Intense Terahertz pulses by four-wave rectification in air*. Opt. Lett., vol. 25, page 1210, 2000.
- [Couairon 07] A. Couairon & A. Mysyrowicz. *Femtosecond filamentation in transparent media*. Phys. Rep., vol. 441, no. 2-4, pages 47–189, 2007.
- [Dai 06] J. Dai, X. Xie & X.-C. Zhang. *Detection of broadband Terahertz Waves with a laser-induced plasma in Gases*. Phys. Rev. Lett., vol. 97, page 103903, 2006.
- [D’Amico 07a] C. D’Amico. *Filamentation femtoseconde dans les milieux transparents passifs et amplificateurs, et étude de la filamentation comme source de radiation secondaire*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, Palaiseau, France, 2007.
- [D’Amico 07b] C. D’Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon & V. T. Tikhonchuk. *Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 23, 2007.
- [D’Amico 08] C. D’Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. Le Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk & A. Mysyrowicz. *Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases : theory and experiment*. New Jour. of Phys., vol. 10, 2008.
- [Dragomar 04] D. Dragomar & M. Dragomar. *Terahertz fields and applications*. Prog. Quant. Elec., vol. 28, pages 1–66, 2004.
- [Duling 07] I. Duling & D. Zimdars. *TD-THz systems offer flexible, turnkey imaging solutions*. Laser Focus World, vol. 43, page 63, 2007.
- [Faist 04] J. Faist, L. Ajili, G. Scalari, M. Giovannini, M. Beck, M. Rochat, H. Beere, G. Davies, E.H. Linfield & D. Ritchie. *Terahertz quantum cascade lasers*. Phil. Trans. R. Soc. Lond., vol. 362, pages 215–231, 2004.
- [Fattinger 88] C. Fattinger & D. Grinchkowski. *Point source terahertz optics*. Appl. Phys. Lett., vol. 53, page 1480, 1988.
- [Gibson 04] E. Abbot Gibson. *Quasi-Phase Matching of soft X-ray light from high-order harmonic generation using waveguide structures*. Ph.d. dissertation, University of Colorado, Boulder, Colorado, USA, 2004.
- [Gorbunov 96] L.M. Gorbunov & A.A. Frolov. *Emission of low-frequency electromagnetic waves by a short laser pulse in stratified rarefied plasma*. JETP, vol. 83, page 967, 1996.
- [Hamster 93a] H. Hamster. *Generation of subpicosecond terahertz radiation by laser-produced plasmas*. Ph.d. dissertation, University of California, Berkeley, Calif., 1993.
- [Hamster 93b] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White & R.W. Falcone. *Subpicosecond, Electromagnetic Pulses from Intense Laser-Plasma Interaction*. Phys. Rev. Lett., vol. 71, page 2725, 1993.
- [Hamster 94] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon & R.W. Falcone. *Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas*. Phys. Rev. E, vol. 49, page 671, 1994.

-
- [Hangyo 05] M. Hangyo, M. Tani & T. Nagashima. *Terahertz time-domain spectroscopy of solids : a review*. Int. J. Infrared Millim. Waves, vol. 26, pages 1661–1690, 2005.
- [Houard 07a] A. Houard, C. D’Amico, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon & V. Tikhonchuk. *Cerenkov THz emission from femtosecond filamentation in air*. In Technical digest of the CLEO/QELS conference, page QMH4, Baltimore, 2007. Optical Society of America.
- [Houard 07b] A. Houard, Y. Liu, A. Mysyrowicz & B. Leriche. *Calorimetric detection of the conical terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air*. App. Phys. Lett., vol. 91, no. 24, 2007.
- [Houard 08a] A. Houard, Y. Liu, B. Prade & A. Mysyrowicz. *Polarization analysis of THz radiation generated by Four Wave Mixing in Air*. Opt. Lett., vol. 33, pages 1195–1197, 2008.
- [Houard 08b] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V.T. Tikhonchuk & A. Mysyrowicz. *Strong enhancement of Terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, page 255006, 2008.
- [Jackson 08] J.B. Jackson, M. Mourou, J.F. Whitaker, I.N. Duling, S.L. Williamson, M. Menu & G.A. Mourou. *Terahertz imaging for non-destructive evaluation of mural paintings*. Opt. Comm., vol. 281, pages 527–532, 2008.
- [Karpowicz 08a] N. Karpowicz, J. Dai, X. Lu, Y. Chen, M. Yamaguchi, H. Zhao & X.-C. Zhang. *Coherent heterodyne time-domain spectroscopy covering the entire terahertz gap*. Appl. Phys. Lett., vol. 92, page 011131, 2008.
- [Karpowicz 08b] N. E. Karpowicz, J. Chen, T. Tongue & X.-C. Zhang. *Coherent millimetre wave to mid-infrared measurements with continuous bandwidth reaching 40 THz*. Electronics Letters, vol. 44, pages 544–545, 2008.
- [Kim 07] K.Y Kim, J.H. Glowina, A.J. Taylor & G. Rodriguez. *Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields*. Opt. Exp., vol. 15, page 4577, 2007.
- [Kimura 95] W.D. Kimura, G.H. Kim, R.D. Romea, L.C. Steinhauer, IV. Pogorelsky, K.P. fernow & X. Wang. *Laser Acceleration of Relativistic Electrons using the Inverse Cherenkov Effect*. Phys. Rev. Lett., vol. 74, no. 4, pages 546–549, 1995.
- [Kress 04] M. Kress, T. Löffler, S. Eden, M. Thomson & H.G. Roskos. *Terahertz pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves*. Opt. Lett., vol. 29, page 1120, 2004.
- [Kress 06] M. Kress, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshhammer, U. Morgner, J. Ullrich & H. G. Roskos. *Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy*. Nat. Phys., vol. 2, pages 327–331, 2006.
- [Landau 60] L.D. Landau & E.M. Lifshitz. Electrodynamics of continuous media. J.B. Sykes and J.S. Bell, 1960.

- [Lecaque 06] R. Lecaque. *Microscopie Optique de champ proche dans le domaine Terahertz*. PhD thesis, Université Paris VI, 2006.
- [Liu 07] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, S. Akturk, A. Mysyrowicz & V. T. Tikhonchuk. *Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses*. Phys. Rev. Lett., vol. 99, no. 13, 2007.
- [Liu 08] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, A. Diaw, V.T. Tikhonchuk & A. Mysyrowicz. *Amplification of Transition-Cherenkov Terahertz Radiation of Femtosecond Filament in Air*. Appl. Phys. Lett., vol. 93, page 051108, 2008.
- [Löffler 00] T. Löffler, F. Jacob & H.G. Roskos. *Generation of terahertz pulse by photoionization of electrically biased air*. Appl. Phys. Lett., vol. 77, page 453, 2000.
- [Löffler 05a] T. Löffler, M. Kress, M. Thomson, T. Hahn, N. Hasegawa & H. G. Roskos. *Comparative performace of terahertz emitters in amplified-laser-based systems*. Semicond. Sci. Technol., vol. 20, pages S134–S141, 2005.
- [Löffler 05b] T. Löffler, M. Kress., M. Thomson & H.G. Roskos. *Efficient Terahertz Pulse Generation in Laser-Induced Gas Plasma*. Acta Phys. Pol. A, vol. 107, page 99, 2005.
- [Manceau 08] J.-M. Manceau, A. nevin, C. fotakis & S. Tzortzakis. *Terahertz time domain spectroscopy fro the analysis of cultural heritage related material*. Appl. Phys. B, vol. 90, pages 365–368, 2008.
- [Mechain 03] G. Mechain, S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz & B. Leriche. *Calorimetric detection of THz radiation from femtosecond filaments in air*. App. Phys. B, vol. 77, no. 8, pages 707–709, 2003.
- [Méchain 05a] G. Méchain. *Study of filamentation of femtosecond laser pulses in air*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, Palaiseau, France, 2005.
- [Mechain 05b] G. Mechain, C. D’Amico, Y.B. Andre, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon & R. Sauerbrey. *Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser*. Opt.Comm., vol. 247, no. 1-3, pages 171–180, 2005.
- [Morris 71] J.R. Morris & Y.R. Shen. *Far-infrared difference frequency generation by picosecond laser pulse*. Opt. Comm., vol. 3, pages 81–84, 1971.
- [Musin 07] R.R. Musin, M.N. Shneider, A.M. Zheltikov & R.B. Miles. *Guiding radar signals by arrays of laser-induced filaments : finite-difference analysis*. Appl. Opt., vol. 46, page 5593, 2007.
- [Pickwell 06] E. Pickwell & V.P. Wallace. *Biomedical applications of terahertz technology*. J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 39, pages R301–310, 2006.
- [Proulx 00] A. Proulx, A. Talebpour, S. Petit & S. L. Chin. *Fast pulsed electric field created from the self-generated filament of a femtosecond Ti :Sapphire laser pulse in air*. Optics Commun., vol. 174, pages 305–309, 2000.
- [Reimann 07] K. Reimann. *Table-top source of ultrashort THz pulses*. Rep. Prog. Phys., vol. 70, pages 1597–1632, 2007.

-
- [Rubens 94] H. Rubens & B.W. Smow. *On the refraction of rays of great wavelength in rock salt and fluorite*. Phil. Mag., vol. 35, pages 35–45, 1894.
- [Schillinger 99] H. Schillinger & R. Sauerbrey. *Electrical conductivity of long plasma channels in air generated by self-guided femtosecond laser pulses*. Appl. Phys. B, vol. 68, pages 753–756, 1999.
- [Shvets 02] G. Shvets, I. Kaganovich & E. Startsev. *Comment on “Generation of Electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings*. Phys. Rev. Lett., vol. 89, no. 13, page 139301, 2002.
- [Sprangle 02] P. Sprangle, J. R. Peñano & B. Hafizi. *Propagation of intense short laser pulses in the atmosphere*. Phys. Rev. E, vol. 66, no. 4, page 046418, 2002.
- [Sprangle 04] P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi & C. A. Kapetanakis. *Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces*. Phys. Rev. E, vol. 69, no. 6, page 066415, 2004.
- [Stepanov 08] A.N. Stepanov, N.L. Alexandrov, N.A. Bogatov, V.I. Eremin, A.I. Kuznetsov & A.I. Smirnov. *Electromagnetic waves guiding by plasma filament generated by femtosecond laser pulses : from dc to microwave*. In 2nd international symposium on filamentation, Paris, september 2008.
- [Takahashi 00] T. Takahashi, Y. Shibata, K. Ishi, M. Ikezawa, M. Oyamada & Y. Kondo. *Observation of coherent Cerenkov radiation from a solid dielectric with short bunches of electrons*. Phys. Rev. E, vol. 62, page 8606, 2000.
- [Théberge 06] F. Théberge, W. Liu, P. Tr Simard, A. Becker & S. L. Chin. *Plasma density inside a femtosecond laser filament in air : Strong dependence on external focusing*. Phys. Rev. E, vol. 74, page 036406, 2006.
- [Thomson 07] M.D. Thomson, M. Kress, T. Löffler & H.G. Roskos. *Broadband THz emission from gas plasma induced by femtosecond optical pulses : From fundamentals to applications*. Laser Photonics Rev., vol. 1, page 349, 2007.
- [Tikhonchuk 02] V. T. Tikhonchuk. *Comment on “Generation of Electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings*. Phys. Rev. Lett., vol. 89, no. 20, page 209301, 2002.
- [Tzortzakis 99] S. Tzortzakis, M.A. Franco, Y.B. Andre, A. Chiron, B. Lamouroux, B.S. Prade & A. Mysyrowicz. *Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses*. Phys. Rev. E, vol. 60, no. 4, Part A, pages R3505–R3507, 1999.
- [Tzortzakis 02] S. Tzortzakis, G. Mechain, G Patalano, Y.B. Andre, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, J.M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin & P. Encrenaz. *Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air*. Opt. Lett., vol. 27, no. 21, pages 1944–1946, 2002.
- [Wu 95] Q. Wu & X.-C. Zhang. *Free-space electrooptic sampling of terahertz beams*. Appl. Phys. Lett., vol. 67, page 3523, 1995.
- [Xie 06] X. Xie, J. Dai & X.-C. Zhang. *Coherent control of THz wave generation in Ambient air*. Phys. Rev. Lett., vol. 96, page 075005, 2006.

- [Xie 07] X. Xie, J. Xu, J. Dai & X.-C. Zhang. *Enhancement of terahertz wave generation from laser induced plasma*. Appl. Phys. Lett., vol. 90, page 141104, 2007.
- [Xin 06] X. Xin, H. Altan, A. Saint, D. Matten & R.R. Alfano. *Terahertz absorption spectrum of para and ortho water vapors at different humidities at room temperature*. J. Appl. Phys., vol. 100, page 094905, 2006.
- [Yajima 70] T. Yajima & N. Takeuchi. *Far-infrared difference frequency generation by picosecond laser pulses*. Jap. Journ. Appl. Phys., vol. 9, pages 1361–1371, 1970.
- [Zhang 08] Y. Zhang, Y. Chen, C. Marceau, W. Liu, Z.-D. Sun, S. Xu, F. Théberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, & S. L. Chin. *Non-radially polarized THz pulse emitted from femtosecond laser filament in air*. Opt. Exp., vol. 16, pages 15483–15488, 2008.

Conclusion générale

Dans ce travail de thèse le processus de filamentation d'un faisceau laser femtoseconde IR se propageant dans l'air a été étudié aussi bien du point de vue de l'optique non-linéaire à travers l'analyse des effets de la turbulence atmosphérique, que du point de vue du plasma laissé dans le sillage de l'impulsion filamentée. Le plasma qui est au coeur de la plupart des applications envisagées pour les filaments, au premier rang desquelles on trouve le guidage de décharges électriques et la génération d'impulsions THz intenses.

Nous avons ainsi montré que la propagation non-linéaire dans l'air d'un faisceau IR d'une dizaine de GW de puissance crête était essentiellement affectée par la turbulence qu'il subit avant l'établissement du régime de filamentation. Si le filament se forme dans une atmosphère présentant une turbulence modérée, celle-ci va augmenter sensiblement la déviation transverse moyenne du faisceau et favoriser le développement d'instabilités modulationnelles dans son profil, ce qui tendra à réduire la distance de filamentation des faisceaux de haute puissance. Pour les faisceaux laser de faible puissance (de l'ordre de la puissance critique) ou en présence de très fortes turbulences, la distance de filamentation aura plutôt tendance à augmenter, au point que le taux de filamentation passera de 100 % à 50 %. Les expériences démontrent néanmoins qu'une fois le filament formé, les turbulences n'ont plus d'effet sur lui, si ce n'est une légère inclinaison du pointé. Les expériences en extérieur confirment la prédominance de la turbulence ressentie par le faisceau au cours de son auto-focalisation.

Le second volet du travail a été axé sur l'étude de la colonne de plasma générée par le filament et sur les propriétés électriques du filament. Nous avons essayé de caractériser et de contrôler la densité, la conductivité et la durée de vie des plasmas produits dans divers types de filaments, à l'aide de mesures électriques, optiques ou à travers l'analyse de leur émission électromagnétique en champ lointain. Nous avons ainsi pu mettre en évidence que la principale source de courant électronique transitoire était la force pondéromotrice longitudinale du laser, et qu'elle induisait dans le plasma une distribution de charge nette le long de la colonne. Le déclenchement et le guidage de décharges électriques a aussi été étudié, en particulier pour une expérience consistant à commuter de forts courants à l'aide de filaments. Nous avons observé que le plasma de décharge initié par des filaments présentait une faible résistance et était capable de conduire un courant important, continu ou alternatif pendant plus d'une seconde. Même si les mécanismes à l'oeuvre dans ce type de décharge ne sont pas encore bien compris, ces propriétés sont particulièrement prometteuses pour des applications telles que le captage de courant sans contact.

Enfin le troisième volet a porté sur la génération de rayonnement THz dans un filament de plasma. Le plasma étant une source étendue, son émission en champ lointain dépend fortement de sa longueur L et de la direction des courants électroniques qui le parcourent. C'est au moment de l'ionisation de l'air par l'impulsion laser qu'un courant transitoire apparaît à l'arrière du front d'ionisation. Ce courant peut être induit par la force pondéromotrice du laser, par un champ électrique statique externe ou par deux champs laser de fréquences différentes. Nous avons ainsi identifié quatre principaux mécanismes d'émission permettant de générer avec plus ou moins d'efficacité un faisceau THz ultra-court aux propriétés de polarisation et de distribution angulaire différentes.

ANNEXES

Chaînes lasers

A.1 Le laser TéraMobile

Le TéraMobile est un projet franco-allemand conjointement fondé par le Centre de la Recherche Scientifique français et la DFG (Deutsche Forschung Gemeinschaft) allemande et bénéficie depuis 2005 du financement ANR "femtorage". Il regroupe aujourd'hui quatre laboratoires de recherche à Berlin, Lyon, Palaiseau et Genève. Cette collaboration a pour but l'étude de la propagation non-linéaire des impulsions femtosecondes TW sur de longues distances dans l'atmosphère, et ses diverses applications, notamment la détection de polluants atmosphériques par méthode LIDAR ou la protection contre la foudre.

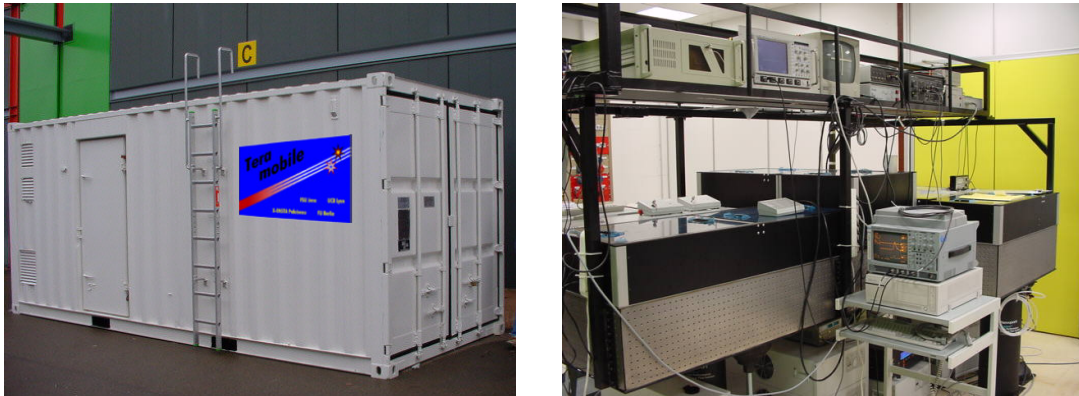


FIG. A.1 -À gauche : Photo du container du Laser TéraMobile. À droite : Photo de la chaîne laser avant son installation dans le container.

Le TéraMobile est un système laser basé sur la technologie CPA Ti :Sapphire intégré dans un container standard totalement autonome et équipé comme un laboratoire mobile. C'est le premier laser mobile de classe térawatt au monde. Le système laser (Figure A.2) a été construit par Thales Laser en 1999. Ses principales caractéristiques : puissance crête de 3 TW, durée de 100 fs, 350 mJ d'énergie par impulsion à un taux de répétition de 10 Hz.

Site Web du projet TéraMobile : www.teramobile.org

A.2 Le laser de la travée verte du LOA

Construite par les équipes laser du LOA la chaîne laser de la salle verte est un système laser amplifié délivrant des impulsions de 120 fs à 800 nm. L'oscillateur femtoseconde est pompé par un laser à Argon tandis que les différents étages d'amplification sont pompés par un laser Nd :YAG. La chaîne peut délivrer des impulsions de 15 mJ à un taux de répétition de 10 Hz.

J'ai notamment utilisé cette chaîne laser pour les premières expériences de mise en évidence de l'émission THz vers l'avant du filament à l'aide du détecteur hétérodyne.

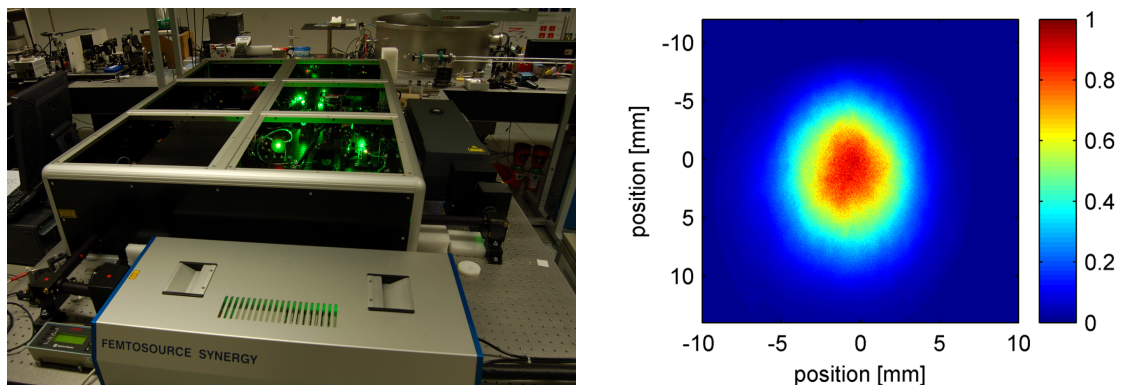


FIG. A.2 -À gauche : Photo du système ALPHA 100. À droite : Profil du faisceau laser en sortie de chaîne.

A.3 Le laser kHz de la travée rouge du LOA

Le laser de la travée rouge est lui aussi basé sur la technologie CPA Ti :Saphir. Il comprend trois étages d'amplification et délivre en sortie de chaîne des impulsions allant jusqu'à 5 mJ à une cadence de 1 kHz. La chaîne comprend un système de contrôle de phase de type DAZZLER en amont des amplificateurs permettant de limiter les phénomènes de rétrécissement spectral par le gain du préampli pour descendre à des durées d'impulsion de 35 fs.

Nous avons utilisé ce laser pour les premières expériences de mesure du champ électrique des impulsions THz, la haute cadence du laser facilitant l'utilisation d'un système de détection synchrone. Les mesures du champ de l'impulsion THz par détection dans l'air ionisé présentées dans la partie III ont toutes été faites avec ce laser.

A.4 Chaîne ALPHA 100 de THALES Laser installée dans la travée blanche

La chaîne ALPHA 100 (ou laser de la salle blanche) est une chaîne laser commerciale construite en 2006 par la société THALES Laser. Son montage optique est assez similaire à celui du Téramobile, excepté qu'il ne comporte pas d'amplificateur de puissance et qu'il fonctionne à un taux de répétition de 100 Hz. Il délivre des impulsions de 50 fs et 15 mJ avec une excellente

stabilité tir à tir. Le faisceau en sortie de chaîne présente un mode gaussien de très bonne qualité et de 7 mm diamètre FWHM.

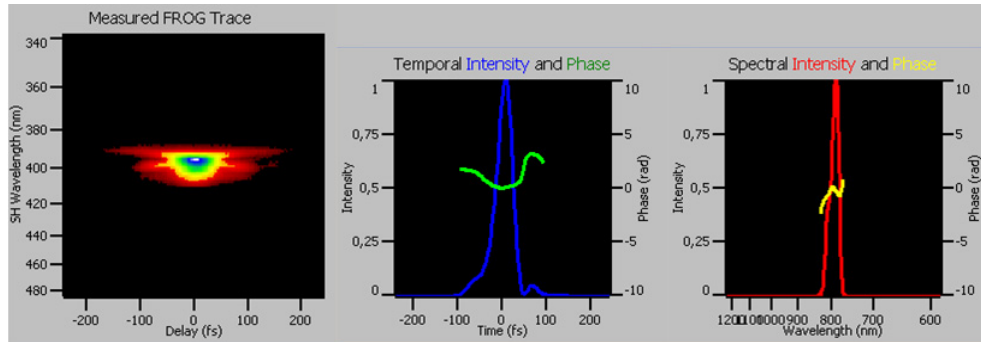


FIG. A.3 -Mesure de la durée de l'impulsion IR en sortie de la chaîne ALPHA 100 effectuée avec un FROG de chez Swamp Optics.

Annexe B

Grandeurs caractéristiques d'un filament femtoseconde infrarouge

TAB. B.1 - Caractéristique de l'impulsion laser dans un filament femtoseconde IR ($\lambda_0 = 800 \text{ nm}$) produit avec le faisceau de la chaîne ALPHA 100 focalisé avec une lentille de 200 cm de focale.

Grandeur	Expression	Valeur numérique
Pulsation du laser	$\omega_0 = 2 \pi c / \lambda_0$	$2,4 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$
Largeur spectrale à mi-hauteur	$\Delta \lambda$	50 nm
Durée de l'impulsion (FWHM)	τ_L	50 fs
Energie de l'impulsion	W_L	3 mJ
Rayon initial du faisceau	R_L	5 mm
Puissance laser initiale	P	60 GW
Puissance critique	$P_{cr} = \frac{3,77 \lambda_0^2}{8 \pi n_0 n_2}$	5 GW
Longueur de Rayleigh du faisceau collimaté	$z_R = \pi R_L^2 / \lambda$	190 m
Distance de collapse (coll.)	L_c	15 m
Rayon minimum du faisceau focalisé (f = 2m)	w_0	100 μm
Longueur de Rayleigh (focalisé)	$z_{R,f} = \pi w_0^2 / \lambda$	4 cm
Distance de collapse (focalisé)	$L_{c,f}$	1,8 m
Rayon du coeur intense du filament	w_{fil}	50 μm
Intensité dans le coeur du filament	I_{fil}	$5 \cdot 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$
Potentiel pondéromoteur	$U_p = \frac{e^2 I_{fil}}{2 m_e \epsilon_0 c \omega_0^2}$	30 eV

TAB. B.2 - *Grandeurs caractéristiques de l'impulsion laser dans le cas d'un filament femtoseconde typique produit en laboratoire tel qu'on le considère dans ce manuscrit.*

Grandeur	Expression	Valeur numérique
Densité électronique	ρ_e	10^{16} cm^{-3}
Densité de particules neutre	ρ_n	$2,7.10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Température électronique	T_e	0,5-2 eV
Température ionique	T_i	0,025 eV
Durée de vie	$\tau_p = 2/\rho_e\beta_{ep}$	5 ns
Diamètre du canal	w_0	60-100 μm
Longueur du canal	$L \leq c_0\tau_p$	40 cm
Longueur de Debye	$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{\rho_e e^2}}$	100 nm
Libre parcours moyen des ions	$\bar{\lambda}_i = \frac{k_B T_i}{\sqrt{2\pi d_i^2 p}}$	100 nm
Section efficace de diffusion de N_2	σ_s	$1-5.10^{15} \text{ cm}^2$
Fréquence de collision élastique e-n	$\nu_{en} = \rho_0 \sigma_s \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}$	10^{12} s^{-1}
Fréquence de collision élastique i-n	$\nu_{in} = \bar{v}_i / \bar{\lambda}_i$	3.10^9 s^{-1}
Pulsation plasma électronique	$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{\rho_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$	$10^{12} \text{ rad.s}^{-1}$
Pulsation plasma ionique	$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{\rho_i e^2}{\epsilon_0 m_i}}$	$4.10^9 \text{ rad.s}^{-1}$
Conductivité (Drude)	$\eta = \frac{e^2 \rho_e}{m_e \nu_{en}}$	$0,8-2,8 \Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$
Résistance linéique	$R/l = \frac{4}{\eta \pi w_0^2}$	4,5 k Ω/cm
Coefficient de mobilité électrique	$\mu_e = \frac{e}{m_e \nu_{en}}$	$0,18 \text{ m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$
Coefficient de mobilité ionique	$\mu_i = \frac{e}{m_i \nu_{ei}}$	$1,2.10^{-3} \text{ m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion électronique	$D = \frac{k_B T_e}{m_e \nu_{en}}$	$0,18 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion ionique	$D_i = \frac{k_B T_i}{m_i \nu_{in}}$	$3.10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Coefficient de diffusion ambipolaire	$D_a = D_i(1 + \frac{T_e}{T_i})$	$2,43.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$

Quelques constantes utiles :

$$k_B = 1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}, \epsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ F.m}^{-1},$$

$$1 \text{ eV} = 11\,605 \text{ K}, e = 1,6.10^{-19} \text{ C}, m_e = 9,1.10^{-31} \text{ kg},$$

$$m_{O_2} = 5,2.10^{-26} \text{ kg}, m_{N_2} = 4,6.10^{-26} \text{ kg}, d_{N_2} = 300 \text{ pm}.$$

Publications personnelles

Publications dans des revues à comité de lecture

- [1] A. Houard, C. D'Amico, Y. Liu, Y. B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon and A. Mysyrowicz, *High Current Permanent Discharges in Air Induced by Femtosecond Laser Filamentation*, Appl. Phys. Lett., **90**, 171501 (2007)
- [2] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz *Conical forward THz emission from femtosecond laser filamentation in air*, Phys. Rev. Lett. **98**, 235002 (2007)
- [3] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, S. Akturk, A. Mysyrowicz, and V. T. Tikhonchuk, *Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **99**, 135002 (2007)
- [4] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade and A. Mysyrowicz *Coherent and Incoherent Radial THz Radiation Emission from Femtosecond Filaments in Air*, Opt. Exp. **15**, 15274 (2007)
- [5] A. Houard, Y. Liu, B. Leriche and A. Mysyrowicz, *Calorimetric detection of conical THz radiation from femtosecond laser filament in air*, Appl. Phys. Lett. **91**, 241105 (2007)
- [6] C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. Le Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, *Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases : theory and experiment*, New Journal of Physics **10** 013015 (2008)
- [7] A. Houard, Y. Liu, B. Prade and A. Mysyrowicz, *Polarization analysis of THz Radiation Generated by four-wave mixing in Air*, Opt. Lett. **33**, 1195 (2008)
- [8] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V. T. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, *Strong enhancement of Terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field*, Phys. Rev. Lett. **100**, 255006 (2008)
- [9] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, A. Diaw, V. T. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, *Amplification of Transition-Cherenkov Terahertz Radiation of Femtosecond Filament in Air*, Appl. Phys. Lett. **93**, 051107 (2008)
- [10] A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Durécu, L. Lombard, O. Vasseur, B. Fleury, C. Robert, V. Michau and A. Mysyrowicz, *Study of the influence of Air Turbulence on Femtosecond Filamentation*, Phys. Rev. A **78**, 033804 (2008)

- [11] C. D'Amico, A. Houard, M. Pellet, C. Pichot and A. Mysyrowicz, *Dipolar-like Antenna Emission in the Radiofrequency Range by Laser-Produced Plasma Channels in Air*, Jour. of Phys. D : Applied Physics **41**, 245206 (2008)
- [12] B. Zhou, S. Akturk, B. Prade, Y.B. André, A. Houard, Y. Liu, M. Franco, C. D'Amico, E. Salmon, Z.Q. Hao, N. Lascoux, and A. Mysyrowicz, *Revival of femtosecond laser plasma filaments in air by a nanosecond laser*, Opt. Exp. **17**, 11450 (2009)
- [13] Y. Liu, A. Houard, M. Durand, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Maker fringes in the Terahertz radiation produced by a 2-color laser field in gas*, Opt. Exp. **17**, 11480 (2009)
- [14] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, V. T. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, *Generation of intense terahertz in air : theory and experiment*, en préparation

Articles de vulgarisation

- [1] A. Houard, Y. B. André, A. Mysyrowicz and M. Pellet, *Décharge à fort courant induite dans l'air par filamentation laser*, Techniques de l'Ingénieur **IN97**, (2008)

Conférences internationales avec actes

- [1] A. Houard, C. D'Amico, Y. Liu, Y.B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon, A. Mysyrowicz, *High Current Permanent Discharges in Air Induced by Femtosecond Laser Filamentation*, CLEO/QELS 2007, **QMH4**, 6-11 Mai 2007, Baltimore, USA (Poster)
- [2] A. Houard, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, V. Tikhonchuk, *Cerenkov THz Emission from Femtosecond Filamentation in Air*, CLEO/QELS 2007, **QMH4**, 6-11 Mai 2007, Baltimore, USA (exposé oral)
- [3] A. Couairon, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Durecu, L. Lombard, P. Bourdon, O. Vasseur, B. Fleury, C. Robert, V. Michau and A. Mysyrowicz, *Filamentation in Turbulent Air*, CLEO/QELS 2008, **QTuF1**, 4-9 mai 2008, San Jose, USA (exposé oral)
- [4] S. Akturk, B. Zhou, B. Pasquiou, A. Houard, M. Franco, A. Couairon and A. Mysyrowicz, *Generation of Long Plasma Channels in Air by Using Axicon-Generated Bessel Beams*, CLEO/QELS 2008, **CWI7**, 4-9 mai 2008, San Jose, USA (exposé oral)
- [5] Y. Liu, A. Houard, B. Prade and A. Mysyrowicz, *Terahertz Radiation from Biased Femtosecond Laser Filament in Air*, CLEO/QELS 2008, **CFV2**, 4-9 mai 2008, San Jose, USA (exposé oral)
- [6] A. Houard, Y. Liu, B. Prade and A. Mysyrowicz, "Polarization Analysis of THz Generated by Four Wave Mixing in Air", CLEO/QELS 2008, **CFV1**, 4-9 mai 2008, San Jose, USA (exposé oral)
- [7] S. Akturk, B. Zhou, B. Pasquiou, A. Houard, M. Franco, A. Couairon and A. Mysyrowicz, *Retaining high laser intensities and generating plasma channels over long distances in air by using an axicon*, Ultrafast Phenomena, **TUE51.17**, 9-13 juin 2008, Stresa, Lago Maggiore, Italy (poster)
- [8] S. Akturk, B. Zhou, A. Houard, M. Franco, A. Couairon and A. Mysyrowicz, *Long plasma channels formed by axicon-focused filaments*, International School on Quantum Electronics, Septembre 2008, Bulgarie, Proc. SPIE **7027**, 70271E (2008)

-
- [9] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz, *Intense Terahertz Emission from Biased Femtosecond Laser Filament in Air*, Frontiers in Optics (FIO)/Laser Science XXIV (LS) Conference, 19-23 octobre 2008, Rochester, New York, USA (exposé oral)

Autres conférences internationales

- [1] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, M. Pellet, A. Mysyrowicz, *Coherent Sub-THz Radiation Emission from Femtosecond Filaments in Air*, EOS Annual Meeting 2006, Paris 16-19 octobre 2006 (exposé oral)
- [2] A. Houard, C. D'Amico, Y. Liu, Y.B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon, A. Mysyrowicz, *Décharge électrique à fort courant induite dans l'air par filamentation laser femtoseconde*, 8e Colloque sur les Arcs Électriques, Rouen, 12-13 mars 2007 (exposé oral)
- [3] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, M. Pellet, A. Mysyrowicz, *Antenne virtuelle de plasma produite par une impulsion laser femtoseconde dans l'air*, 8e Colloque sur les Arcs Électriques, Rouen, 12-13 mars 2007 (exposé oral)
- [4] Y. Liu, A. Houard, M. Franco, B. Prade and A. Mysyrowicz *Observation of an intense THz radiation from two-pulse filamentation in air*, French-Chinese Workshop on "Ultra-short and Ultra-intense Lasers and Applications" (FCILA) 4-8 juin 2007, Lyon, France (exposé oral)
- [5] A. Houard, C. D'Amico, Y. Liu, M. Franco, B. Prade, B. Leriche, V. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz *Conical THz emission from femtosecond filament in air*, COAST/CORAL Winter School on Advanced Laser Science, 10-17 janvier 2008, Tokyo, Japon (poster)
- [6] A. Couairon, P. Polesana, S. Akturk, B. Zhou, A. Houard, B. Pasquiou, D. Faccio, A. Parola, P. Di Trapani, A. Dubietis, A. Piskarskas, M. A. Porras, M. Franco and A. Mysyrowicz, *Filaments and plasma channels generated by intense Bessel beams*, International School on Quantum Electronics, Septembre 2008, Bulgarie (conférence invitée)
- [7] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz and V. Tikhonchuk, *Control of terahertz radiation from femtosecond filamentation*, 2nd International Symposium on Filamentation, september 2008, Paris (conférence invitée)
- [8] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz and V. Tikhonchuk, *Terahertz radiation of electrically biased femtosecond filament in air*, French-Chinese Workshop on "Ultra-short and Ultra-intense Lasers and Applications" (FCILA), 1-4 novembre 2008, Hangzhou, Chine (conférence invitée)