



**HAL**  
open science

# Mesure de l'amplitude d'une onde de plasma créée par sillage laser guidé

Franck Wojda

► **To cite this version:**

Franck Wojda. Mesure de l'amplitude d'une onde de plasma créée par sillage laser guidé. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT: . tel-00485671

**HAL Id: tel-00485671**

**<https://theses.hal.science/tel-00485671>**

Submitted on 21 May 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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - ShareAlike 4.0 International License



Université Paris Sud - XI  
Faculté des sciences d'Orsay  
École doctorale Ondes et Matière

Thèse présentée pour l'obtention du titre de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS SUD - XI ORSAY

Spécialité: Physique des Plasmas

par

**Franck WOJDA**

**Mesure de l'amplitude d'une onde de plasma  
créée par sillage laser guidé**

Soutenue le 6 mai 2010

Président:	M. Gilles MAYNARD
Rapporteurs:	M. Denis BERNARD M. Patric MUGGLI
Examineurs:	M <sup>me</sup> Brigitte CROS (Directrice de thèse) M. Pascal MONOT M <sup>me</sup> Olga ROSMEJ M. Claes-Göran WAHLSTRÖM (Invité)



*Si le savoir peut créer des problèmes, ce n'est pas l'ignorance qui les résoudra.*

Extrait de « L'univers de la science »  
Isaac Asimov



# Remerciements

Ces trois années et demie de thèse, passées au LPGP et en partie au LLC, furent intenses en travail et riches de rencontres. J'ai pu y rencontrer nombre de personnes qui m'ont toutes enrichies tant au niveau scientifique, intellectuel, culturel ou humain. Aussi en premier lieu, je tiens à remercier l'ensemble de l'équipe ITFIP dont la composition n'a cessé de fluctuer au cours du temps, mais qui m'a permis de mener cette thèse à son terme. Je remercie en particulier Brigitte Cros, ma directrice de thèse, qui m'a encadré avec brio de A à Z et n'a pas lésiné sur le temps, malgré son emploi du temps chargé. Je remercie également Kevin Cassou pour son aide et sa collaboration précieuse qui a grandement contribué au succès de cette thèse. Je n'oublie pas les autres membres de l'équipe avec qui j'ai travaillé : David Patin, Gregory Vieux et Mireille Farinet.

Je tiens également à remercier les membres de mon jury de thèse. Pour commencer mes deux rapporteurs, qui ont accepté cette lourde tâche : Denis Bernard, par son œil critique de physicien des particules qui a apporté un regard extérieur sur ce travail, et Patric Muggli de part sa qualité de spécialiste du domaine, qui n'a pas hésité à traverser la moitié du globe pour assister à ma soutenance. Je remercie également Gilles Maynard pour son importante implication, aussi bien pour la préparation de la soutenance que pour ses questions toujours pertinentes et sources de réflexion, Pascal Monot qui a examiné mon travail avec attention et avec qui j'ai pu débattre, et Olga Rosmej qui a apporté l'avis d'une communauté externe. Un remerciement spécial à Claes-Göran Wahlström, invité dans mon jury qui a lu lui aussi avec soin le manuscrit, mais qui est surtout le directeur de la division de Physique Atomique du LLC et en particulier le responsable du groupe travaillant sur l'installation Terawatt avec qui j'ai eu la chance de collaborer.

A ce titre, je remercie chaleureusement l'ensemble des membres du LLC qui m'ont fort bien accueilli lors de mes différents passages, et notamment : Guillaume Genoud qui a travaillé d'arrache-pied sur les problèmes de stabilisation du faisceau laser afin de fournir un faisceau d'excellent qualité et qui s'est réellement démené jusqu'à l'épuisement lors des expériences, Anders Persson qui sait faire tourner le laser Terawatt comme une horloge et qui fut d'une aide indispensable, Olle Lundh qui même lorsqu'il devait écrire sa thèse, tenait à rester en salle

expérimentale, enfin Matthias Burza, Christos Kamperidis et Yannic Glinec qui ont participé à l'une ou l'autre des expériences. Un remerciement particulier à Minna Ramkull qui a si bien su prendre soin de nous et s'est occupée de nos différents séjours à Lund.

Je remercie Simon Hooker, Tom Robinson et les autres personnes présentes lors de mon passage au Clarendon Laboratory à Oxford pour l'excellent séjour que j'y ai passé et qui fut l'occasion d'obtenir des résultats intéressants.

Certaines personnes par leurs qualités humaines, leur amitié et leurs conseils ont rendu ces années de thèses beaucoup plus agréables. Je tiens à tous vous en exprimer ma profonde gratitude. D'abord Bruno Robillart, le premier avec qui j'ai partagé mon bureau et avec qui j'ai sans doute discuté plus que tout autre, et qui je l'espère terminera rapidement sa thèse après l'écriture de ces mots. Kevin, avec qui j'ai également partagé mon bureau, et qui par ses remarques scientifiques et non-scientifique a contribué de manière substantielle à la bonne marche de cette thèse, sans compter son aide indispensable lors des manips. Je pense aussi à Sophie Granon, Lise Caillault, Katell Gadonna, Ismael Guesmi, Catalin Vitelaru, Jose Gregorio, Olivier Antonin, Nicolas Moreau et j'en oublie..., toute cette joyeuse bande de thésards, post-docs, techniciens, ITA, présents en particulier aux pauses thé et café où les discussions étaient toujours animées et gaies, présents également lors des fameuses soirées jeux.

Un grand merci au service administratif et de gestion, Marie-Claude Richard, Sophie Granon, Nicolas Dessaints et Thierry Devillers pour leur disponibilité et leur efficacité.

A Guillaume, Jérèm, Papy Doug, Pierrot, JP, JS... la dream team dont l'amitié ne fait pas défaut depuis de nombreuses années déjà, et qui j'espère continuera encore longtemps. Merci les mecs et ne changez pas !

A la section handball de la VGA Saint-Maur et à l'A.S.X, bouffée d'air sportive nécessaire dans cet environnement parisien.

Enfin merci à toute ma famille qui m'a soutenu, et malgré la distance m'a permis de garder le moral au beau fixe. "Loin des yeux, près du cœur".

# Résumé

L'interaction d'une impulsion laser intense et de courte durée avec un plasma permet de produire une onde de plasma de grande amplitude dans son sillage, auquel est associé un champ électrique longitudinal. Celui-ci peut être utilisé pour accélérer des électrons relativistes injectés dans l'onde jusqu'à de grandes énergies - de l'ordre du GeV - sur de courtes distances - quelques centimètres - au regard des distances dans les accélérateurs conventionnels. Le contrôle des caractéristiques du faisceau d'électrons lors du processus d'accélération est fondamental pour réaliser un étage d'accélération laser-plasma utilisable.

Le travail de thèse a porté sur la création et la caractérisation d'une onde de plasma en régime faiblement non linéaire sur une longueur de plusieurs centimètres. Des tubes capillaires sont utilisés pour guider le faisceau laser sur ces distances tout en maintenant une intensité suffisante ( $\sim 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ). Le faisceau laser guidé ionise le gaz contenu dans le tube et crée l'onde de plasma. Un diagnostic optique reposant sur la modification du spectre de l'impulsion laser a été utilisé pour déterminer l'amplitude de l'onde de plasma le long du tube.

Sa dépendance en fonction de la pression de remplissage du gaz, de la longueur du capillaire et de l'énergie laser, a été étudiée. Les résultats expérimentaux comparés aux résultats analytiques et de modélisation sont en excellent accord, et montrent que le champ électrique associé à l'onde de plasma est compris entre 1 et 10 GV/m sur une longueur allant jusqu'à 8 cm. Ce travail a permis de montrer la possibilité de créer de façon contrôlée une onde de plasma en régime faiblement non linéaire.



# Abstract

The interaction of an intense laser pulse of short duration with a plasma produces a plasma wave with large amplitude in its wake, which is associated with a longitudinal electric field. It can be used to accelerate relativistic electrons injected into the wave to energies in the GeV range over distances of the order of a few centimeters, short compared to acceleration lengths in conventional accelerators. The control of the electron beam characteristics during the acceleration process is fundamental for achieving a usable laser-plasma acceleration stage.

The main result of this thesis is the creation and characterization of a plasma wave in a weakly nonlinear regime over a length of several centimeters. Capillary tubes are used to guide the laser beam over these distances, while maintaining a large enough intensity ( $\sim 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>). The guided laser beam ionizes the gas in the tube and creates the plasma wave. A diagnostic based on the modification of the laser pulse spectrum was used to determine the amplitude of the plasma wave along the tube.

The amplitude of the plasma wave was studied as a function of gas filling pressure, length of the capillary and laser energy. Experimental results are compared are in excellent agreement with analytical results and modeling . They show that the electric field associated with the plasma wave is between 1 and 10 GV/m over a length of up to 8 cm. This work has demonstrated the ability to create a controlled plasma wave in a weakly nonlinear regime.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>Chapitre 1: Sillage laser guidé : principe de base et diagnostic</b>	<b>21</b>
1.1 Introduction . . . . .	22
1.2 Accélération d'électrons dans l'onde de plasma . . . . .	22
1.2.1 L'onde de plasma . . . . .	23
1.2.1.1 Définition . . . . .	23
1.2.1.2 Vitesse de groupe et vitesse de phase . . . . .	24
1.2.1.3 Champ électrique associé . . . . .	24
1.2.2 Accélération d'un électron . . . . .	25
1.2.2.1 Le piégeage . . . . .	25
1.2.2.2 Gain d'énergie et longueur de déphasage . . . . .	28
1.2.3 Excitation de l'onde de plasma . . . . .	30
1.2.3.1 La force pondéromotrice . . . . .	30
1.2.3.2 Les méthodes d'excitation de l'onde de plasma . . . . .	31
1.3 Sillage laser . . . . .	33
1.3.1 La théorie linéaire . . . . .	34
1.3.1.1 Les paramètres lasers . . . . .	35

1.3.1.2	Le sillage laser . . . . .	36
1.3.2	Effets non-linéaires et effets transverses . . . . .	40
1.3.2.1	Déferlement . . . . .	41
1.3.2.2	Autofocalisation . . . . .	42
1.3.3	Longueur d'accélération . . . . .	43
1.3.4	Le régime guidé . . . . .	44
1.3.5	Conditions pour accélérer des électrons injectés jusqu'au GeV . . . . .	46
1.4	Diagnostic de l'onde de plasma . . . . .	47
1.4.1	Introduction . . . . .	47
1.4.2	Décalage spectral . . . . .	48
1.4.2.1	Origine physique . . . . .	48
1.4.2.2	Expressions analytiques . . . . .	49
1.4.3	Résolution numérique . . . . .	53
1.5	Conclusion . . . . .	54
 <b>Chapitre 2: Propriétés et caractéristiques du guidage dans un tube capillaire</b>		<b>57</b>
2.1	Introduction . . . . .	58
2.2	Description des tubes capillaires . . . . .	58
2.3	Modes propres d'un tube capillaire . . . . .	61
2.4	Principe et réalisation du couplage . . . . .	63
2.4.1	Couplage d'un faisceau Gaussien . . . . .	64
2.4.2	Couplage d'une tache d'Airy . . . . .	65
2.4.3	Influence du centrage du laser sur le couplage . . . . .	67
2.5	Mesure de densité du gaz dans les tubes capillaires par méthode interférométrique	71

---

2.5.1	Introduction . . . . .	71
2.5.2	Principe de la mesure . . . . .	73
2.5.3	Dispositif expérimental . . . . .	76
2.5.4	Méthode de mesure . . . . .	81
2.5.5	Résultats . . . . .	83
2.5.6	Commentaires sur les mesures interférométriques . . . . .	88
2.6	Conclusion . . . . .	90
<b>Chapitre 3: Mise en œuvre des techniques expérimentales</b>		<b>91</b>
3.1	Introduction . . . . .	92
3.2	L'installation laser du Lund Laser Center . . . . .	92
3.3	Mesure et stabilisation du pointé laser . . . . .	94
3.3.1	Importance du pointé . . . . .	94
3.3.2	Identification des sources d'instabilité du pointé . . . . .	96
3.3.3	Les améliorations techniques de stabilisation du pointé . . . . .	97
3.3.4	Description des mesures du pointé . . . . .	102
3.3.5	Conclusion . . . . .	106
3.4	La tache focale . . . . .	107
3.4.1	Caractérisation de la tache focale . . . . .	107
3.5	Description des diagnostics . . . . .	117
3.5.1	Mise en place et alignement des capillaires . . . . .	117
3.5.2	Transport de faisceau et imagerie . . . . .	120
3.5.2.1	Transmission et système d'imagerie . . . . .	121
3.5.2.2	La mesure de l'énergie . . . . .	122

3.5.2.3	Diagnostic spectral . . . . .	122
3.5.3	Méthodes d'analyse des données . . . . .	123
3.5.3.1	Analyse de la transmission . . . . .	123
3.5.3.2	Analyse des spectres . . . . .	125
3.6	Conclusion . . . . .	127
<b>Chapitre 4: Mise en évidence de l'onde de plasma : résultats expérimentaux et comparaison aux résultats de simulations</b>		<b>129</b>
4.1	Introduction . . . . .	130
4.2	Mesure de la transmission . . . . .	130
4.3	Effet de l'ionisation du gaz . . . . .	133
4.3.1	Effets de l'ionisation sur le décalage spectral . . . . .	133
4.4	Etude du décalage spectral . . . . .	138
4.4.1	Décalage spectral en fonction de la pression . . . . .	140
4.4.2	Décalage spectral en fonction de la longueur du capillaire . . . . .	145
4.4.3	Décalage spectral en fonction de l'énergie . . . . .	146
4.5	Propriétés de l'onde de plasma . . . . .	149
4.5.1	Potentiel de l'onde de plasma dans le sillage de l'impulsion laser . . . . .	149
4.5.2	Caractérisation du champ électrique . . . . .	151
4.6	Discussion . . . . .	158
<b>Conclusion</b>		<b>163</b>
<b>Liste des notations</b>		<b>165</b>
<b>Annexe A: Equations sur l'excitation de l'onde de plasma</b>		<b>169</b>

---

A.1	Les équations de bases . . . . .	169
A.1.1	Les équations de Maxwell . . . . .	169
A.1.2	Les équations fluides . . . . .	170
A.1.3	Mise en forme des équations . . . . .	170
A.1.4	Normalisation des équations . . . . .	172
A.2	Résolution monodimensionnelle . . . . .	172
A.2.1	Equation de conservation de la quantité de mouvement . . . . .	173
A.2.2	Equation de propagation de l'impulsion laser . . . . .	173
A.2.3	Changement de référentiel de l'impulsion laser . . . . .	173
A.2.4	Approximation quasi-statique . . . . .	174
A.3	Résolution des équations dans le cas tridimensionnel . . . . .	175
A.3.1	Equation de l'onde de plasma . . . . .	175
A.3.2	Equation d'évolution de l'enveloppe laser . . . . .	177
A.3.3	Approximation paraxiale . . . . .	177
A.4	Le sillage laser . . . . .	178
 <b>Annexe B: Correction du front d'onde</b>		<b>181</b>
 <b>Annexe C: Articles</b>		<b>187</b>
 <b>Bibliographie</b>		<b>189</b>



# Introduction

Les besoins sans cesse plus importants de la physique des particules d'énergies toujours plus élevées ont conduit au développement de machines ultra-sophistiquées, aux dimensions et aux coûts financiers et humains démesurés. On peut citer par exemple le LEP<sup>1</sup> au CERN, qui était un accélérateur de particules circulaire de 27 km de circonférence, capable d'accélérer des faisceaux d'électrons et de positrons jusqu'à une énergie maximale de  $\sim 100$  GeV avant son démantèlement, entièrement dévoué à l'exploration des frontières de la physique. Toutefois, les accélérateurs circulaires souffrent d'une limitation sur l'énergie des particules accélérées. En effet, la courbure de la trajectoire produit un rayonnement synchrotron  $\propto E^4/R_{acc}$ , où  $E$  est l'énergie d'une particule et  $R_{acc}$  le rayon de courbure de la trajectoire de la particule, perdu par la particule durant une rotation et qui oblige à lui réinjecter de l'énergie pour qu'elle puisse conserver sa trajectoire. Une méthode pour diminuer les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron des faisceaux d'électrons et de positrons dans un collisionneur circulaire consiste donc à augmenter le rayon de courbure. Mais ces installations sont parvenues aujourd'hui à une taille critique qui empêchera, peut être, la construction de collisionneurs circulaires encore plus grands. En effet, l'accroissement constant des dimensions et la recherche d'énergies toujours plus élevées, induisent une croissance exponentielle des coûts et des difficultés techniques.

Une solution passe sans doute par l'utilisation d'accélérateurs linéaires. Avec cette géométrie, le rayonnement synchrotron n'existe plus, et la seule limite sur l'énergie est fixée par la longueur de l'installation et le champ électrique accélérateur des cavités supra-conductrices radiofréquences. Dans ce cas, les paquets d'électrons sont accélérés par un champ électrique haute fréquence par impulsions successives convenablement synchronisées, en passant dans une suite de cavités où règne un champ électrique alternatif. Le gain d'énergie à la sortie de chaque cavité est de quelques centaines de MeV, et c'est par une succession de cavités que l'on aboutit à des énergies de plusieurs dizaines de GeV. Un exemple d'accélérateur linéaire est le SLAC<sup>2</sup>, avec une longueur de 3.05 km, et un projet international, l'ILC<sup>3</sup>, est en préparation. Ce dernier sera capable de fournir deux faisceaux (électrons et positrons) de 250 GeV chacun en utilisant

---

1. Large Electron Positron collider ou Grand collisionneur électron-positron
2. Stanford Linear Accelerator Center
3. International Linear Collider

des cavités supra-conductrices (17000 pour l'ILC) de  $\sim 1$  m de long ayant un champ électrique accélérateur moyen de 31.5 MV/m. Chaque ligne accélératrice aura une longueur de  $\sim 11$  km, la longueur totale de l'installation étant de  $\sim 31$  km. Le quadruplement de l'énergie jusqu'à 1 TeV dans chaque faisceau signifie également le quadruplement de la longueur accélératrice, soit  $\sim 44$  km, ce qui donnerait un collisionneur de près de 97 km. Une telle taille paraît clairement irréalisable.

Pour réduire les dimensions, une solution consiste à avoir des champs électriques accélérateurs beaucoup plus importants. Pour ce faire, il a été proposé en 1979 par Tajima et Dawson [1] d'utiliser le champ accélérateur associé à une onde de plasma excitée par une impulsion laser. Il a été montré depuis que ce champ peut atteindre quelques centaines de GV/m. Il est donc envisageable d'accroître le champ accélérateur d'un facteur 1000, ce qui réduirait d'autant les dimensions de l'accélérateur. Plusieurs méthodes de génération de l'onde de plasma ont ensuite été proposées et testées et seront décrites dans le chapitre 1.

Les méthodes d'accélération par interaction laser-plasma ont en commun le défi de réaliser le champ accélérateur sur une longueur suffisante pour atteindre et dépasser un produit champ longueur de l'ordre de 1 à 10 GV (gain d'énergie  $> 1$  GeV). Dans le vide, un faisceau lumineux est naturellement soumis à la diffraction, sa surface d'éclairement augmente quadratiquement avec la distance de propagation et son intensité diminue. Pour augmenter la longueur sur laquelle le faisceau conserve une intensité élevée, la solution consiste à guider l'impulsion laser pour que celle-ci garde un rayon constant sur une distance la plus longue possible. Les techniques proposées pour le guidage furent : le guidage par canal plasma, l'autofocalisation, le guidage par capillaire à décharge ou encore le guidage par réflexions sur les parois d'un tube capillaire diélectrique. Sans vouloir, ici, entrer dans les détails de ces techniques, chacune fonctionne pour des paramètres laser et plasma qui lui sont propres.

Le contrôle de l'amplitude de l'onde de plasma dont dépend le champ électrique accélérateur est le second défi auquel sont confrontées toutes les techniques d'accélération par interaction laser-plasma. En effet, les plasmas sont des milieux instables, difficilement contrôlables, or le contrôle de l'énergie des particules accélérées est fondamental pour leur utilisation. Suivant l'énergie contenue dans le faisceau laser exciteur, le régime de création de l'onde de plasma pourra être décrit par des équations linéaires simples qui ne dépendent que de quelques paramètres, ou au contraire par des équations non-linéaires qui font apparaître des instabilités dont la résolution est complexe. Dans le premier cas, il est possible en théorie de contrôler l'amplitude du champ accélérateur produit, tandis que dans le second cas pour un champ électrique beaucoup plus intense, les effets non-linéaires rendent ce contrôle impossible théoriquement.

L'objectif de ce travail de thèse était la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma créée dans le régime linéaire dans le sillage d'une impulsion laser intense ( $I > 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>) guidée par un tube capillaire diélectrique, afin de contrôler le champ accélérateur dans la perspective

---

de réaliser un accélérateur d'électrons laser-plasma. Le régime de génération d'onde de plasma linéaire ne créant pas d'électrons libres pouvant être accélérés, l'injection de paquets d'électrons ne peut se faire que de l'extérieur *via* par exemple un photo-injecteur RF constitué d'une photocathode et d'une cavité RF (Radio-Fréquence). Le principal diagnostic de mesure de l'amplitude de l'onde de plasma, qui consiste à mesurer les modifications spectrales de l'impulsion laser, fut proposé initialement par N.E. Andreev [2].

Le guidage dans les tubes capillaires ayant déjà largement été étudié [3, 4], c'est sur une solide connaissance théorique et expérimentale de cette méthode de guidage de l'équipe ITFIP<sup>4</sup> du LPGP<sup>5</sup> que s'est appuyée la réalisation expérimentale de cette thèse. Il s'agit du prolongement logique du travail déjà réalisé en vue de créer un accélérateur d'électrons compact.

Durant ma thèse, mon travail a consisté à la préparation, la mise en place, la réalisation des expériences et l'exploitation des résultats. Les expériences menées qui concernaient toutes le thème de la mesure de l'onde de plasma, que ce soit la mesure de l'onde de plasma proprement dite, des mesures interférométriques de pression du gaz dans les tubes capillaires ou encore des mesures de pointé laser pour un travail sur la stabilisation du faisceau, furent réalisées au sein du groupe de physique atomique du département de physique du Lund Laser Center, de l'université de Lund en Suède, ainsi qu'au Département de Physique du Clarendon Laboratory, de l'Université d'Oxford en Grande-Bretagne. La préparation des expériences et l'exploitation des résultats ont été effectuées dans mon laboratoire d'accueil, dans l'équipe ITFIP du Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP), de l'Université Paris-Sud 11 en France. J'ai contribué à la mesure et au travail sur la stabilisation du pointé laser (chapitre 2), et j'ai été en charge de la mesure et l'analyse de la densité de gaz dans un tube capillaire par méthode interférométrique (chapitre 2), de la réalisation et l'analyse des mesures expérimentales de l'amplitude de l'onde de plasma (chapitres 3 et 4).

Cette thèse est axée essentiellement sur le caractère expérimental de mon travail, ce manuscrit présentera donc majoritairement la description et les résultats d'expériences, en parallèle de résultats de simulations numériques. Pour situer le problème de l'excitation de l'onde de plasma, une partie sera également dédiée à la théorie sous-jacente. Dans le chapitre 1 je rappellerai les équations qui gouvernent la création d'une onde de plasma dans le régime linéaire, ainsi que les différentes méthodes d'excitation de cette onde. Nous y verrons les conditions nécessaires sur les électrons pour leur accélération et les limites de la technique. Enfin je ferai une brève description théorique du diagnostic de l'onde de plasma.

Le chapitre suivant, chapitre 2, sera dédié à ce qui nous sert lors des expériences pour guider l'impulsion laser et confiner le gaz, le tube capillaire. Une présentation rapide aussi bien

---

4. Interaction et Transport de Faisceaux Intenses dans les Plasmas

5. Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, UMR 8578, Université Paris-Sud 11, F-91405 Orsay Cedex, France

technique que théorique permettra de se faire une idée de l'objet et des difficultés techniques que nous pouvons rencontrer. Dans ce même chapitre seront donnés les résultats d'une des expériences de mesure de la densité de gaz d'hydrogène dans le tube par méthode interférométrique. La connaissance exacte de la densité de gaz et de sa répartition dans le tube est un problème crucial pour un contrôle optimum de l'onde de plasma. Cette mesure a indiqué le soin qu'il était nécessaire d'apporter au système de régulation du gaz, et la nécessité de réaliser des simulations d'écoulements fluides.

Le chapitre 3 sera consacré à la description de l'expérience de mesure de l'amplitude de l'onde de plasma dans un tube capillaire réalisé sur l'installation laser Multi-Terawatt du LLC<sup>6</sup>. Cette expérience complexe a nécessité de nombreux travaux sur le laser, qui concernent aussi bien la stabilisation du faisceau laser que l'amélioration de la qualité de la tache focale, et leurs effets sur le faisceau laser seront évalués. De telles améliorations ont permis, comme nous le verrons dans le dernier chapitre (chapitre 4), d'obtenir des résultats là où les tentatives précédentes avaient échoué.

Finalement, le chapitre 4 présentera les résultats obtenus dans les conditions expérimentales décrites dans le chapitre 3. Cette expérience a mis en évidence l'existence d'une onde de plasma dans le sillage d'une impulsion laser d'intensité maximum de quelques  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> dans le régime linéaire à modérément non-linéaire, pour des tubes capillaires ayant une longueur de 1 à 8 cm pour un diamètre interne de  $100\ \mu\text{m}$  et une pression de remplissage variant entre 0 et 70 mbar. La comparaison des résultats expérimentaux et théoriques, en excellent accord, a permis de valider le diagnostic optique comme méthode de contrôle de l'amplitude de l'onde de plasma et de déterminer les processus physiques, parfois non-linéaires, en jeu, et enfin de déterminer le champ électrique accélérateur.

---

6. Lund Laser Center, Department of Physics, Lund University, P.O. Box 118, S-22100 Lund, Sweden

# Chapitre 1

## Sillage laser guidé : principe de base et diagnostic

## 1.1 Introduction

Nous présentons dans ce premier chapitre comment une onde de plasma créée par laser peut être utilisée pour l'accélération de particules. Nous définirons ce qu'est une onde de plasma et présenterons ses propriétés ainsi que l'explication physique de son excitation.

Nous nous attacherons également à la méthode d'accélération et ses limitations. Nous nous placerons dans un cas particulier de génération de l'onde de plasma, la création d'onde de plasma par sillage laser, et expliquerons ce régime et les raisons de ce choix.

Enfin seront également présentées les explications théoriques des diagnostics optiques nécessaires pour effectuer la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma, mesure qui permet de déduire l'amplitude du champ électrique accélérateur.

## 1.2 Accélération d'électrons dans l'onde de plasma

Le sujet de l'accélération d'électrons par laser s'est développé à partir de la proposition de Tajima et Dawson [1] d'exploiter les possibilités physiques d'impulsions laser focalisées sur un plasma de créer des ondes capables de générer des champs électriques ayant des amplitudes très au-delà de ce qui était réalisable plus classiquement. Plusieurs techniques furent ensuite développées suivant les capacités des installations laser disponibles. Ces techniques seront brièvement décrites plus loin, ainsi que la technique utilisant un faisceau d'électrons comme source. On peut citer, l'accélération par sillage plasma PWFA (Plasma Wakefield Accelerator) [5–18], l'accélération par battements d'ondes PBWA (Plasma Beat-Wave Accelerator) [1, 17, 19–38], l'accélération par sillage laser LWFA (Laser Wakefield Accelerator) [1], [39, 40].

Nous présentons dans cette partie ce qu'est une onde de plasma et quel est son champ électrique. Nous verrons les conditions dans lesquelles un électron peut être accéléré par cette onde et les conditions de piégeage. Nous introduirons une limite sur la longueur d'accélération, la longueur de déphasage. Enfin nous expliquerons comment exciter une onde de plasma, à l'aide des techniques exposées ci-dessus.

## 1.2.1 L'onde de plasma

### 1.2.1.1 Définition

Un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé, composé d'électrons et d'ions, et dans le cas d'une ionisation partielle, de molécules neutres. Le plasma est en général neutre électriquement au niveau macroscopique et se comporte comme un fluide conducteur. Les électrons d'un plasma oscillent naturellement avec une pulsation qui dépend de la densité électronique moyenne du plasma.

Dans un plasma initialement à l'équilibre, le déplacement local des électrons par rapport aux ions supposés immobiles conduit à un champ électrique de charge d'espace  $\vec{E}$  qui crée une force de rappel tendant à rétablir l'équilibre initial. Les électrons oscillent autour d'une position d'équilibre avec une pulsation définie comme étant la pulsation plasma  $\omega_p$ .

En supposant que les ions sont immobiles, à cause de leur inertie, et forment un fond continu chargé positivement qui neutralise la charge négative des électrons, le mouvement des électrons est déterminé à partir de l'équation de Maxwell-Gauss :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_{e0}) = -\frac{e}{\varepsilon_0} \delta n_e, \quad (1.1)$$

où  $\vec{E}$  est le champ électrique créé par la différence de charges,  $n_e$  est la densité électronique perturbée  $n_e = n_{e0} + \delta n_e$  et  $n_{e0}$  la densité électronique initiale,  $e$  la charge de l'électron et  $\varepsilon_0$  la constante diélectrique du vide. L'ensemble des notations pourra être retrouvé dans la liste des notations, page 165. L'équation du mouvement des électrons sous l'action du champ électrique associé à la perturbation de densité électronique s'écrit dans le cas d'une résolution à une dimension :

$$m_e \frac{d^2 \chi}{dt^2} = -eE = -\frac{e^2}{\varepsilon_0} n_{e0} \chi, \quad (1.2)$$

où  $\chi(x)$  est la quantité dont se déplace une tranche d'électrons située initialement à sa position de repos  $x$  et d'épaisseur initiale  $\Delta x$ . Les électrons obéissent donc à l'équation d'un oscillateur harmonique de pulsation propre  $\omega_{pe}$  donnée pour l'ensemble des électrons par :

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_{e0} e^2}{m_e \varepsilon_0}. \quad (1.3)$$

Si l'ensemble des oscillations forme un mouvement cohérent, on parle d'une onde de plasma électronique. C'est un mode longitudinal de propagation du champ électrique associé. Le champ est longitudinal, c'est à dire parallèle au vecteur d'onde, et le champ magnétique est nul, c'est pourquoi on parle aussi d'onde électrostatique.

### 1.2.1.2 Vitesse de groupe et vitesse de phase

Pour un plasma de température électronique nulle, la relation de dispersion s'écrit :

$$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2. \quad (1.4)$$

Pour une température électronique  $T_e$  non nulle, cette relation devient :

$$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_p^2 v_{Te}^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_p^2 \left( \frac{k_B T_e}{m_e} \right), \quad (1.5)$$

où  $k_p$  est le nombre d'onde de l'onde de plasma,  $v_{Te}$  la vitesse thermique des électrons et  $k_B$  la constante de Boltzmann.

La vitesse de groupe de l'onde est donnée par :

$$v_g = \frac{\partial \omega_p}{\partial k_p} = 3 \frac{k_p}{\omega_p} \left( \frac{k_B T_e}{m_e} \right). \quad (1.6)$$

Cette vitesse  $v_g$  est la vitesse de déplacement de l'énergie emmagasinée par l'onde de plasma. Pour  $T_e \simeq 0$ , la vitesse de groupe est proche de zéro.

La vitesse de phase est quand à elle donnée par :

$$v_\varphi = \frac{\omega_p}{k_p} = \frac{\omega_{pe}}{k_p} \sqrt{1 + \frac{3k_p^2}{\omega_{pe}^2} \left( \frac{k_B T_e}{m_e} \right)} \simeq \frac{\omega_{pe}}{k_p}, \quad (1.7)$$

où la dernière approximation n'est valable que pour des valeurs faibles de  $T_e$ . Suivant les valeurs de  $k_p$ , cette vitesse peut être proche de 0 ou approcher la vitesse de la lumière ce qui est particulièrement intéressant pour l'accélération de particules.

### 1.2.1.3 Champ électrique associé

Le champ électrique induit par la séparation de charges est déterminé par l'équation de Maxwell-Gauss :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\frac{e \delta n_e}{\varepsilon_0}, \quad (1.8)$$

avec  $\delta n_e = n_e - n_{e0}$ . Pour une perturbation de densité sinusoïdale donnée par :

$$\delta n_e = \delta n_{e0} \sin(\omega_p t - k_p z), \quad (1.9)$$

le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}(z, t) = -\frac{e \delta n_{e0}}{\varepsilon_0} \frac{1}{k_p} \cos(\omega_p t - k_p z) \vec{e}_z = E_{max} \cos(\omega_p t - k_p z) \vec{e}_z, \quad (1.10)$$

où  $\vec{e}_z$  est le vecteur unitaire dirigé dans le sens des  $z$  croissants. On trace l'évolution de la perturbation de la densité électronique  $\delta n_e/n_{e0}$  pour le cas où  $n_{e0} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $\delta n_{e0} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et du champ électrique  $\vec{E}(z, t)$  associé en fonction de la phase  $\omega_p t - k_p z$  sur la figure 1.1. On représente pour cela l'état de charge de la perturbation de densité où la zone bleue hachurée verticalement et ayant un signe négatif est en excès d'électrons et la zone rouge hachurée horizontalement avec le signe positif est en déficit d'électrons.

Dans le cas  $v_\varphi \simeq c$ , on détermine  $k_p \simeq \omega_{pe}/c$  et l'amplitude du champ électrique devient :

$$E_{max} = \frac{c\delta n_{e0}e}{\omega_{pe}\varepsilon_0} = \sqrt{\frac{m_e c^2}{\varepsilon_0}} \left( \frac{\delta n_{e0}}{n_{e0}} \right) \sqrt{n_{e0}}, \quad (1.11)$$

soit

$$E_{max} [\text{GV/m}] \simeq 30 \frac{\delta n_{e0}}{n_{e0}} \sqrt{n_{e0} [10^{17} \text{ cm}^{-3}]}. \quad (1.12)$$

Pour  $n_{e0} \simeq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $\delta n_{e0}/n_{e0} \simeq 0.1$ , on obtient  $E_{max} \simeq 3 \text{ GV/m}$  ce qui est de 2 ordres de grandeur au dessus des champs électriques accélérateurs créés dans les cavités Radio-Fréquences (RF) sous vide.

Le champ électrique est représenté par la courbe verte à tirets, son amplitude variant entre  $-3$  et  $+3 \text{ GV/m}$  pour une amplitude de la perturbation de densité électronique normalisée  $\delta n_e/n_{e0} = 0.1$ . Pour les zones où le champ électrique est positif le sens du champ est orienté vers la gauche, c'est à dire vers la plus forte densité électronique, comme indiquée par la flèche, tandis que dans le cas où le champ est négatif l'orientation du champ est inversée conformément à la répartition de la densité électronique.

## 1.2.2 Accélération d'un électron

La perturbation de densité associée à l'onde de plasma et son champ électrique intense peuvent être utilisés pour accélérer des électrons. Un électron injecté dans cette onde de plasma sera accéléré s'il est dans une zone de champ accélérateur, sinon il sera décéléré. L'accélération sera efficace si l'électron reste longtemps en phase avec la zone de champ accélérateur. Le mouvement d'un électron injecté dans le sens de la propagation d'une onde de plasma dépend essentiellement de la phase de l'électron dans l'onde de plasma au moment où il est injecté et de sa vitesse initiale par rapport à la vitesse de phase de l'onde.

### 1.2.2.1 Le piégeage

Pour décrire la dynamique d'un électron dans l'onde de plasma relativiste, il faut utiliser les lois de la mécanique relativiste et il est judicieux de se placer dans le référentiel lié à l'onde

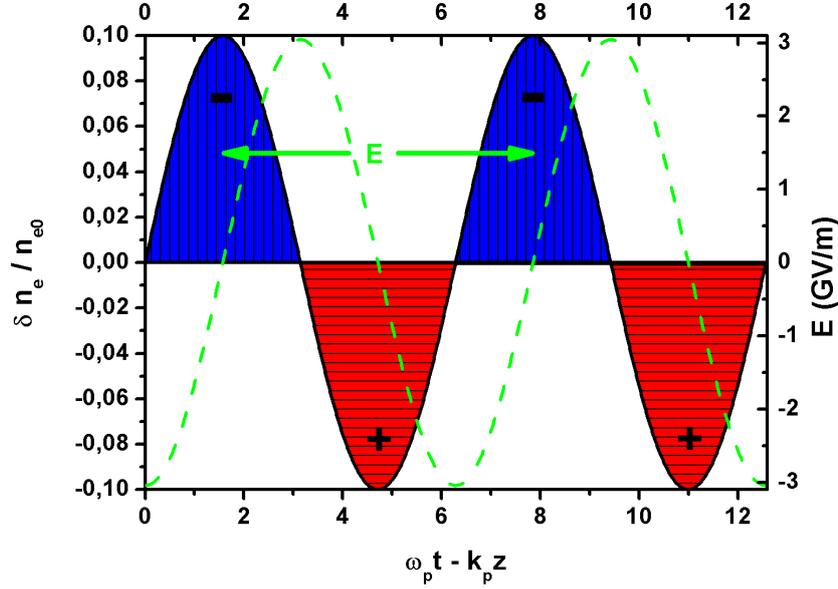


FIGURE 1.1 – Perturbation de la densité électronique normalisée  $\delta n_e/n_{e0}$ , donnée par l'équation 1.9, en fonction de la phase  $\omega_p t - k_p z$  pour le cas où  $n_{e0} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $\delta n_{e0} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ; on représente l'état de charge en fonction de la phase, où la zone bleue hachurée verticalement et ayant un signe négatif est en excès d'électrons et la zone rouge hachurée horizontalement avec le signe positif est en déficit d'électrons. Le champ électrique associé à cette perturbation de densité électronique, calculé suivant l'équation (1.10), est représenté par la courbe verte à tirets, son amplitude variant entre  $-3$  et  $+3 \text{ GV/m}$ . Pour les zones où le champ électrique est positif le sens du champ est orienté vers la gauche c'est à dire vers la plus forte densité électronique, comme indiquée par la flèche ; dans le cas où le champ est négatif l'orientation du champ est inversée.

de plasma que nous notons  $R_\varphi (z', t', \beta', \gamma')$  qui se déplace à la vitesse  $v_\varphi = \beta_\varphi c$  par rapport au référentiel du laboratoire  $R_L (z, t, \beta, \gamma)$ . Nous définissons  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  le facteur relativiste de l'électron dans le laboratoire,  $\beta = v_e/c$  le rapport de sa vitesse à la vitesse de la lumière. On définit de la même manière  $\gamma_\varphi$  le facteur relativiste de l'onde de plasma à partir de sa vitesse de phase. Le caractère prime symbolise les variables dans le référentiel de l'onde de plasma.

L'intégrale première du mouvement dans le référentiel  $R_\varphi$  de l'onde de plasma permet de distinguer trois situations possibles pour les électrons en fonction de leur énergie [41, 42] :

- pour  $\gamma < \gamma_{min}$ , l'électron est trop lent et recule dans l'onde de plasma,
- pour  $\gamma > \gamma_{max}$ , l'électron est plus rapide que l'onde de plasma et la dépasse,
- pour  $\gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max}$ , l'électron se trouve piégé dans l'onde et décrit une orbite dans l'espace des phases.

Les deux énergies limites  $\gamma_{min}$  et  $\gamma_{max}$  forment dans l'espace des phases la séparatrice, limite

de séparation entre l'état piégé et l'état libre. Ces deux limites s'écrivent :

$$\begin{cases} \gamma_{min} = \gamma_\varphi (1 + 2\gamma_\varphi \delta) - \sqrt{\gamma_\varphi^2 - 1} \sqrt{(1 + 2\gamma_\varphi \delta)^2 - 1} \\ \gamma_{max} = \gamma_\varphi (1 + 2\gamma_\varphi \delta) + \sqrt{\gamma_\varphi^2 - 1} \sqrt{(1 + 2\gamma_\varphi \delta)^2 - 1} \end{cases} \quad (1.13)$$

où  $\delta \equiv \delta n_{e0}/n_{e0}$  est l'amplitude relative de la perturbation de densité.

Nous décrivons la situation d'un électron piégé en prenant l'exemple de la figure 1.2. Nous représentons le potentiel électrique normalisé  $\phi$  (courbe pleine noire) et le champ électrique  $E$  (courbe rouge à tirets) de l'onde de plasma en fonction de la phase normalisée  $(\omega_p t - k_p z)/\pi$  pour les paramètres  $\gamma_\varphi = 10$  et  $\delta n_{e0}/n_{e0} = 0.02$ . Ces valeurs sont choisies pour illustrer facilement les trajectoires de l'espace des phases de la figure 1.3. Lors des applications numériques ultérieures, je ferai la comparaison entre ces valeurs et d'autres plus proches des conditions expérimentales. Le potentiel normalisé est défini par  $\phi = e\Phi/m_e c^2$  où  $\Phi$  est le potentiel associé au champ accélérateur par  $\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi = -m_e c^2/e\vec{\nabla}\phi$ . On représente d'un point bleu la position d'un électron.

La figure 1.2 a) est la situation initiale, où un électron est injecté dans l'onde de plasma, dans une zone où le champ électrique est accélérateur, avec une vitesse plus petite que la vitesse de phase de l'onde  $v_\varphi$ . Etant plus lent que l'onde, l'électron se déplace dans l'onde de plasma ( $\omega_p t - k_p z$  diminue), mais étant soumis à un champ électrique accélérateur il gagne progressivement de l'énergie cinétique (voir figure 1.3).

La figure 1.2 b) correspond à la situation où la vitesse de l'électron est égale à la vitesse de phase de l'onde.  $v_\varphi$ . L'électron étant toujours soumis au champ électrique accélérateur, il continue son accélération, mais son déplacement dans l'onde s'inverse ( $\omega_p t - k_p z$  augmente).

Enfin la figure 1.2 c) montre le cas où le gain d'énergie cinétique de l'électron est maximum. A cette position, le champ électrique s'inverse et devient décélérateur. L'électron qui poursuit sa trajectoire dans l'onde de plasma va subir ce champ et être ralenti, jusqu'à la situation inverse de la figure 1.2 b). L'électron effectuera donc une oscillation dans l'onde de plasma.

On regarde la trajectoire des électrons dans l'onde de plasma (décrite par la figure 1.2), sur la figure 1.3. Les courbes en gras rouge sont les deux limites  $\gamma_{min}$  et  $\gamma_{max}$  qui forment la séparatrice, limite entre la zone de piégeage et la zone libre. On peut voir que pour les électrons possédant une énergie cinétique telle que  $\gamma > \gamma_{max}$ , les électrons sont trop rapides pour l'onde et la dépassent mais ils subissent les effets accélérateurs et décélérateurs du champ électrique sinusoïdal. Leurs trajectoires sont donc également sinusoïdales dans l'espace des phases.

Les électrons avec une énergie cinétique  $\gamma < \gamma_{min}$  ne réagissent quand à eux que très faiblement au passage de l'onde de plasma. Dans ce cas là c'est l'onde de plasma qui est trop rapide pour les électrons et ceux-ci ont un temps d'interaction trop court avec l'onde pour être

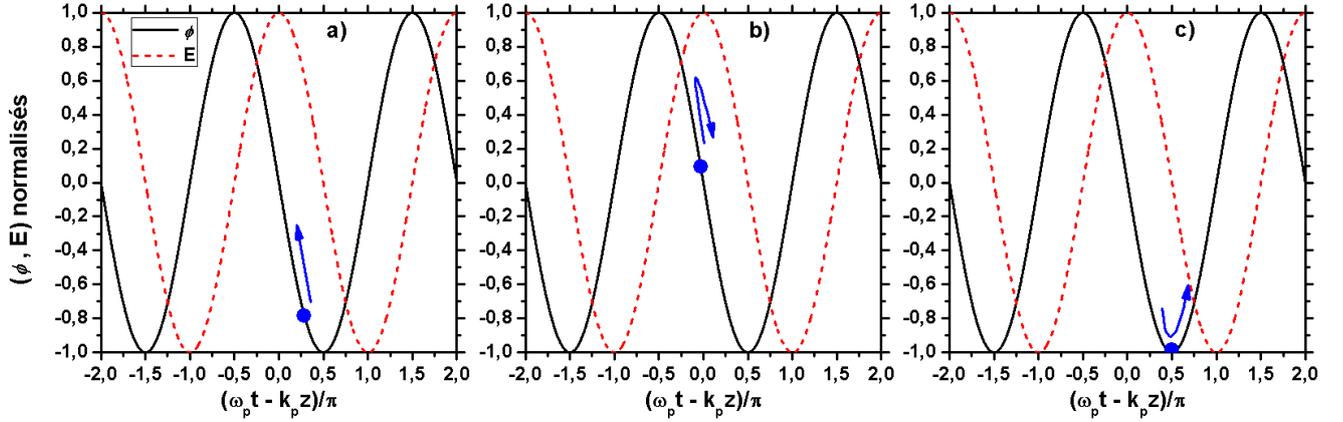


FIGURE 1.2 – Potentiel normalisé  $\phi$  (courbe pleine noire) et champ électrique  $E$  (courbe rouge à tirets) de l'onde de plasma en fonction de la phase  $(\omega_p t - k_p z)/\pi$  pour les paramètres  $\gamma_\varphi = 10$  et  $\delta n_{e0}/n_{e0} = 0.02$ ; a) est la situation initiale d'un électron injecté dans l'onde, représenté par un point bleu avec une certaine énergie cinétique; b) la vitesse atteinte par l'électron est égale à la vitesse de phase  $v_\varphi$  de l'onde et l'électron va dès lors devenir plus rapide que l'onde; c) le champ électrique s'inverse et devient décélérateur et l'électron ralentit.

très affectés.

Enfin dans la dernière situation qui correspond au cas où l'énergie cinétique des électrons est comprise entre  $\gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max}$ , les particules ont une vitesse suffisante pour être piégées. La trajectoire particulière d'un électron piégé, dont la position initiale a) est notée par un point bleu, est indiquée sur la figure pour les paramètres de la figure 1.2.

### 1.2.2.2 Gain d'énergie et longueur de déphasage

Le gain d'énergie maximum d'une particule piégée est donné par l'énergie gagnée par une particule piégée sur la séparatrice  $\gamma_{min}$  et qui s'échappe sur la séparatrice  $\gamma_{max}$  après la rotation sur cette orbite de l'espace des phases. Ce gain maximum s'écrit donc :

$$\Delta W_{max} = (\gamma_{max} - \gamma_{min}) mc^2. \quad (1.14)$$

Dans le cas où  $\gamma_\varphi \gg 1$ , l'expression du gain maximum peut se réduire à [41, 42] :

$$\Delta W_{max} \simeq 4\gamma_\varphi^2 \frac{\delta n_e}{n_{e0}} m_e c^2. \quad (1.15)$$

Comme nous le verrons par la suite dans la section 1.3.3, il existe un effet transverse de focalisation et de défocalisation du champ électrique radial sur un paquet d'électrons, qui va limiter la

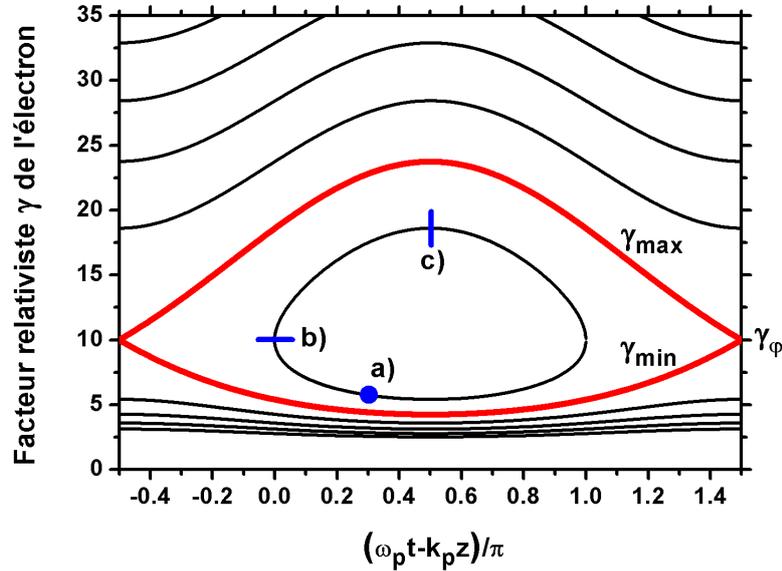


FIGURE 1.3 – Trajectoire des électrons dans une onde de plasma représentée dans l'espace des phases  $(\gamma, (\omega_p t - k_p z)/\pi)$  pour les paramètres  $\gamma_\varphi = 10$  et  $\delta n_{e0}/n_{e0} = 0.02$ ; le trait en gras rouge représente la séparatrice, limite entre la zone de piégeage où les trajectoires sont fermées et forment des boucles dans l'espace des phases et la zone libre où les trajectoires sont ouvertes et se rapprochent de sinusoides (les positions a), b) et c) sont analogues à celles marquées sur la figure 1.2).

zone effective d'accélération et donc le gain d'énergie maximum d'un facteur 2. Nous trouvons donc un gain d'énergie maximum :

$$\Delta W_{max} \simeq 2\gamma_\varphi^2 \frac{\delta n_{e0}}{n_{e0}} m_e c^2. \quad (1.16)$$

Toutefois ce gain d'énergie ne reste que théorique, en effet les électrons circulant sur la séparatrice  $\gamma_{min}$  ont un temps de rotation dans l'espace des phases qui est infini. C'est l'existence d'un point stationnaire à l'énergie  $\gamma_\varphi$  qui va empêcher les électrons sur la séparatrice  $\gamma_{min}$  d'atteindre la séparatrice  $\gamma_{max}$ . Une application numérique avec les paramètres ( $\gamma_\varphi = 10$ ,  $\delta n_{e0}/n_{e0} = 0.02$ ) nous donne un gain d'énergie  $\Delta W_{max} \simeq 2 \text{ MeV}$ . Pour des paramètres proches des paramètres expérimentaux ( $\gamma_\varphi = 100$ ,  $\delta n_{e0}/n_{e0} = 0.06$ ), le gain d'énergie est alors  $\Delta W_{max} \simeq 614 \text{ MeV}$ .

Les électrons ayant une énergie cinétique initiale  $\gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max}$  suivent une orbite fermée dans l'espace des phases. Le gain d'énergie maximal pour une particule sera obtenu dans le cas où celle-ci suit une trajectoire où le champ électrique est accélérateur. Sachant que sur une orbite, le champ est accélérateur sur une demi-période  $\lambda_p/2$ , où  $\lambda_p$  est la longueur de l'onde de plasma, puis décélérateur sur la demi-période suivante, la zone utile au gain d'énergie

de la particule est donc au mieux de  $\lambda_p/2$ . La longueur caractéristique, définie comme étant la distance que l'électron parcourt avant d'atteindre la demi-période décélétratrice de l'onde, et qui correspond à une demi-période de rotation dans l'espace des phases, est notée  $L_d$  et nommée longueur de déphasage.

Pour des électrons ultra-relativistes,  $v_e \simeq c$ , et la condition  $\gamma_\varphi \gg 1$ , la longueur de déphasage s'écrit :

$$L_d \simeq \gamma_\varphi^2 \lambda_p. \quad (1.17)$$

Ce qui nous donne dans le cas où  $\gamma_\varphi = 100$  et  $\lambda_p = 100 \mu\text{m}$ ,  $L_d = 1 \text{ m}$  et  $\gamma_\varphi = 10$ ,  $\lambda_p = 10 \mu\text{m}$ ,  $L_d = 1 \text{ mm}$ .

Le gain maximum d'énergie auquel peut accéder un électron limité par la longueur de déphasage est donné par [1, 18] :

$$\Delta W_{max} \simeq e E_{max} L_d \simeq 2\pi \gamma_\varphi^2 \frac{E_{max}}{E_0} m c^2, \quad (1.18)$$

où  $E_0 = m_e c \omega_p / e$  est le champ électrique de déferlement des plasmas froids.

### 1.2.3 Excitation de l'onde de plasma

Au début de ce chapitre ont été listées plusieurs méthodes possibles pour la réalisation d'un accélérateur laser-plasma. Nous allons voir ici en quoi consistent ces techniques. Nous l'avons constaté, il est intéressant d'utiliser des ondes de plasma pour accélérer des particules sur de courtes distances, leur champ électrique associé étant suffisamment intense pour accélérer ces particules à de fortes énergies. L'excitation de ces ondes de plasma demeure toutefois un des problèmes de cette technique, notamment s'il s'agit d'étendre la longueur accélératrice.

L'excitation d'une onde plasma pour l'accélération est produite par une source extérieure au plasma, capable de déplacer les électrons par rapport à leur position d'équilibre. Pour que l'onde de plasma soit relativiste, il faut de plus que la source se déplace dans le plasma à une vitesse proche de la vitesse de la lumière. Ces conditions peuvent être réalisées par une source laser impulsionnelle, qui permet d'atteindre des grandes densités d'énergie sur des temps caractéristiques proches de ceux des mouvement collectifs du plasma.

#### 1.2.3.1 La force pondéromotrice

L'effet du champ électrique du faisceau laser sur les électrons s'exerce par le biais d'une force non-linéaire du deuxième ordre, la force pondéromotrice, qui s'exprime comme la moyenne

temporelle de la force de Lorentz. Pour un faisceau laser de champ électrique  $E_L$  et de pulsation  $\omega_L$ , la force agissant sur les électrons s'écrit :

$$\vec{F}_P = -\frac{e^2}{4m_e\omega_L^2}\vec{\nabla}E_L^2 = -\frac{e^2}{2\varepsilon_0m_e c\omega_L^2}\vec{\nabla}I = -m_e c^2\vec{\nabla}\frac{a^2}{2}, \quad (1.19)$$

où  $I$  est l'intensité du laser et  $a$  est le potentiel vecteur normalisé de l'impulsion laser qui s'écrit en fonction du potentiel vecteur  $A$  ou du champ électrique  $E_L$  :

$$a = \frac{eA}{m_e c^2} = \frac{eE_L}{m_e c\omega_L}. \quad (1.20)$$

Cette force a pour caractéristique d'expulser les électrons des zones de champ fort. Elle joue donc le rôle de perturbateur de la densité électronique lors du passage de l'impulsion laser et est à l'origine de la création de l'onde de plasma dans le sillage du laser. On notera que cette force ne dépend pas du signe de la charge électrique, les ions et les électrons sont donc concernés, mais en revanche elle dépend de la masse. La masse des électrons étant bien plus faible que celle des ions, ces derniers subiront une force pondéromotrice plus faible que les électrons. Dans notre étude, les ions seront toujours considérés comme immobiles.

Le déplacement longitudinal des électrons du plasma par la force pondéromotrice est directement lié à la longueur de l'impulsion laser sur laquelle l'énergie varie. Pour un plasma de densité  $\geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , qui permet d'obtenir des champs accélérateurs élevés (voir équation (1.12)), la durée d'impulsion devient de l'ordre de la période plasma pour des durées  $\leq 10^{-12} \text{ s}$ .

On montre sur la figure 1.4 la perturbation de densité  $\delta n_e/n_{e0}$ , représentée par la courbe à tirets rouges, créée par le passage d'une impulsion laser donnée par le potentiel vecteur normalisé  $a(\omega_p t - k_p z)$  et représenté par la courbe en trait plein noire, en fonction de la distance de propagation  $\omega_p t - k_p z$  dans le cas où  $a_0 = 0.1$ .  $a_0$  est le potentiel vecteur normalisé de l'impulsion laser lorsque  $I = I_{max}$ . On représente l'effet de la force pondéromotrice qui expulse les électrons à l'avant et à l'arrière de l'impulsion par les deux flèches bleues. Cette force crée un déplacement de charge électronique responsable d'une force de charge d'espace qui cherche à ramener les électrons à la position d'équilibre, ce qui conduit à la création de l'onde de plasma. L'amplitude du mouvement communiqué à un électron sera d'autant plus importante que l'intervalle de temps entre les poussées sur les fronts avant et arrière de l'impulsion sera proche de la période d'oscillation propre des électrons.

### 1.2.3.2 Les méthodes d'excitation de l'onde de plasma

Les techniques qui ont déjà été évoquées au début de ce chapitre, accélération par sillage plasma, accélération par battements d'onde, accélération par sillage laser, permettent d'exciter des ondes de plasma par différents procédés.

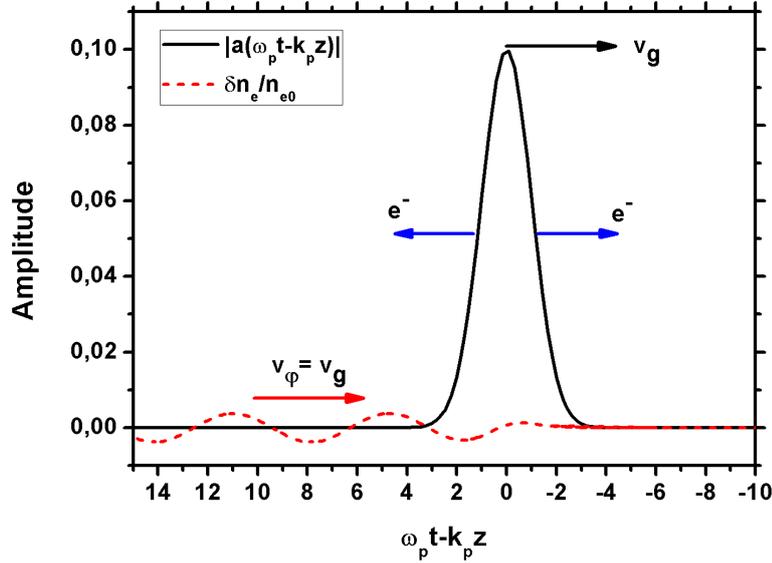


FIGURE 1.4 – Amplitude du potentiel vecteur normalisé  $a(\omega_p t - k_p z)$  (courbe pleine noire) et onde de plasma  $\delta n_e/n_{e0}$  (courbe à tirets rouge) créée dans le sillage de cette impulsion en fonction de  $\omega_p t - k_p z$  pour  $a_0 = 0.1$ .

Le concept d'accélérateur par sillage plasma (PWFA) a été réalisé la première fois par Rosenzweig *et al.*[5]. L'explication théorique, développée dans le cadre de ce type d'accélérateur pour un régime linéaire, fut quand à elle proposée par Chen *et al.* [9]. Une expérience récente [43], réalisée au SLAC<sup>1</sup>, a permis avec cette méthode le doublement de l'énergie d'un faisceau d'électrons, après la traversée d'une colonne de 85 cm de long remplie de vapeurs de lithium, passant de 42 GeV à une énergie maximale de  $85 \pm 7$  GeV, ce qui donne un champ accélérateur de  $\sim 52$  GV/m.

Le principe de ce procédé est d'exciter l'onde de plasma à l'aide d'un ou plusieurs faisceaux d'électrons relativistes, composés de paquets d'électrons dont la longueur est inférieure à celle de l'onde de plasma  $\lambda_p$ . L'onde de plasma est excitée par l'expulsion des électrons dans le volume du paquet d'électrons du faisceau, par le biais d'une force répulsive de nature coulombienne, ce qui laisse un volume d'ions derrière le faisceau d'électrons. Ces mêmes ions agissent sur les électrons expulsés en les tirant vers l'arrière sur l'axe du faisceau derrière l'impulsion, la dépassant, ce qui conduit à la création d'une oscillation de charge d'espace ou onde de sillage.

L'accélération par battement d'ondes (PBWA) fut expérimentée la première fois par Clayton *et al.* [32] puis par Amiranoff *et al.* [44], la proposition théorique ayant été faite par Tajima et Dawson quelques années plus tôt [1]. On utilise ici deux lasers ayant des impulsions longues de

1. Stanford Linear Accelerator Center

fréquences différentes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , que l'on ajuste de manière à satisfaire la condition de résonance  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \simeq \omega_p$ .

Lorsque cette condition est satisfaite, l'onde de plasma peut être générée. Comme nous le verrons pour les accélérateurs par sillage laser, c'est la force pondéromotrice, ici créée par le battement des deux impulsions laser, qui excite l'onde de plasma. De nombreux travaux ont été effectués sur cette technique. Toutefois les contraintes sur l'ajustement des longueurs d'onde des laser et sur l'uniformité du plasma, liées à la condition de résonance, font que cette technique a laissé place à la méthode du sillage laser, plus aisée à mettre en œuvre expérimentalement [43], dès que les installations laser adéquates ont été disponibles.

La dernière méthode d'accélération d'électron dans une onde de plasma que je présente ici, qui est directement connectée à ce sujet de thèse, est l'accélération par sillage laser. Elle fut exposée théoriquement la première fois par Tajima et Dawson[1], et des descriptions plus détaillées dans le régime linéaire, que l'on explicitera par la suite, ont été faites par Gorbunov et Kirsanov [40] et dans le régime non-linéaire par Bulanov *et al.* [45].

La première réalisation expérimentale de ce dispositif a quand à elle été réalisée par Hamster *et al.* en 1993 [46]. La création d'une onde de plasma par sillage laser nécessite une impulsion laser courte ( $\leq 1$  ps) et ultra-intense ( $\gtrsim 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>). Ces contraintes physiques expliquent pourquoi la première réalisation fut aussi tardive, alors même que la démonstration théorique avait été effectuée à l'origine de la discipline, les dispositifs laser n'ayant jusqu'alors pas les capacités de produire de telles impulsions. C'est l'avènement de la technique CPA (Chirped-Pulse Amplification) [47] qui autorisa le développement de cette technique. L'excitation de l'onde de plasma est la conséquence de l'action du champ électrique de l'impulsion laser sur les électrons du plasma. Soumis à la force pondéromotrice, les électrons sont repoussés lors du passage de l'impulsion ce qui constitue une perturbation de densité suffisante pour qu'ils se mettent à osciller dans le sillage du laser.

## 1.3 Sillage laser

Dans cette partie vont être présentés les principes théoriques qui concernent le sillage laser dans le cas d'un plasma sous-dense,  $\omega_p/\omega_L \ll 1$ , et plus particulièrement la génération de l'onde de plasma dans ce sillage dans le cadre du régime linéaire. Le traitement des effets non-linéaires et transverses sera également effectué afin de comprendre certaines limitations imposées par la physique que nous classerons par ordre d'importance. Nous aborderons enfin les raisons qui nous poussent à guider le faisceau laser.

L'accélération d'électrons par sillage laser (LWFA) est une des techniques de création d'une

onde de plasma et de l'accélération d'électrons dans cette structure. Si nous nous intéressons à cette technique, c'est qu'elle présente certains avantages en terme de réalisation technique. En effet, l'avènement des lasers ultra-intenses, par le développement du procédé d'amplification de l'énergie laser CPA, a rendu possible la réalisation de ce type d'accélération qui ne nécessite qu'un seul faisceau pour l'ionisation et la génération de l'onde de plasma. Les paramètres des faisceaux produits par ce type de laser étant facilement ajustables sur de larges gammes de valeurs, leur utilisation permet de se placer facilement dans les conditions de résonance entre laser et onde de plasma.

C'est pourquoi, comme dans le reste de cette thèse, nous ne nous intéresserons plus qu'à l'accélération par sillage laser. Nous nous placerons dans le cadre du régime linéaire, que nous définirons dans le paragraphe suivant, qui permet, en théorie, de contrôler l'amplitude de l'onde de plasma.

### 1.3.1 La théorie linéaire

La théorie linéaire est une approche qui consiste à se placer dans un cas où les amplitudes de certains phénomènes physiques observés sont suffisamment réduites pour effectuer une série d'approximations permettant la résolution des équations de manière analytique. Cette description linéaire, bien que simple, permet une bonne approximation de la création de l'onde de plasma, et correspond à un cas réaliste utile pour l'accélération d'électrons.

Les approximations qui sont utilisées dans le cadre de la théorie linéaire sont décrites ci-dessous. Celles-ci sont au nombre de cinq :

1. Un plasma faiblement relativiste,  $v_\varphi \ll c$ . De la même manière que le point précédent, il s'agit du point de vue énergétique des électrons de satisfaire aux conditions de linéarité.
2. Des ions immobiles,  $\tau_L \ll \omega_{pi}^{-1}$ , où  $\tau_L$  est la durée FWHM ou largeur totale à mi-hauteur du profil temporel de l'impulsion laser et  $\omega_{pi}$  est la pulsation plasma ionique. Nous nous plaçons dans cette hypothèse en considérant que la masse des ions est suffisamment importante pour que le temps de réponse des ions soit infiniment supérieur à celui des électrons et du temps laser. Les ions ne servent qu'à former un fond neutralisant.
3. Une description par des grandeurs macroscopiques. Le plasma est modélisé par un fluide électronique qui est donc représenté par des grandeurs macroscopiques. Cette description simplifie le problème en ne s'attachant qu'aux effets collectifs du plasma. Toutefois, ce type de modèle fluide ne décrit pas l'évolution de la fonction de distribution des électrons, et ne donne donc pas accès à la description d'effets tel que le piégeage des électrons. Seule une description complémentaire à l'aide des équations de Hamilton le permet.
4. Un fluide électronique froid. La température électronique  $T_e$  est considérée égale à zéro, on ne prendra donc pas en compte la pression thermique, ce qui est justifié par le fait que

l'énergie des électrons oscillant dans le champ laser est de plusieurs ordres de grandeur au-dessus de l'énergie thermique des électrons, soit  $v_{osc} \simeq eE_L / (m\omega_L) \gg v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$ . Le champ laser est donc responsable du mouvement des électrons, les collisions étant négligeables.

5. Un laser polarisé linéairement. Ce cas permet un traitement simplifié des équations sans perdre les informations principales.

L'utilisation de ces approximations permet la linéarisation des équations qui décrivent le plasma et l'évolution de l'impulsion laser, et rend possible leur résolution analytique.

### 1.3.1.1 Les paramètres lasers

Avant de décrire l'évolution de l'onde de plasma dans le champ électrique du laser, je vais présenter les paramètres laser utilisés. Une impulsion laser est généralement décrite temporellement et spatialement par une gaussienne de la forme :

$$|a(r, \zeta)|^2 = a_0^2 \exp \left[ -\frac{2r^2}{w_0^2} - \frac{2\zeta^2}{L_L^2} \right], \quad (1.21)$$

où  $\zeta = z - ct$  est la variable longitudinale dans le référentiel de l'impulsion et  $L_L = c\tau_L / \sqrt{2 \ln 2}$  est la longueur caractéristique de l'impulsion dans la direction longitudinale  $z$ , le long de l'axe de propagation. Je rappelle que  $\tau_L$  est la durée FWHM, ou largeur totale à mi-hauteur du profil temporel de l'impulsion laser.

$a(\zeta)$  est l'enveloppe lentement variable de l'impulsion laser, dans ce cas gaussienne, qui dépend des paramètres spatio-temporels, et on rappelle qu'il s'agit également de l'amplitude du champ électrique laser  $E_L$  normalisé, soit :

$$a = \frac{eE_L}{m_e c \omega_L}. \quad (1.22)$$

$w(z)$  est la taille du faisceau, ou rayon en  $1/e^2$  de l'intensité, et sa variation en fonction de la distance  $z$  s'écrit, dans le cas d'un faisceau gaussien :

$$w(z) = w_0 \left[ 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right]^{1/2}, \quad (1.23)$$

où  $w_0$  est la taille du faisceau au foyer,  $w(0)$ , et  $z_R = \pi w_0^2 / \lambda_L$  est la longueur de Rayleigh, avec  $\lambda_L$  la longueur d'onde du laser. La longueur de Rayleigh est une longueur caractéristique qui correspond à la distance pour laquelle l'intensité maximum dans le plan  $z = z_R$  est divisée par 2 par rapport à l'intensité maximum dans le plan  $z = 0$ .

On définit le rayon de courbure de ce faisceau gaussien comme :

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_R}{z} \right)^2 \right]. \quad (1.24)$$

En  $z = 0$ , c'est à dire là où le col du faisceau est le plus étroit, défini comme le foyer, le faisceau possède alors un rayon de courbure infini ce qui s'apparente à une onde plane, tandis que pour  $z \rightarrow \infty$  nous trouvons un faisceau similaire à une onde sphérique.

L'intensité lumineuse  $I$  s'écrit quand à elle :

$$I = \frac{\varepsilon_0 c E_L^2}{2}, \quad (1.25)$$

soit :

$$a^2 = \frac{2e^2}{m_e^2 c^3 \varepsilon_0 \omega_L^2} I. \quad (1.26)$$

Lorsque  $I = I_{max}$ , le champ électrique normalisé est noté  $a_0$ . L'intensité  $I_{max}$  est donnée par :

$$I_{max} = \frac{\mathcal{E}_L}{\tau_L} \left( \frac{w_i}{M^2 \lambda_L f} \right)^2 4\sqrt{\pi \ln 2}, \quad (1.27)$$

où dans ce cas  $\mathcal{E}_L$  est l'énergie dans l'impulsion laser,  $M^2$  est le facteur de qualité du faisceau, ou coefficient de Siegman, et vaut  $M^2 = 1$  dans le cas d'un faisceau limité par la diffraction,  $w_i$  est le rayon en  $1/e^2$  du faisceau incident, et  $f$  la longueur focale de l'optique de focalisation.  $I_{max}$  définit le maximum d'intensité que peut obtenir un faisceau soumis à la diffraction se propageant dans le vide.

### 1.3.1.2 Le sillage laser

La propagation d'une impulsion laser courte dans un plasma excite une onde de plasma dans son sillage par l'intermédiaire de la force pondéromotrice, équation (1.19). C'est à partir des équations de Maxwell et des différentes équations de conservation, et après l'application des diverses approximations citées ci-dessus, que l'on obtient l'équation d'évolution de la perturbation de densité associée à l'onde de plasma :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \frac{\delta n_e}{n_{e0}} = -\vec{\nabla} \cdot \frac{\vec{F}_p}{m_e} = c^2 \Delta \frac{a^2}{2}. \quad (1.28)$$

Cette équation décrit, dans le régime linéaire, l'évolution de l'amplitude de l'onde de plasma  $\delta n_e/n_{e0}$  lorsque le plasma est soumis à la force pondéromotrice  $\vec{F}_p$ . Il s'agit là de l'équation classique d'une oscillation forcée, et pour sa résolution nous supposerons que l'impulsion laser est une gaussienne. Le calcul analytique de la perturbation de densité  $\delta n_e/n_{e0}$  a été développé par Gorbunov et Kirsanov [40] dans le cas du régime linéaire, c'est-à-dire pour les cas où  $a_0 \ll 1$ .

L'équation obtenue sur le potentiel normalisé  $\phi$ , où  $\phi = e\Phi/m_e c^2$ , à partir de l'équation (1.28) dans laquelle on utilise l'équation de Poisson  $\Delta\Phi = -\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = e\delta n_e/\varepsilon_0$  est plus simple à

résoudre (voir annexe A). On obtient, en utilisant l'impulsion gaussienne décrite par l'équation (1.21), le potentiel normalisé  $\phi$  de l'onde de plasma :

$$\phi = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} a_0^2 \frac{\omega_p \tau_L}{4\sqrt{2 \ln 2}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2}\right) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \sin(k_p \zeta), \quad (1.29)$$

où  $\tau_L$  est la durée d'impulsion à mi-hauteur et  $\zeta = z - ct$ .

On calcule ensuite par l'équation de Poisson, à partir de ce potentiel électrique, le champ électrique longitudinal de l'onde de plasma :

$$E_z = \frac{m_e c}{e} \sqrt{\frac{\pi}{2}} a_0^2 \frac{\omega_p^2 \tau_L}{4\sqrt{2 \ln 2}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2}\right) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \cos(k_p \zeta), \quad (1.30)$$

et le champ électrique radial :

$$E_r = -\frac{m_e c^2}{e} \sqrt{\frac{\pi}{2}} a_0^2 \frac{r}{w_0^2} \frac{\omega_p \tau_L}{\sqrt{2 \ln 2}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2}\right) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \sin(k_p \zeta). \quad (1.31)$$

On peut voir qu'il existe un déphasage entre les deux champs électriques, et que tous les deux sont oscillants. Nous avons donc des zones où le champ longitudinal sera accélérateur et d'autres décélérateur, tandis que pour le champ radial, des zones focalisantes et d'autres défocalisantes. Nous verrons dans la section 1.3.3 les zones qui nous intéressent. On peut également observer sur l'équation radiale du champ électrique, équation (1.31), que ce champ est nul sur l'axe. À l'inverse, le champ longitudinal est maximum sur l'axe.

Comme nous venons de le voir avec les équations (1.30) et (1.31), les champs électriques longitudinaux et radiaux sont déphasés de  $\pi/2$ . Le champ accélérateur présente des zones accélératrices et décélératrices, tandis que le champ radial a des zones focalisantes et défocalisantes comme résumé dans le tableau de la figure 1.5. Or il est important pour un faisceau d'électrons accélérés d'avoir une faible divergence angulaire. En conséquence de quoi seule la zone focalisante du champ radial et la partie accélératrice du champ longitudinal nous intéressent. Nous pouvons donc découper l'onde de sillage en quatre parties :

$\zeta$	$0 \rightarrow \pi/2$	$\pi/2 \rightarrow \pi$	$\pi \rightarrow 3\pi/2$	$3\pi/2 \rightarrow 2\pi$
$E_z$	Accélérateur	Accélérateur	Décélérateur	Décélérateur
$E_r$	Défocalisant	Focalisant	Focalisant	Défocalisant

FIGURE 1.5 – Propriétés des champs longitudinal et transverse pour différentes valeurs de la phase  $\zeta$ .

Nous voyons que seule la partie comprise entre  $\pi/2 \leq \pi$  est d'intérêt, soit seulement un quart de la longueur de l'onde de plasma.

On parle alors de sillage laser linéaire longitudinal, une onde de plasma sinusoïdale étant créée par l'expulsion des électrons par la force pondéromotrice à l'avant de l'impulsion laser et faisant osciller la densité électronique dans son sillage.

Ces deux équations (1.30) et (1.31) montrent en outre clairement qu'il existe une forte relation entre l'amplitude de l'onde de plasma et la durée de l'impulsion *via* le terme  $\omega_p \tau_L$ . En effet, la dépendance de ces équations est similaire à une résonance, où il existe un maximum d'efficacité de couplage entre l'impulsion laser et l'onde de plasma. L'amplitude maximale du champ électrique longitudinal de l'onde de plasma est obtenue lorsque

$$\omega_p^2 \tau_L \exp(-\omega_p^2 \tau_L^2 / 16 \ln 2) \quad (1.32)$$

est maximum.

La condition de résonance sur le champ électrique longitudinal est obtenue à durée d'impulsion fixée lorsque  $\omega_p^2 \tau_L \exp(-\omega_p^2 \tau_L^2 / 16 \ln 2)$  est maximum, soit pour  $\omega_p$  tel que :

$$\omega_p \tau_L = 4\sqrt{\ln 2}, \quad (1.33)$$

équivalent à  $\omega_p L_L / c = 2\sqrt{2}$ .

La figure 1.6 représente le résultat de la dépendance du champ électrique longitudinal  $E_z \propto \omega_p^2 \tau_L \exp(-\omega_p^2 \tau_L^2 / 16 \ln 2)$ , dans le plan  $(\tau_L, n_{e0})$  pour  $a_0 = 0.24$ . La courbe noire est la condition de résonance  $\omega_p \tau_L = 4\sqrt{\ln 2}$ .

De la condition de résonance, équation (1.33), on exprime la densité électronique qui permet d'obtenir le champ électrique longitudinal maximum de l'onde de plasma en fonction de la durée de l'impulsion. On a donc à la résonance :

$$n_{res} = \frac{16 \ln 2}{\tau_L^2} \frac{m_e \varepsilon_0}{e^2}, \quad (1.34)$$

ce qui donne de manière pratique :

$$n_{res} [\text{cm}^{-3}] = \frac{3.49 \times 10^{21}}{(\tau_L [\text{fs}])^2}, \quad (1.35)$$

et finalement pour la pression du gaz :

$$P_{res} [\text{mbar}] = \frac{481.5 \times T_a [\text{K}]}{Z_e \times (\tau_L [\text{fs}])^2}, \quad (1.36)$$

où  $Z_e$  est le nombre total d'électrons que possède l'atome ou la molécule en supposant que le gaz est totalement ionisé. Pour le cas de  $\text{H}_2$  gazeux, pour une température  $T_a = 293 \text{ K}$  et une durée d'impulsion  $\tau_L = 45 \text{ fs}$ , nous trouvons une pression de résonance  $P_{res} = 34.8 \text{ mbar}$

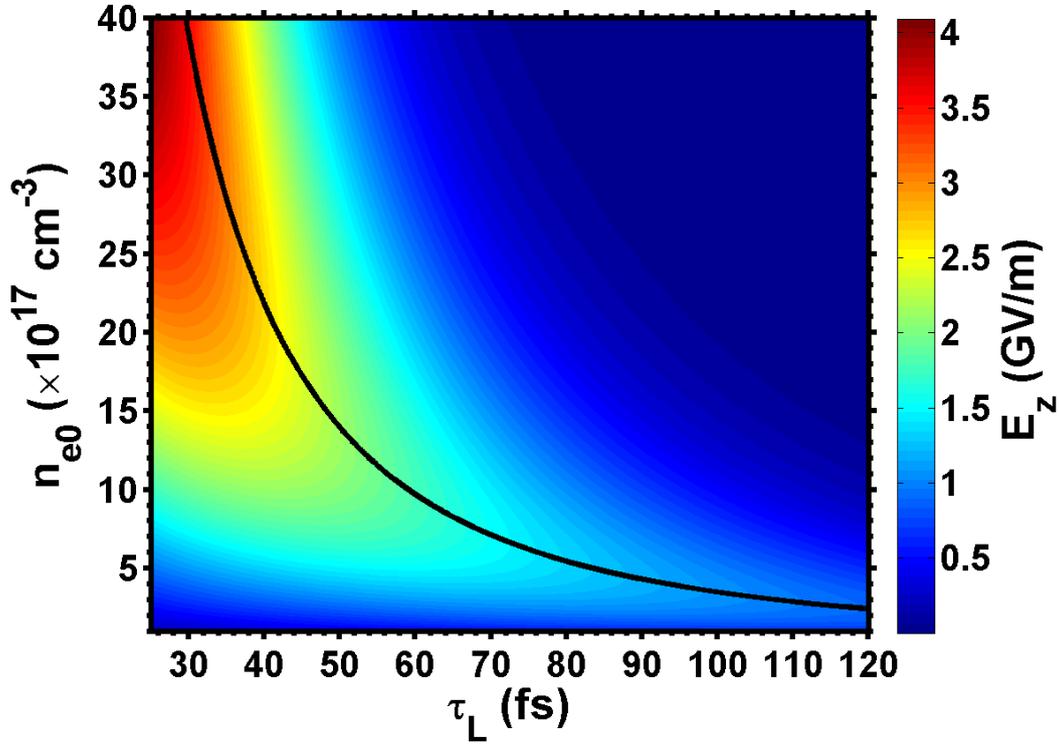


FIGURE 1.6 – Amplitude de la dépendance du champ électrique  $E_z \propto \omega_p^2 \tau_L \exp(-\omega_p^2 \tau_L^2 / 16 \ln 2)$ , dans le plan  $(\tau_L, n_{e0})$  pour  $a_0 = 0.24$ ; la courbe noire est la condition de résonance  $\omega_p \tau_L = 4\sqrt{\ln 2}$ .

et une densité électronique de résonance  $n_{res} = 1.72 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Pour une durée d'impulsion  $\tau_L = 51 \text{ fs}$ ,  $P_{res} = 27.1 \text{ mbar}$  et  $n_{res} = 1.34 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

A partir de l'équation de Poisson et des expressions sur le champ électrique (1.30) et (1.31), nous calculons l'amplitude normalisée de la perturbation de densité  $\delta n_e / n_{e0}$  correspondante :

$$\frac{\delta n_e}{n_{e0}} = \delta = -\frac{\varepsilon_0}{n_{e0} e} \left\{ \frac{\partial \vec{E}}{\partial \zeta} \cdot \vec{e}_z + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \vec{E})}{\partial r} \cdot \vec{e}_r \right\}. \quad (1.37)$$

Soit :

$$\frac{\delta n_e}{n_{e0}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{a_0^2}{4\sqrt{2 \ln 2}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2}\right) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \sin(k_p \zeta) \frac{\tau_L}{k_p} \left(\omega_p k_p + \frac{8c}{w_0^2} \left(1 - \frac{2r^2}{w_0^2}\right)\right). \quad (1.38)$$

Celle-ci peut être scindée en deux composantes et s'écrit  $\delta = \delta_{\parallel} + \delta_{\perp}$ , chacune des contributions étant dues respectivement aux effets longitudinaux et transverses de la force pondéromo-

trice. Nous avons donc l'amplitude de l'onde de plasma longitudinale  $\delta n_z/n_{e0} = \delta_{\parallel}$  :

$$\delta_{\parallel} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} a_0^2 \frac{\omega_p \tau_L}{4\sqrt{2 \ln 2}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2}\right) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \sin(k_p \zeta). \quad (1.39)$$

Ce qui donne, en comparant ce résultat à l'équation (1.30), à un terme de phase près :

$$\delta_{\parallel} = \frac{E_z}{E_0}, \quad (1.40)$$

où  $E_0 = mc\omega_p/e$  est le champ électrique limite de déferlement non-relativiste des plasmas froids.

Pour la partie transverse de l'onde de plasma  $\delta n_r/n_{e0} = \delta_{\perp}$  nous avons :

$$\delta_{\perp} = \delta_{\parallel} \frac{8}{w_0^2 k_p^2} \left(1 - \frac{2r^2}{w_0^2}\right). \quad (1.41)$$

De cette relation nous obtenons une condition sur la taille du faisceau par rapport à la densité du plasma. En effet on souhaite avoir une amplitude maximum sur la direction longitudinale et peu d'effets sur la direction transverse, ce qui implique que  $\delta_{\parallel} > \delta_{\perp}$ . Il vient, en se plaçant sur l'axe de propagation ( $r = 0$ ),  $w_0 > \sqrt{2}\lambda_p/\pi$  :

$$w_0 [\mu\text{m}] > 1.5 \times 10^{10} \frac{1}{\sqrt{n_{e0} [\text{cm}^{-3}]}} \quad (1.42)$$

ce qui donne dans le cas d'une densité électronique  $n_{e0} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  une taille de faisceau minimum  $w_0 = 15 \mu\text{m}$ .

Sur la figure 1.7 sont tracés l'évolution temporelle de la perturbation de densité  $\delta n_e/n_{e0}$  (courbe rouge pointillée) et le champ électrique longitudinal  $E_z$  en GV/m (courbe noire), calculés par la résolution numérique de l'équation d'évolution du potentiel de l'onde de plasma, donnée par l'équation (1.28) couplée à l'équation de Poisson (voir équation (A.47)), dans le cas d'une onde de sillage excitée par une impulsion laser gaussienne, avec  $a_0 = 0.24$  et  $\tau_L = 45$  fs, une densité électronique  $n_{e0} = 1.72 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (qui correspond à la densité de résonance pour cette durée d'impulsion), en fonction de la distance de propagation  $\omega_p t - k_p z$ . Ces valeurs sont choisies car elles sont proches des valeurs expérimentales (voir chapitre 4). On retrouve pour ces valeurs de  $a_0$  une évolution sinusoïdale de l'onde de plasma comparable aux résultats donnés par la résolution analytique ((1.30) et (1.39)). Avec cette impulsion laser et cette densité électronique, nous trouvons une amplitude de la perturbation de densité électronique  $\delta n_e/n_{e0} \simeq 0.018$  et un champ électrique accélérateur longitudinal  $E_z \simeq 2.3 \text{ GV/m}$ .

### 1.3.2 Effets non-linéaires et effets transverses

Il est important de voir quelles sont les limites imposées au régime linéaire lors de la création d'une onde de plasma par sillage laser. Nous avons énoncé au début de la partie traitant du

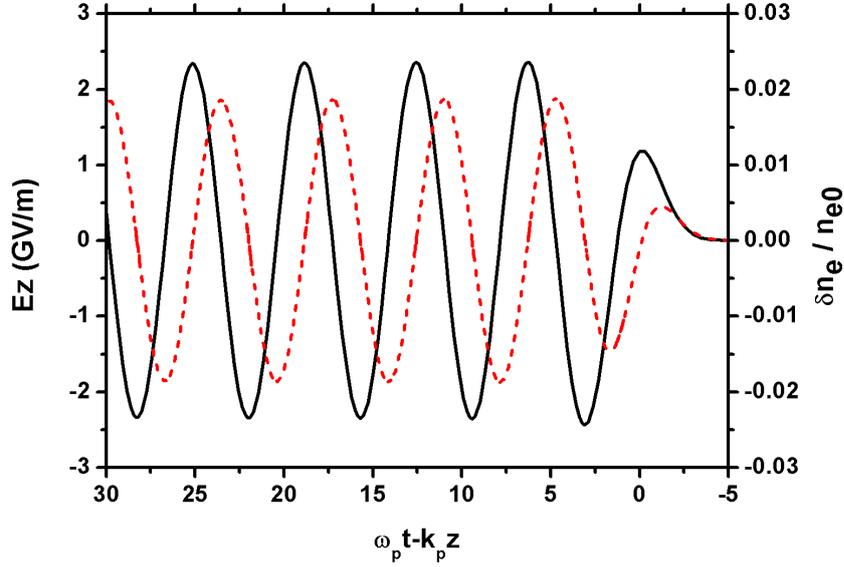


FIGURE 1.7 – Evolution temporelle de la perturbation de densité  $\delta n_e/n_{e0}$  (courbe rouge pointillée) et champ électrique longitudinal  $E_z$  (courbe noire) dans le cas d'une onde de sillage excitée par une impulsion laser gaussienne, avec  $a_0 = 0.24$  et  $\tau_L = 45$  fs, ainsi qu'une densité électronique  $n_{e0} = 1.72 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  en fonction de la distance de propagation  $\omega_p t - k_p z$ ; l'impulsion se déplace vers la droite.

sillage laser 1.3.1, les approximations permettant le traitement des équations et la définition du régime linéaire. Voyons ici quels sont les effets non-linéaires qui apparaissent lorsque nous nous rapprochons des limites de validité du régime.

### 1.3.2.1 Déferlement

Il existe une limite supérieure à la valeur du champ électrique calculé précédemment. Si des électrons, au cours de leur oscillation dont l'effet collectif constitue l'onde de plasma, acquièrent une vitesse qui s'approche de la vitesse de phase de l'onde, ils se libèrent du mouvement collectif et on parle de déferlement.

Ce processus est important pour les régimes non-linéaires car il permet le piégeage des électrons du plasma qui peuvent ensuite être accélérés. Ce mécanisme limite la valeur du champ accélérateur de l'onde de plasma à  $E_0 = m_e c \omega_p / e$  soit  $E_0 [\text{V/m}] \simeq 96 \sqrt{n_{e0} [\text{cm}^{-3}]}$  qui est la limite du déferlement non-relativiste des plasmas froids [48, 49]. Une densité électronique de  $n_{e0} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  donne une limite  $E_0 = 96 \text{ GV/m}$ . A l'approche de cette limite, l'onde n'est plus sinusoïdale, elle déferle et est détruite.

Lorsque l'on prend en compte les effets non-linéaires relativistes, le champ électrique au déferlement en 1-D devient, [48] :

$$E_{Def} = \sqrt{2}(\gamma_\varphi - 1)^{1/2} E_0. \quad (1.43)$$

La valeur de  $E_0$  est la limite supérieure des champs dans le régime linéaire. Nous nous intéresserons donc au domaine de paramètres qui donne  $E < E_0$  et  $\delta n_e/n_{e0} < 1$ .

### 1.3.2.2 Autofocalisation

Le faisceau laser est focalisé dans le plasma pour atteindre les valeurs d'intensité nécessaires à l'ionisation du milieu et à la création d'une onde de plasma. Il existe alors un gradient transverse d'énergie qui peut d'une part, conduire à la création d'une onde de plasma dans la direction transverse (voir équation (1.41)) et d'autre part, modifier la propagation de l'impulsion dans le plasma en régime non linéaire. L'autofocalisation a été proposée initialement dans les plasmas par A. G. Litvak [50], et ses conséquences décrites par C. E. Max *et al.*[51]. Dans cette description, il s'agit d'un effet purement transverse du champ électrique laser sur le mouvement transverse des électrons.

L'indice optique du plasma, qui dépend de la densité électronique, s'écrit :

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}}. \quad (1.44)$$

L'utilisation de cet indice optique dans l'équation d'onde paraxiale permet de déduire qu'il existe une puissance critique  $p_c$  telle que si la puissance du laser  $p_L$  devient de l'ordre de  $p_c$ , des effets relativistes sur les électrons du plasma peuvent contrer la diffraction naturelle du faisceau laser. Dans le cas d'une impulsion laser polarisée linéairement, cette puissance critique est donnée par [52] :

$$p_c [\text{W}] = \frac{8\pi\epsilon_0 m_e^2 c^5}{e^2} \frac{n_c}{n_{e0}} = 1.75 \times 10^{10} \frac{n_c}{n_{e0}}, \quad (1.45)$$

où la densité critique est définie par  $n_c = \omega_L^2 m_e \epsilon_0 / e^2$ , ce qui donne de manière pratique  $p_c [\text{GW}] \simeq 17 (\omega_L / \omega_p)^2$ . L'évolution de la taille du faisceau laser soumis à l'autofocalisation peut être calculée d'après l'équation d'onde paraxiale et l'indice optique. On obtient dans le cas où  $a_0^2 \ll 1$  :

$$\left(\frac{r}{w_0}\right)^2 = 1 + \left(1 - \frac{p_L}{p_c}\right) \frac{z^2}{z_R^2}, \quad (1.46)$$

où  $r/w_0$  est le rapport du rayon du faisceau  $r$  sur le rayon minimum du faisceau dans le vide  $w_0$ , et  $z_R$  la longueur de Rayleigh. On voit que lorsque  $p_L > p_c$ , le faisceau se focalise. En réalité cette solution n'est pas tout à fait exacte, faisant intervenir une approximation, ce qui permet

la prédiction d'une focalisation très intense ce qui est problématique. La solution donnée par P. Sprangle *et al* [53] permet de montrer que lorsque  $p_L > p_c$ , l'impulsion laser peut conserver une taille de faisceau constante ou oscillante lors de sa propagation.

Pour éviter cet effet non-linéaire, il faut donc  $p_L < p_c$ , ce qui implique d'utiliser une autre méthode pour guider une impulsion pour des longueurs supérieures à la longueur de Rayleigh.

### 1.3.3 Longueur d'accélération

Nous avons constaté dans la section 1.2.2.2 consacrée au gain en énergie d'un électron piégé, qu'il existe des limitations à l'énergie finale que peut obtenir une particule. Nous avons alors défini la longueur de déphasage  $L_d$  comme étant la longueur efficace parcourue dans l'onde de plasma par l'électron avant de perdre de l'énergie. Nous verrons dans cette section l'ensemble des limitations physiques qui peuvent réduire l'énergie maximum accessible par cette particule. Ces limitations sont :

- la diffraction du laser,
- le déphasage des électrons dans l'onde de plasma,
- les pertes d'énergie du laser,
- les instabilités laser-plasma.

Lorsqu'une impulsion laser se propage dans le vide, le faisceau ne garde pas une taille constante du fait de la diffraction. Aussi sans guidage, l'interaction laser-plasma serait limitée à quelques longueurs de Rayleigh  $z_R$ , limitant par là même, la longueur du champ accélérateur. La longueur accélératrice effective dans le cas d'un faisceau subissant la diffraction est donnée par :

$$L_R = \pi z_R = \frac{\pi^2 w_0^2}{\lambda_L}. \quad (1.47)$$

Nous avons vu précédemment dans la section 1.2.2.2, que la longueur de déphasage  $L_d$  constituait également une limitation au gain d'énergie des électrons. Nous réécrivons cette longueur de déphasage  $L_d$  dans le cas de l'accélération d'électrons par sillage laser, en considérant également les effets transverses défocalisants pour une impulsion polarisée linéairement [54, 55] :

$$L_d \simeq \frac{\lambda_p^3}{2\lambda_L^2} \times \begin{cases} 1 & \text{si } a_0^2 \ll 1 \\ (\sqrt{2}/\pi) a_0/N_p & \text{si } a_0^2 \gg 1 \end{cases} \quad (1.48)$$

où  $N_p$  est le nombre de périodes de l'onde de plasma derrière l'impulsion.

La troisième limite correspond aux pertes d'énergie du laser lorsqu'il se propage à travers un plasma et l'excite en créant une onde de plasma. Cette onde étant initiée par le champ électrique du laser, l'impulsion va donc perdre de l'énergie au profit de l'onde de plasma [27, 56, 57]. Nous

avons donc là encore une longueur limite, la longueur de déplétion  $L_p$ , qui détermine la zone où le laser excite une onde dans le plasma. Cette longueur est définie, dans le cas d'une impulsion laser polarisée linéairement avec un profil carré [54, 55] :

$$L_p \simeq \frac{\lambda_p^3}{\lambda_L^2} \times \begin{cases} 2/a_0^2 & \text{si } a_0^2 \ll 1 \\ (\sqrt{2}/\pi) a_0 & \text{si } a_0^2 \gg 1 \end{cases} \quad (1.49)$$

Une application numérique permet de déterminer quelle longueur est le facteur limitant de la longueur d'accélération. Pour cela nous nous plaçons dans le régime linéaire qui est le régime qui nous intéresse, soit  $a_0^2 \ll 1$ . Avec les paramètres  $a_0 = 0.24$ ,  $\tau_L = 45$  fs,  $n_{e0} = 8.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $w_0 = 32 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $\lambda_L = 800 \text{ nm}$ , nous obtenons :

- $z_R \simeq 0.4 \text{ cm}$  et  $L_R \simeq 1.3 \text{ cm}$ ,
- $L_d \simeq 3.7 \text{ cm}$ ,
- $L_p \simeq 2.55 \text{ m}$ .

Nous voyons donc que dans ce cas particulier, nous pouvons classer les longueurs comme suit :  $L_R < L_d < L_p$ .

Il est à noter que  $L_d, L_p \propto n_{e0}^{-3/2}$ . Les longueurs de déphasage et de déplétion seront donc allongées en travaillant à plus basses densités. Pour être résonant, en vertu de l'équation (1.35) où  $L_L \propto n_{e0}^{-1/2}$ , de plus basses densités correspondent à des impulsions laser plus longues.

La limite formée par la diffraction pourra quand à elle être contournée en guidant l'impulsion sur des longueurs  $L \gg L_R$ , ce que nous étudierons dans la section 1.3.4 suivante.

### 1.3.4 Le régime guidé

Les sections précédentes 1.2.2.2 et 1.3.3, ont montré que le gain d'énergie d'un faisceau d'électrons dépendait de la longueur de la zone accélératrice. Or en l'absence de guidage, une impulsion laser dans le vide est soumise à la diffraction.

A une distance  $z_R$  de l'origine, on a donc un faisceau de largeur  $w(z_R) = w_0\sqrt{2}$ , ce qui donne donc une intensité lumineuse maximum divisée par un facteur 2. Or comme nous avons pu le constater avec l'équation (1.39), l'amplitude de l'onde de plasma, et donc le champ électrique accélérateur, dépendent de l'intensité lumineuse du faisceau laser. En outre en-deçà d'une intensité seuil, l'intensité lumineuse n'est plus suffisante pour ioniser totalement le gaz et créer un plasma, ce qui limite encore la zone efficace d'interaction laser-plasma.

Si on veut  $L \gg L_R$  pour atteindre par exemple  $L_p$  ou  $L_d$ , il faut trouver un moyen pour confiner l'énergie laser dans un volume réduit sur une grande longueur, pour pouvoir créer une onde de plasma avec un champ électrique accélérateur homogène. Plusieurs techniques de

guidage ont été proposées depuis l'origine de l'accélération par plasma.

Nombre d'entre elles utilisent les propriétés optiques des plasmas afin de refocaliser le faisceau et empêcher la diffraction. En effet, lorsque le profil radial de l'indice de réfraction  $\eta$  présente un maximum sur l'axe de propagation, soit  $\partial\eta/\partial r < 0$ , il devient possible de guider une impulsion laser. Or on rappelle que l'indice de réfraction est défini par  $\eta \simeq ck_L/\omega_L = c/v_{\varphi L}$ , ce qui implique que la vitesse de phase du laser sera plus lente sur l'axe et accélérera au fur et à mesure que l'on s'éloigne de celui-ci. Cela a pour conséquence de courber le front d'onde de l'impulsion vers l'avant ce qui est similaire à la focalisation de l'impulsion vers l'axe de propagation. Le profil radial de l'indice de réfraction est donné par [58, 59] :

$$\eta(r) \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_L^2} \frac{n_e(r)}{n_{e0}\gamma_L(r)}, \quad (1.50)$$

en supposant que  $\omega_p^2/\omega_L^2 \ll 1$ . Cette équation indique qu'il est possible de modifier le profil de l'indice de réfraction en modifiant le profil radial de la densité électronique  $n_e(r)$  ou le facteur relativiste  $\gamma_L(r)$ . Finalement cette équation peut être décomposée suivant plusieurs contributions. Le mouvement principal des électrons du plasma est dirigé par le champ électrique transverse du laser, ce qui nous donne  $\gamma_L \simeq \gamma_{\perp} = (1 + a^2)^{1/2}$ . Si le profil d'intensité du laser est tel qu'il possède un maximum sur l'axe,  $\partial a^2/\partial r < 0$ , cela conduit à un profil de l'indice de réfraction favorable au guidage de l'impulsion. Le profil de densité peut quand à lui être modifié par la contribution d'un canal de plasma préformé parabolique  $\Delta n_p \equiv \Delta n r^2/r_0^2$  ou une onde de plasma  $\delta n_e \equiv \delta n_{e0}(r) \cos(k_p \zeta)$ , et l'on peut écrire  $n_e = n_{e0} + \Delta n_p + \delta n_e$ . Si l'on se place dans les limites  $a^2 \ll 1$ ,  $|\Delta n_p/n_{e0}| \ll 1$  et  $|\delta n/n_{e0}| \ll 1$ , l'indice de réfraction est donné par [60] :

$$\eta \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_L^2} \left( 1 - \frac{a^2}{2} + \frac{\Delta n_p}{n_{e0}} + \frac{\delta n_e}{n_{e0}} \right). \quad (1.51)$$

Dans cette expression les termes de droite sont responsables du guidage de l'impulsion laser par différentes méthodes. Ainsi, le terme  $a^2/2$  permet la description du guidage par autofocalisation que nous avons déjà présenté auparavant dans la section 1.3.2.2. Le terme  $\Delta n_p/n_{e0}$  est quand à lui utile pour la description du guidage utilisant un canal de plasma préformé, comme donné par [59, 61–68]. Quand au terme  $\delta n_e/n_{e0}$  il permet la création d'un canal de plasma par l'impulsion ce qui lui permet d'être guidée (self-channeling) [59, 69–71], le guidage par la modification de l'indice de réfraction par l'onde de plasma [31, 58, 72], et enfin l'auto-modulation d'une impulsion laser longue [59, 73–75].

Il existe également une méthode de guidage qui n'utilise pas les propriétés optiques du plasma mais s'appuie sur les possibilités de réflexions d'une paroi. L'utilisation d'un tube capillaire diélectrique à été étudiée théoriquement et la faisabilité expérimentale démontrée [3, 4, 76–79]. Dans ce cas, le guidage de l'impulsion laser est assuré par la paroi du tube capillaire en verre par réflexions. Comme nous le verrons dans le chapitre 2, l'utilisation de ces tubes est

soumise à des conditions pour un couplage optimum entre le faisceau et le tube. Toutefois l'intérêt d'utiliser ces tubes réside dans le fait que la distance de guidage n'est plus une contrainte, celle-ci pouvant facilement atteindre 8 cm, ce qui a été démontré expérimentalement auparavant [78]. Cela permet d'envisager l'excitation d'une onde de plasma sur une très longue distance, ce que nous montrerons dans le chapitre 4 à l'aide de résultats expérimentaux.

Ce type de guidage par tube capillaire est particulièrement intéressant dans le cas où le régime de création de l'onde de plasma est linéaire ou faiblement non-linéaire. Il permet de découpler le guidage des propriétés du plasma, et peut être utilisé sur une large gamme de densité en plasma uniforme. Lorsque  $p_L \ll p_c$ , le guidage ne peut pas être assuré par les propriétés optiques du plasma par une variation de l'indice de réfraction.

### 1.3.5 Conditions pour accélérer des électrons injectés jusqu'au GeV

Nous avons vu que le gain d'énergie des électrons injectés dans l'onde de plasma dépendait de l'amplitude de l'onde, mais également de la longueur de déphasage. Nous regarderons dans cette partie les conditions nécessaires à l'obtention d'un gain d'énergie de 1 GeV en se plaçant à la condition de résonance.

La figure 1.8 est une carte du gain d'énergie  $\Delta W$  d'un électron en fonction de la durée d'impulsion à mi-hauteur  $\tau_L$  et de l'amplitude laser normalisée  $a_0$ , en se plaçant à la condition de résonance  $\omega_p \tau_L = 4\sqrt{\ln 2}$  dans le régime linéaire. Par définition, le régime est dit « linéaire » lorsque  $a_0^2 \ll 1$  et  $\delta n_e / n_{e0} < 1$ . Pour être dans ce régime, la valeur de l'amplitude laser est limitée à environ  $a_0 \leq 0.5$ . Les valeurs de  $a_0 > 0.5$  présentées sur la figure 1.8 servent à l'illustration.

Sont également tracés, la longueur de déphasage (courbe blanche) en fonction de la durée d'impulsion, et la courbe représentant un gain d'énergie fixé à 1 GeV (courbe jaune à tirets). Comme on peut le voir sur la courbe du gain d'énergie de 1 GeV, lorsque la durée d'impulsion diminue, l'amplitude requise ( $a_0$ ) augmente de manière non-linéaire. Pour des durées d'impulsions trop courtes, l'énergie requise se trouve dans le cas où le régime de création de l'onde de plasma n'est plus linéaire, et le calcul n'est plus valide.

*A contrario*, lorsque la durée d'impulsion augmente, l'amplitude laser nécessaire diminue, ainsi que la pression de résonance, ce qui va dans le sens d'un régime de création de l'onde de plasma linéaire. Toutefois, la diminution de la pression de résonance conduit également à une diminution de l'amplitude de l'onde de plasma et à la nécessité d'accélérer les électrons sur une plus grande distance. Ceci est rendu possible par le fait que la longueur de déphasage  $L_d$  augmente avec la durée d'impulsion. Si l'augmentation de la durée d'impulsion est bénéfique, il faut rappeler que l'objectif est d'accélérer les électrons sur de courtes distances, et que le guidage

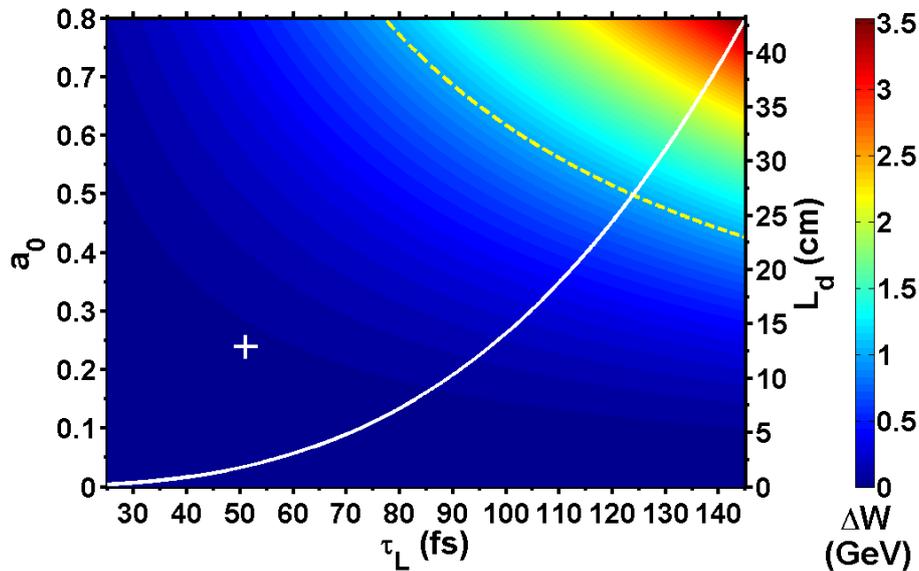


FIGURE 1.8 – Gain d'énergie d'un électron en fonction de la durée d'impulsion  $\tau_L$  et de l'amplitude laser normalisée  $a_0$  dans le cas de la condition de résonance  $\omega_p \tau_L = 4\sqrt{\ln 2}$ ; la courbe blanche est la longueur de déphasage  $L_d$  calculée en fonction de la durée d'impulsion à la résonance et la courbe jaune à tirets est l'amplitude  $a_0$  en fonction de la durée d'impulsion pour un gain d'énergie  $\Delta W$  fixé à 1 GeV; la croix blanche représente les paramètres utilisés dans l'expérience dont les résultats sont présentés chapitre 4.

par un tube capillaire est limité par l'amortissement aux parois. Les valeurs de  $L_d$  obtenues sur la figure 1.8 sont accessibles par le guidage du laser dans un tube capillaire, comme nous le verrons au chapitre 2. Cette figure indique un optimum pour obtenir une énergie de 1 GeV à la résonance, réalisé pour  $\tau_L \sim 124$  fs,  $L_d \sim 0.27$  m et  $a_0 \sim 0.5$ . Il s'agit de paramètres tels que le régime est linéaire et la longueur de déphasage est la plus courte possible. L'expérience dont les résultats sont présentés au chapitre 4 a été réalisée pour  $\tau_L \sim 50$  fs et  $a_0 \sim 0.24$ , paramètres représentés par la croix blanche. Si nous utilisons une installation laser délivrant ces valeurs, c'est qu'il s'agit des équipements les plus accessibles.

## 1.4 Diagnostic de l'onde de plasma

### 1.4.1 Introduction

Il existe de nombreux diagnostics pour la mesure d'une onde de plasma qui ont déjà été testés expérimentalement. Nous avons ainsi la méthode interférométrique [80] ou encore celle

par diffusion Thomson [81]. Ces deux diagnostics permettent de déterminer l'amplitude des ondes de plasmas produites. Toutefois dans le régime de travail où nous nous plaçons, densité électronique  $n_{e0} < n_c$ , puissance de l'impulsion laser  $p_L < p_c$  et grande longueur d'interaction, les conditions ne sont pas favorables pour ces diagnostics. Il faut donc d'autres diagnostics optiques.

Dans cette section, je vais présenter le principe du diagnostic optique que nous avons utilisé pour mesurer l'amplitude de l'onde de plasma. Ce diagnostic repose sur un effet calculé par N.E Andreev *et al* [2]. Il consiste à observer les modifications de l'impulsion laser lors de son passage à travers le plasma et la génération d'une onde de sillage, pour déterminer l'amplitude de la perturbation de densité électronique dans le plasma dans le régime linéaire ou modérément non-linéaire.

Les spectres de la lumière laser transmise à travers des tubes capillaire remplis de gaz montrent un élargissement spectral vers le bleu et le rouge. Dans la gamme de paramètres pertinents (pression de gaz comprise entre 0 et 100 mbar, durée d'impulsion  $\tau_L \approx 40$  fs, énergie laser totale dans le plan focal  $\mathcal{E}_L < 700$  mJ) pour une expérience de création d'une onde de plasma dans le régime linéaire dans un tube capillaire, les modifications spectrales de l'impulsion laser responsables de la génération d'une onde de sillage, après sa propagation dans le plasma sur une longue distance, sont principalement liées aux rapides changements d'indice de réfraction du plasma pendant la formation de l'onde de plasma. Le front de montée de l'impulsion laser crée une augmentation de la densité électronique, qui mène à un décalage vers le bleu à l'avant de l'impulsion, tandis que à l'arrière de l'impulsion se crée une diminution de la densité électronique de plus grande amplitude, et donc un décalage vers le rouge du spectre.

Un second diagnostic à été proposé par Andreev *et al* [82], qui consiste à mesurer l'amplitude des modulations spectrales d'un faisceau sonde traversant l'onde de plasma créée par un faisceau laser pompe. Ce diagnostic à été tenté, mais l'impossibilité de discriminer les signaux parasites, provenant d'effets non-linéaires dans la paroi du capillaire, du signal de mesure, nous ont conduit à abandonner cette technique temporairement, et c'est pourquoi je ne développerai pas plus ce sujet.

## 1.4.2 Décalage spectral

### 1.4.2.1 Origine physique

Un impulsion laser peut être décrite de deux manières différentes, dans le domaine réel, spatial ou temporel, comme donné par l'équation (1.21), ou dans le domaine spectral. L'équation

de l'impulsion laser dans ce domaine est obtenue par transformée de Fourier :

$$F(f) : \omega \mapsto \hat{f}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (1.52)$$

Possédant une largeur temporelle caractéristique correspondant à la durée d'impulsion  $\tau_L$ , par transformée de Fourier l'impulsion possède également une largeur spectrale  $\Delta\lambda_L$  (ou  $\Delta\omega_L$ ).

Le diagnostic principal de mesure de l'amplitude de l'onde de plasma dans un tube capillaire concerne l'observation des modifications spectrales de l'impulsion laser ionisant le gaz dans le tube capillaire. L'effet qui nous intéresse est plus particulièrement le décalage vers le rouge de la fréquence de notre laser. Nous avons déterminé avec l'équation (1.51) que l'indice de réfraction du plasma dépend de sa densité électronique. En créant une onde de plasma sinusoïdale, une impulsion laser courte,  $c\tau_L \leq \lambda_p$ , voit donc alternativement une zone de densité électronique élevée à l'avant de l'impulsion et une zone de densité plus faible à l'arrière de l'impulsion. La vitesse de groupe du laser s'écrivant  $v_{gL} = c\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega_L^2}$ , et  $\omega_p^2 \propto n_e$ , cela signifie que la vitesse de groupe du laser sera plus lente à l'avant de l'impulsion, là où la densité est plus élevée, et plus rapide à l'arrière. La phase de l'impulsion laser est alors modifiée lors de sa propagation dans le plasma tel que :

$$\phi_L(t) = \omega_L t - \frac{2\pi}{\lambda_L} \eta(t) z, \quad (1.53)$$

où  $\omega_L$  et  $\lambda_L$  sont respectivement la fréquence de la porteuse et la longueur d'onde dans le vide de l'impulsion,  $z$  la distance de propagation de l'impulsion laser et  $\eta(t)$  l'indice optique du milieu dépendent du temps. A partir de la phase, nous déduisons l'évolution de la fréquence de l'impulsion :

$$\omega(t) = \frac{\partial \phi_L(t)}{\partial t} = \omega_L - \frac{2\pi z}{\lambda_L} \frac{\partial \eta(t)}{\partial t}, \quad (1.54)$$

avec  $\partial \eta / \partial t \simeq -(2n_c)^{-1} \partial n_e / \partial t$ . Dans le cas d'une onde de plasma dans le sillage d'une impulsion laser, nous avons vu sur la figure 1.4 que la densité électronique évolue sinusoïdalement. Le spectre de l'impulsion laser va donc présenter des parties dont la fréquence diminuera, la variation de la densité électronique étant négative ( $\partial(\delta n_e/n_{e0})/\partial t < 0$ ) et la longueur d'onde augmentant par rapport à la longueur d'onde dans le vide et donc allant vers le rouge, et d'autres dont la fréquence augmentera, la variation de la densité électronique étant positive ( $\partial(\delta n_e/n_{e0})/\partial t > 0$ ) et la longueur d'onde diminuant, donc allant vers le bleu. En conséquence de quoi, nous obtenons dans cette condition un élargissement spectral de l'impulsion laser.

### 1.4.2.2 Expressions analytiques

Le calcul du décalage spectral a été effectué par N. E. Andreev *et al* [2]. Une impulsion laser guidée dans un tube capillaire ionise le gaz et excite une onde de plasma. L'amplitude de l'onde de plasma excitée est reliée au décalage spectral de l'impulsion laser. Pour l'analyse des

spectres expérimentaux obtenus au cours de cette thèse, nous verrons quelle est cette relation théorique ainsi que la méthode d'analyse.

Ce diagnostic consiste à mesurer le décalage en fréquence du spectre de l'impulsion après sa traversée du plasma dans le tube capillaire par rapport à la fréquence en entrée du tube. Pour caractériser la fréquence moyenne de l'impulsion, on utilise la valeur moyenne du carré de la fréquence, pour une propagation dans le milieu après une distance  $z$ , définie par

$$\langle \omega^2 \rangle (z) = \frac{\int_0^\infty (\omega)^2 \int_0^\infty |a(\omega, r, z)|^2 r dr d\omega}{\int_0^\infty \int_0^\infty |a(\omega, r, z)|^2 r dr d\omega} \equiv \frac{\int_0^\infty \omega^2 I(\omega, z) d\omega}{\int_0^\infty I(\omega, z) d\omega}, \quad (1.55)$$

où  $I(\omega, z) \propto \int_0^\infty |E_L(\omega, r, z)|^2 r dr$  est l'intensité spectrale de l'impulsion laser intégrée sur le rayon, avec  $E_L(\omega, r, z)$  le champ électrique laser dans l'espace de Fourier. Suivant la définition de la moyenne donnée par l'équation (1.55), le décalage spectral de l'impulsion à la position  $z$  est alors :

$$\delta\omega(z) \equiv \frac{\langle \omega^2 \rangle (z) - \langle \omega^2 \rangle (0)}{2\sqrt{\langle \omega^2 \rangle (0)}} \approx \frac{\langle \omega^2 \rangle (z) - \omega_L^2}{2\omega_L}, \quad (1.56)$$

où  $\langle \omega^2 \rangle (0)$  est la valeur quadratique moyenne de la fréquence de l'impulsion laser dans le plan focal (supposé l'entrée du tube capillaire) qui peut être approchée par  $\omega_L^2$ , la fréquence centrale de l'impulsion dans le vide. L'approximation est valable lorsque le spectre en entrée a son maximum en  $\omega = \omega_L$ , avec un rapport d'intensité sur le spectre  $I(\omega_L, 0) \gg I(\omega, 0)$ . Pour l'analyse des données expérimentales il est plus pratique de représenter le décalage en longueurs d'ondes. A partir de la relation (1.56), on obtient :

$$\frac{\Delta\lambda(z)}{\lambda_L} = \left( \frac{1}{\frac{\delta\omega(z)}{\omega_L} + 1} - 1 \right). \quad (1.57)$$

Lorsque le maximum d'intensité de l'impulsion est très supérieur à la valeur du seuil d'ionisation du gaz, alors l'ionisation et la génération de l'onde de sillage sont séparées dans le temps. Dans ce cas, le décalage spectral total est la combinaison linéaire du décalage spectral dû à l'ionisation  $\delta\omega_{ion}/\omega_p$  et du décalage associé à la création de l'onde de sillage  $\delta\omega_{wf}/\omega_p$ . Le décalage spectral total s'écrit alors :

$$\frac{\delta\omega}{\omega_p} = \frac{\delta\omega_{ion}}{\omega_p} + \frac{\delta\omega_{wf}}{\omega_p}. \quad (1.58)$$

En se plaçant dans les conditions du régime linéaire ou faiblement relativiste,  $|a| < 1$  et  $\delta\phi \equiv |\phi - 1| \ll 1$ , où  $\phi$  est le potentiel normalisé de l'onde de plasma, en supposant que la contribution de l'ionisation est négligeable et que la distribution de charges ioniques est

uniforme spatialement, l'expression de l'amplitude maximum du champ électrique de l'onde de sillage dans le cas cylindrique est donnée par [2] :

$$E_{max}^2 = \frac{m_e^2 c^2 \omega_p^2}{e^2 16} \left\{ k_p^2 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} |a|^2 \exp(-ik_p \zeta) d\zeta \right|^2 \times \left| \frac{\partial}{\partial r} \int_{-\infty}^{+\infty} |a|^2 \exp(-ik_p \zeta) d\zeta \right|^2 \right\}. \quad (1.59)$$

Le décalage spectral de l'impulsion laser associé à ce champ  $E_{max}$  est donné par [83] :

$$\frac{\delta\omega_{wf}}{\omega_p} = -\frac{\omega_L}{\omega_p} \frac{1}{\mathcal{E}_{out}} \frac{1}{8\pi} \int_V E_{max}^2 d^3\vec{r}, \quad (1.60)$$

où  $\mathcal{E}_{out}$  est l'énergie totale dans l'impulsion en sortie du tube capillaire. On voit que la relation n'est pas simplement linéaire entre les deux quantités, amplitude du champ électrique et décalage en fréquence du spectre. Une détermination rapide du champ électrique peut être faite en considérant l'amplitude maximum du champ électrique comme constante, et on obtient :

$$\frac{\delta\omega_{wf}}{\omega_p} = -\frac{\omega_L}{\omega_p} \frac{1}{\mathcal{E}_{out}} \frac{1}{8\pi} E_{max}^2 V, \quad (1.61)$$

où  $V$  est le volume d'interaction de l'impulsion laser avec le plasma, c'est-à-dire le volume du cœur du tube capillaire.

Nous présenterons dans le chapitre 2 les conditions du couplage d'une impulsion gaussienne avec un tube capillaire. Nous supposons ici que le faisceau est parfaitement centré sur l'axe du tube et que sa taille correspond au critère d'un couplage optimum, alors nous obtenons un couplage monomode où 98% de l'énergie du faisceau incident se retrouve dans le premier mode couplé avec le tube. Dans ce cas, nous écrivons l'amplitude du potentiel vecteur normalisé :

$$|a(\zeta, z, r)|^2 = |a_0|^2 \exp \left[ -2k_{a1}z - 2\frac{(\zeta - \zeta_0)^2}{c^2\tau_0^2} \right] J_0^2 \left( u_1 \frac{r}{R_{cap}} \right), \quad (1.62)$$

où  $u_1 \simeq 2.405$  est la première racine de l'équation  $J_0(x) = 0$  et  $J_0$  la fonction de Bessel d'ordre entier,  $k_{a1}$  représente l'amortissement du premier mode dû aux pertes par réflexion dans une paroi diélectrique lors de la propagation dans le tube capillaire,  $R_{cap}$  est le rayon interne du tube capillaire, et  $\tau_0 = \tau_L/\sqrt{2\ln 2}$  est la durée à  $1/e^2$  du maximum de l'impulsion.

Le décalage spectral pour une impulsion gaussienne monomode dans un tube capillaire s'obtient en utilisant (1.62) et (1.59) dans (1.60) :

$$\frac{\delta\omega_{wf}}{\omega_p} = -\frac{1}{64} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_p}{\omega_L} a_0^2 \frac{k_p}{k_{a1}} D(\Omega) [1 - \exp(-4k_{a1}z)] \left( C_1 + \frac{C_2}{k_p^2 R_{cap}^2} \right), \quad (1.63)$$

où les constantes  $C_1$  et  $C_2$  sont définies par :

$$C_1 \equiv \int_0^{u_1} x J_0^4(x) dx \left( \int_0^{u_1} x J_0^2(x) dx \right)^{-1} \approx 0.5655, \quad (1.64)$$

$$C_2 \equiv 4b_1^2 \int_0^{u_1} x J_0^2(x) J_1^2(x) dx \left( \int_0^{u_1} x J_0^2(x) dx \right)^{-1} \approx 4.361, \quad (1.65)$$

où  $D(\Omega)$  est donnée par  $D(\Omega) = \omega_p \tau_0 \exp(-(\omega_p \tau_0)^2/4)$ .

L'équation (1.63) exprime le décalage spectral théorique observable en fonction des paramètres du laser, de la densité électronique à travers  $\omega_p$  et des paramètres du tube capillaire. Il s'agit là de l'expression théorique utilisée pour la comparaison avec les résultats expérimentaux, ce que nous verrons chapitre au 4. Elle peut être décomposée en trois parties : la composante d'excitation résonante de l'onde de plasma  $\propto a_0^2 k_p D(\Omega)$ , les pertes d'énergie du laser à la paroi  $\exp(-2k_{a1}z)$ , les paramètres du couplage de l'impulsion laser gaussienne avec le tube capillaire ( $C_1$  et  $C_2$ ). Il est à noter que cette équation n'est valable que dans un cas idéal, où l'impulsion est une gaussienne spatialement et temporellement et que son couplage avec le tube est parfait. Ceci ne prend donc pas en compte les effets possibles d'un décentrage de l'impulsion sur le mécanisme de création de l'onde de plasma et la modification spectrale, ni la situation plausible d'un faisceau non gaussien.

Le décalage spectral total de l'impulsion laser, donné par l'équation (1.58), est la somme du décalage spectral provoqué par l'onde de plasma dans le sillage du laser et du décalage dû à l'ionisation du gaz. L'estimation de ce dernier,  $\delta\omega_{ion}/\omega_p$ , donné dans la littérature [2] après des simulations numériques fournit une dépendance en fonction de la longueur telle que :

$$\frac{\delta\omega_{ion}}{\omega_p} = 0.635 \times 10^{-2} z [\text{cm}]. \quad (1.66)$$

Cette contribution est toutefois très faible par comparaison à celle du décalage spectral dû à l'onde de plasma. Une application numérique, pour un capillaire de 70 mm de long et un rayon  $R_{cap} = 50 \mu\text{m}$ , une durée d'impulsion  $\tau_L = 45 \text{fs}$ , une pression d'hydrogène  $H_2$   $P = 34.8 \text{mbar}$ , une intensité lumineuse maximum  $I_{max} = 1.3 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ ,  $a_0 \simeq 0.24$  et une longueur d'onde du laser  $\lambda_L = 800 \text{nm}$ , donne un décalage spectral normalisé  $\delta\omega_{wf}/\omega_p \simeq -0.48$  et la contribution de l'ionisation  $\delta\omega_{ion}/\omega_p = 0.04$  ce qui donne un facteur 10 entre l'amplitude des deux décalages.

Ce diagnostic optique a un effet cumulatif : plus la distance de propagation dans le plasma est grande, plus le décalage spectral observé sera important. *A contrario*, pour de courtes longueurs de propagation ( $L_{cap} \leq 2 \text{cm}$  soit quelques longueurs de Rayleigh) le décalage spectral sera faible. Une autre limitation concerne le profil spatial de l'impulsion qui doit être parfaitement gaussien dans le plan focal et le faisceau devant être centré sur l'axe de propagation du capillaire. Le couplage du faisceau laser avec le tube capillaire doit être monomode (nous verrons dans le chapitre 2 ce que signifie cette condition). Le diagnostic proposé n'est également valable que dans le régime de création d'une onde de plasma linéaire. L'apparition d'effets non-linéaires a pour conséquence de modifier l'impulsion laser ce qui rend caduque la description analytique. Toutefois, comme nous le verrons dans le chapitre 4, l'utilisation de simulations numériques permet de retrouver les résultats du décalage spectral même dans un cas faiblement non-linéaire.

### 1.4.3 Résolution numérique

Le diagnostic de décalage spectral a été mis en place dans le code de calcul de l'onde de plasma, utilisé pour faire la comparaison avec des résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 4. Ce code numérique est un code fluide 3D en coordonnées cylindriques qui a été développé par N.E. Andreev. Les équations résolues sont décrites dans l'article de N. E. Andreev *et al* [84].

Ce code sert à la description de la propagation et la modification d'une impulsion laser dans un tube capillaire en présence d'un plasma. La géométrie des tubes capillaires justifie le type de coordonnées utilisé et permet de réduire le temps de calcul. Toutefois, l'utilisation de ce code nécessite des approximations, en particulier sur la forme spatiale de l'impulsion laser. En effet, tel qu'il a été utilisé pour obtenir les résultats numériques présentés dans le chapitre 4, ce code utilise la géométrie cylindrique et n'autorise pas la prise en compte d'un décalage spatial de l'impulsion en entrée de capillaire par rapport à l'axe du tube et nécessite un profil spatial symétrique autour de l'axe de propagation. Le profil spatial de l'impulsion est donc réduit à un profil radial de révolution autour de l'axe central du tube.

La propagation non-linéaire de l'impulsion laser dans un tube capillaire rempli de gaz est décrite en utilisant l'équation d'onde :

$$\left\{ 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} + 2 \frac{\partial^2}{\partial z \partial \zeta} + \Delta_{\perp} \right\} a = k_0^2 \left( \frac{n_e}{n_c \gamma} a - iG^{ion} \right), \quad (1.67)$$

où  $iG^{ion}$  est le courant d'ionisation normalisé qui représente l'énergie du laser perdue lors du processus d'ionisation. Avec l'approximation quasi-statique [58], la réponse du plasma relativiste  $n_e/\gamma$  à cette excitation peut être exprimée en utilisant le potentiel  $\phi$  :

$$\frac{n_e}{\gamma} = n_{e0} \frac{1 + k_p^{-2} \Delta_{\perp} \phi}{\phi + \delta\phi_s}, \quad (1.68)$$

où  $\delta\phi_s$  décrit les effets de l'ionisation sur la génération de l'onde de plasma dans le sillage du laser. Lorsque l'impulsion laser se propage dans un gaz, la cinétique de l'ionisation détermine la densité électronique produite par l'ionisation, et complète les équations (1.67) et (1.68) servant à la description du mécanisme de création de l'onde de plasma :

$$\frac{\partial n_{e0}}{\partial \zeta} = -\frac{1}{c} \sum_{k=0}^{Z_e-1} \overline{W_k} N_k, \quad (1.69)$$

où  $N_k$  et  $\overline{W_k}$  sont les moyennes sur la période du laser de la densité ionique et de la probabilité d'ionisation par effet tunnel des ions de charge  $k = 0, 1, \dots, Z_e$ , et  $Z_e$  le nombre de charge atomique.

Pour la modélisation de la propagation d'une impulsion laser et la création d'une onde de plasma dans le sillage, dans un tube capillaire rempli de gaz, il faut définir des conditions aux limites. Pour une impulsion laser polarisée linéairement les conditions aux limites à la paroi du tube capillaire utilisées sont, en  $r = R_{cap}$  :

$$\frac{\partial a}{\partial r} = 2ik_0 \frac{(\varepsilon_w - 1)^{1/2}}{\varepsilon_w + 1} \left( 1 - \frac{i}{k_0} \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) a, \quad (1.70)$$

où  $\varepsilon_w$  est la constante diélectrique de la paroi du tube capillaire. Les conditions aux limites sur le potentiel de l'onde de plasma sont  $\phi = 1$  dans le gaz non perturbé à l'avant de l'impulsion,  $\zeta \rightarrow +\infty$ , et à la paroi du capillaire  $r = R_{cap}$ .

## 1.5 Conclusion

Nous avons pu voir au cours de ce chapitre l'intérêt que pouvait revêtir la technique d'accélération d'électrons dans une onde de plasma créée par sillage laser. Sa capacité à pouvoir accélérer des paquets d'électrons sur de très courtes distances grâce à des champs électriques de plusieurs GV/m en fait une technique prometteuse pour l'avenir. La nécessité de travailler à basse pression pour une augmentation de la longueur accélératrice, et donc une énergie finale d'un paquet d'électrons accéléré plus importante, nécessite de guider l'impulsion laser sur de grandes longueurs. Nous avons vu que certaines techniques de guidage en utilisant les propriétés optiques du plasma n'étaient réalisables que pour de fortes pressions et dans des régimes non-linéaires voir fortement non-linéaires.

L'utilisation de tubes capillaires diélectriques, où le guidage est assuré par les parois, est la voie que nous avons étudié. Cette solution permet effectivement de travailler à basse densité et en restant dans le régime linéaire, l'intérêt de ce régime étant de pouvoir contrôler, à terme, l'amplitude du champ électrique accélérateur de l'onde de plasma et donc l'énergie des électrons.

Nous pouvons tirer quelques conclusions sur les énergies atteignables pour des faisceaux d'électrons accélérés et sur les limitations inhérentes à cette technique. Ainsi nous avons montré que les champs électriques accessibles théoriquement sont de l'ordre de plusieurs GV/m, ce qui rend possible l'obtention d'électrons accélérés sur quelques centimètres avec des énergies atteignant le GeV. Toutefois nous avons constaté qu'il existe des limitations sur les longueurs accélératrices qui réduisent les énergies maximums disponibles, et c'est avec ces limites qu'il faudra jouer pour optimiser le gain d'énergie des électrons.

La modification du spectre de l'impulsion laser au cours de l'excitation de l'onde de plasma permet d'obtenir l'amplitude de la perturbation de densité intégrée sur la longueur de propagation. Nous verrons, par la comparaison avec les résultats expérimentaux et les simulations

numériques, que cette description théorique est incomplète. La suite de cette thèse sera donc consacrée à l'explication des techniques permettant la réalisation d'un tel diagnostic, ainsi qu'à l'exploitation des résultats obtenus.



## Chapitre 2

# Propriétés et caractéristiques du guidage dans un tube capillaire

## 2.1 Introduction

Nous avons introduit dans le chapitre 1 la notion de guidage d'une impulsion laser. En effet, sous l'action de la diffraction, l'intensité d'un faisceau lumineux diminue après focalisation, rendant difficile son utilisation pour l'interaction avec un plasma sur de grandes longueurs. C'est pourquoi plusieurs techniques de guidage des impulsions lasers ont été développées au cours des décennies précédentes.

Ce chapitre décrira les propriétés du guidage dans des tubes capillaires. Nous regarderons quelles sont les conditions sur le couplage entre le laser et le tube pour une transmission de l'énergie optimum.

Seront également présentés dans ce chapitre les résultats de mesure de densité. Ces mesures nous permettent de savoir si la pression du gaz dans le tube capillaire correspond à la pression du gaz au niveau du régulateur, et elles constituent un premier pas vers une connaissance plus approfondie de la carte de densité dans le tube par des modélisations numériques. Elles ne sont donc qu'indicatives, mais elles furent utiles pour l'amélioration de notre système d'injection de gaz.

## 2.2 Description des tubes capillaires

Les tubes capillaires utilisés sont des cylindres de verre de marque Friedrich & Dimmock. Ils ont un diamètre externe de 5.5 mm et possèdent un cœur vide d'un diamètre adapté à la taille du faisceau laser pour un guidage monomode, ce diamètre pouvant aller de 25  $\mu\text{m}$  à 250  $\mu\text{m}$ .

L'utilisation des tubes capillaires pour l'accélération d'électrons répond à la problématique du guidage d'un faisceau laser intense sur une longue distance, et à l'interaction de celui-ci avec un gaz pour la création d'un plasma et d'une onde de plasma qui sert à l'accélération d'électrons. Il est donc nécessaire d'injecter du gaz dans ces tubes de façon à avoir un remplissage homogène sur toute leur longueur. Pour ce faire, nous utilisons deux fentes réalisées dans la section du corps du capillaire à l'aide d'une scie à fil diamanté, jusqu'au niveau du cœur du capillaire.

Le fil de la scie a un diamètre  $\approx 250 \mu\text{m}$ , ce qui donne donc une fente avec une largeur de cet ordre de grandeur. Les fentes sont placées à quelques millimètres des faces de sortie du capillaire, typiquement 5 mm (voir figure 2.1). L'utilisation de deux fentes pour l'injection de gaz permet de réaliser un remplissage homogène de la pression entre les deux fentes.

La fuite de gaz vers l'enceinte à vide aux deux extrémités du capillaire induit un gradient de pression entre la fente et l'extrémité du tube. Pour minimiser la distance sur laquelle ce gradient

existe il est souhaitable que la fente soit le plus près possible de l'extrémité. Par ailleurs une position de fente trop proche de l'extrémité rend cette dernière fragile, lors de la manipulation des capillaires et au cours de l'interaction avec le laser. La distance de 5 mm constitue un compromis entre ces deux contraintes. On retrouve le schéma d'un capillaire et ses dimensions caractéristiques sur la figure 2.1.

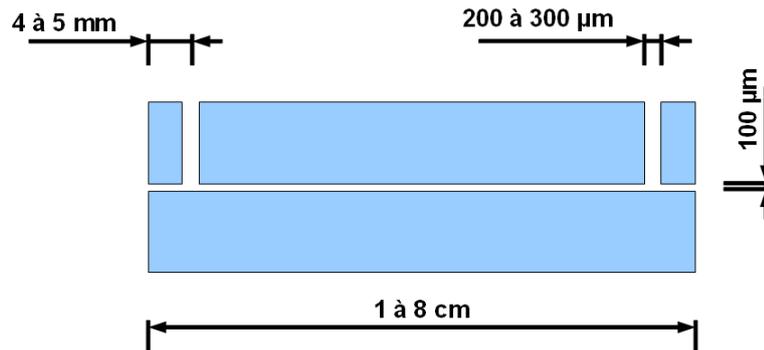


FIGURE 2.1 – Schéma d'un tube capillaire avec ses dimensions caractéristiques.

La figure 2.2 est la photographie d'une fente vue de dessus, et du trou réalisé dans un tube capillaire avec une scie à fil diamanté autorisant une précision sur la profondeur de la fente de l'ordre d'une dizaine de micromètres. Comme on peut le voir sur cette photographie, la coupe de la scie arrive jusqu'au niveau du cœur du capillaire, visible en gris plus foncé que la paroi du capillaire dû au changement d'indice de réfraction à l'interface verre-air. La bande centrale verticale correspond à la fente découpée dans le verre. La mise au point du microscope est faite sur le fond de cette fente qui correspond à la profondeur du cœur. Horizontalement on observe en gris foncé la paroi du cœur ainsi que le trou réalisé dans la paroi qui est d'un gris plus clair. Des deux côtés de cette bande centrale verticale, nous avons les deux parties du tube capillaire qui n'ont pas été découpées. Le matériau étant du verre, les parois du cœur sont visibles d'une manière déformée et grossie en gris foncé.

De manière à éviter de trop perturber le guidage, la découpe ne fait qu'effleurer le cœur, sans le traverser, donnant au final un trou d'une dimension de l'ordre de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre. Le fait d'effleurer ou de traverser complètement le cœur du capillaire influera un peu sur le guidage et la transmission, on a pu observer que les pertes ne sont que de quelques % en transmission ( $\sim 5\%$ ), alors que les conséquences sur le remplissage sont bien plus importantes. En effet, la traversée complète du cœur permet un débit de gaz plus élevé, ce qui favorise un remplissage plus homogène du gaz dans le tube capillaire.

Les capillaires fendus sont disposés dans un porte-capillaire pour l'injection du gaz. Sur la

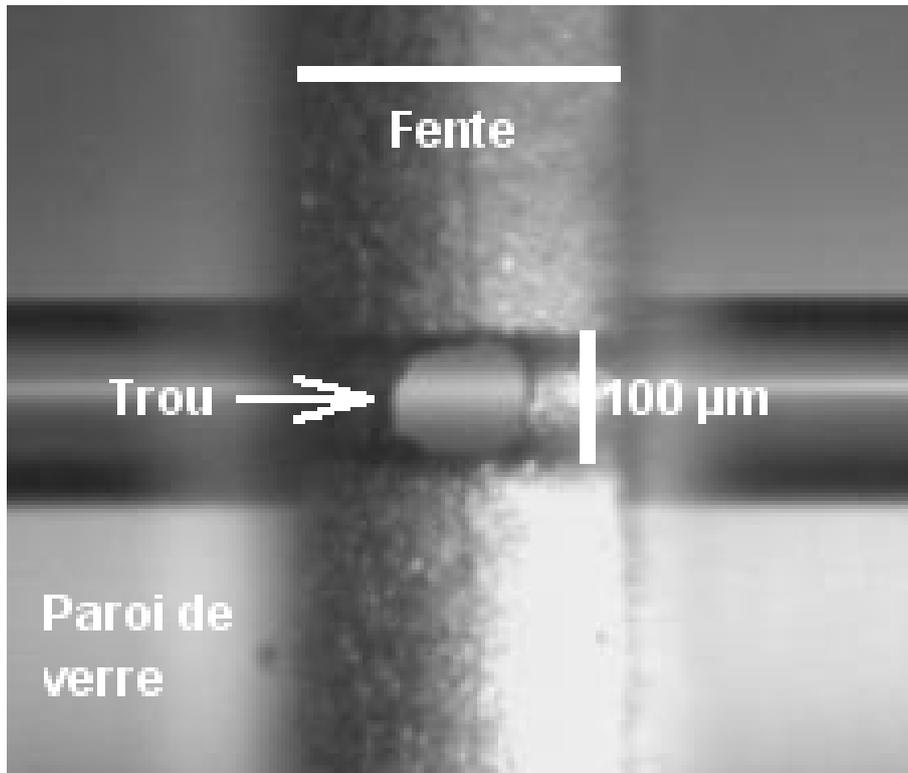


FIGURE 2.2 – Fente et trou dans un capillaire de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre ; on distingue nettement le cœur en gris plus foncé que le reste du capillaire dû au changement d'indice de réfraction ; fente et trou sont réalisés par une scie à fil diamant d'un diamètre d'environ  $250\ \mu\text{m}$ .

figure 2.3 nous visualisons un tube capillaire monté et collé dans son porte-capillaire étanche extensible. Il s'agit du système qui permet de maintenir le capillaire pour procéder à son alignement sur le faisceau laser, ainsi qu'à son remplissage avec du gaz. Il est constitué de deux boîtes évidées placées aux extrémités, auxquelles sont connectés des flexibles d'arrivée de gaz, et qui forment deux petits réservoirs du gaz qui sera injecté dans le tube capillaire *via* les fentes. Le tube capillaire est collé aux boîtes au niveau des bords afin de réaliser l'étanchéité, cette colle étant une colle très élastique pouvant être utilisée sous vide et qui permet de réduire les contraintes mécaniques sur le capillaire et d'éviter de le fragiliser. De plus une telle colle peut facilement être retirée, ce qui autorise une analyse du capillaire *a posteriori*, sans avoir à le détruire pour le retirer de ses boîtes étanches. L'ensemble est placé sous vide dans l'enceinte d'interaction.



FIGURE 2.3 – Capillaire monté et collé dans son porte-capillaire étanche et extensible.

## 2.3 Modes propres d'un tube capillaire

Le champ électrique d'une onde de pulsation  $\omega_L$  polarisée rectilignement suivant  $\vec{e}_x$ , qui se propage à l'intérieur d'un capillaire de rayon  $R_{cap}$ , dans l'approximation paraxiale, peut s'écrire comme une superposition de modes propres du tube, à l'ordre zéro [85] :

$$\vec{E}_L(r, z, t) = \sum_{m \geq 1} A_m J_0 \left( u_m \frac{r}{R_{cap}} \right) \cos[\omega_L t - k_0 z] \exp(-k_{am} z) \vec{e}_x, \quad (2.1)$$

où  $A_m$  est la proportion du champ dans le mode  $m$ ,  $k_{am}$  est le coefficient d'amortissement du mode  $m$ ,  $k_0$  est le nombre d'onde du laser dans le vide en milieu infini,  $r$  la distance par rapport à l'axe et  $u_m$  les  $m^{\text{ième}}$  racines de l'équation  $J_0(x) = 0$ . On retrouve les valeurs de  $u_m$  dans le tableau 2.4.

Les coefficients  $A_m$  sont déterminés par la résolution de l'équation d'onde dans le tube capillaire avec la condition de continuité du champ à l'entrée du tube capillaire ( $z = 0$ ). Ils s'écrivent [86] :

$$A_m = \frac{\int_0^{R_{cap}} r F_L \left( \frac{r}{R_{cap}} \right) J_0 \left( u_m \frac{r}{R_{cap}} \right) dr}{\int_0^{R_{cap}} r J_0^2 \left( u_m \frac{r}{R_{cap}} \right) dr}. \quad (2.2)$$

On voit que le numérateur correspond à la projection du faisceau incident, représenté par

la fonction  $F_L(r/R_{cap})$ , sur les modes  $J_0(u_m r/R_{cap})$ . Le dénominateur est l'énergie du faisceau dans le mode  $m$  sur une section.

$m$	$u_m$
1	2.404826
2	5.520078
3	8.653728
4	11.79153
5	14.93092
6	18.07106
7	21.21164
8	24.35247
9	27.49348

FIGURE 2.4 - Tableau des racines de l'équation  $J_0(x) = 0$ .

Les modes propres sont des modes hybrides dits  $\mathbf{EH}_{1m}$  similaires aux modes d'une fibre optique. Les autres composantes de champ électrique et magnétiques que  $E_{Lx}$  ne sont pas nulles et sont dans un rapport avec  $E_{Lx}$  de l'ordre de  $k_{\perp m} \equiv u_m/R_{cap}$ .

Les expressions des champs prenant en compte les termes d'ordre supérieur (en  $k_{\perp}/k_0$ ) sont nécessaires pour assurer la continuité des champs à l'interface cœur-verre (paroi du capillaire). Les champs sont évanescents dans la paroi en verre et s'annulent à l'infini. Les pertes par réflexion à la paroi, calculées avec les expressions complètes des champs à l'ordre 1, sont représentées par le coefficient d'amortissement  $k_{am}$  :

$$k_{am} = \frac{u_m^2}{2k_0^2 R_{cap}^3} \frac{1 + \varepsilon_w}{\sqrt{\varepsilon_w - 1}}. \quad (2.3)$$

Cet amortissement dépend du numéro du mode à travers  $u_m$ , qui augmente avec  $m$  (voir tableau 2.4). Il est d'autant plus fort que la longueur d'onde du laser est grande, et que le capillaire est de petit rayon. L'énergie de chaque mode varie comme  $\exp(-2k_{am}z)$ . On peut calculer une longueur caractéristique d'amortissement du mode  $m$  pour laquelle l'énergie du mode devient égale à  $e^{-2}$  :

$$L_{am} = \frac{1}{k_{am}} = \frac{2k_0^2 R_{cap}^3 \sqrt{\varepsilon_w - 1}}{u_m^2 (1 + \varepsilon_w)}. \quad (2.4)$$

Pour le premier mode  $m = 1$ , une longueur d'onde du laser  $\lambda_0 = 800$  nm, un tube capillaire en verre de constante diélectrique  $\varepsilon_w = 2.25$  ayant un rayon du cœur  $R_{cap} = 50$   $\mu\text{m}$ , nous retrouvons les valeurs de la longueur d'amortissement dans le tableau 2.5.

On voit donc avec ces valeurs que la propagation d'un faisceau laser sur une longue distance est possible en utilisant un tube capillaire. Cela démontre également l'intérêt de coupler le laser

$m$	$L_{am}$ (cm)
1	91.7
2	17.4
3	7.1
4	3.8
5	2.4
6	1.6
7	1.2
8	0.9
9	0.7

FIGURE 2.5 – Tableau des longueurs d’amortissement en fonction du mode  $m$  pour un tube capillaire de  $50\ \mu\text{m}$  de rayon et une longueur d’onde du laser  $\lambda_0 = 800\ \text{nm}$ .

avec le mode fondamental : plus le numéro du mode est élevé et plus la longueur d’amortissement est courte.

## 2.4 Principe et réalisation du couplage

Le couplage du faisceau laser avec le tube capillaire est un paramètre essentiel pour une bonne transmission de l’énergie à travers le tube. En effet, un bon couplage assure que l’essentiel de l’énergie sera guidée dans le capillaire et que les pertes dans les parois seront minimisées. Cela conduit à une augmentation de la durée de vie du capillaire mais participe également à l’amélioration de la qualité de l’onde de plasma créée dans le tube. Le couplage du laser avec le tube capillaire peut être décrit en termes de projection d’une onde sur les modes de propagation d’une cavité, en l’occurrence un cylindre.

Nous écrirons le couplage dans le cas d’un faisceau gaussien et d’une fonction d’Airy qui sont les faisceaux couramment employés expérimentalement. Nous verrons également l’influence du pointé laser sur la transmission d’énergie.

### 2.4.1 Couplage d'un faisceau Gaussien

Dans le cas d'un faisceau gaussien dans le plan  $z = 0$  polarisé suivant  $vece_x$ , l'amplitude de son champ électrique s'écrit :

$$E_G(r) = \sqrt{\frac{4\mu_0 c P_L}{\pi w_0^2}} \exp[-r^2/w_0^2]. \quad (2.5)$$

En égalisant l'énergie incidente dans le faisceau gaussien (équation (2.5)) et l'énergie couplée sur les modes propres du tube à l'ordre zéro donnée par l'équation (2.1), on obtient :

$$\sqrt{\frac{4\mu_0 c P_L}{\pi w_0^2}} \exp[-r^2/w_0^2] = \sum_m A_m J_0\left(u_m \frac{r}{a}\right). \quad (2.6)$$

La proportion de l'énergie incidente  $C_m$  qui se couple sur le mode  $m$  est donnée par :

$$C_m \simeq 2\alpha^2 \frac{[I_{m,exp(\alpha)}]^2}{J_1^2(u_m)}, \quad (2.7)$$

avec

$$I_{m,exp(\alpha)} = \int_0^1 2t \exp[-\alpha^2 t^2] J_0(u_m t) dt, \quad (2.8)$$

qui représente l'énergie qui se couple sur le mode  $m$  et où  $\alpha = R_{cap}/w_0$ .

La figure 2.6 représente la proportion d'énergie contenue dans les quatre premiers modes par rapport à l'énergie incidente  $C_m$  en fonction du paramètre  $\alpha$ , qui représente le rayon du tube par rapport à la taille du faisceau. Le seul cas de propagation quasi-monomode dans le capillaire est obtenu lorsque  $R_{cap}/w_0 = 1.55$  ou  $w_0/R_{cap} = 0.645$ . Dans ce cas, 98% de l'énergie incidente est contenue dans le premier mode, les 2% restant vont dans les modes d'ordre supérieur ( $\simeq 0.07\%$ ) ou sont perdus dans la paroi du capillaire ( $\simeq 1.03\%$ ). Nous appellerons par la suite couplage ou guidage monomode ces conditions d'excitation du mode fondamental. Est également représentée sur ce graphique la somme de l'énergie de l'ensemble des modes.

Pour  $R_{cap}/w_0 < 1.55$ , l'énergie incidente se couple essentiellement au mode fondamental. La fraction d'énergie incidente couplée est d'autant plus faible que le rayon du capillaire est petit. L'énergie au delà de  $R_{cap}$  atteint la face avant du capillaire en incidence normale et peut conduire à la création de plasma pour des intensités supérieures au seuil d'ionisation. Pour  $R_{cap}/w_0 > 1.55$ , l'énergie couplée est proche de l'énergie incidente totale. Cependant la contribution des modes supérieurs, essentiellement 2 et 3, est d'autant plus importante que  $R_{cap} > 1.55w_0$ . Comme seulement 4 modes sont pris en compte, au delà de  $R_{cap}/w_0 \simeq 4.5$  la somme commence à décroître, une partie de l'énergie se couplant également sur les modes d'ordre supérieur à 4 quand  $R_{cap}$  augmente. Il sera donc souhaitable, pour travailler en régime quasi-monomode, de choisir  $1.55 < R_{cap}/w_0 < 2$ .

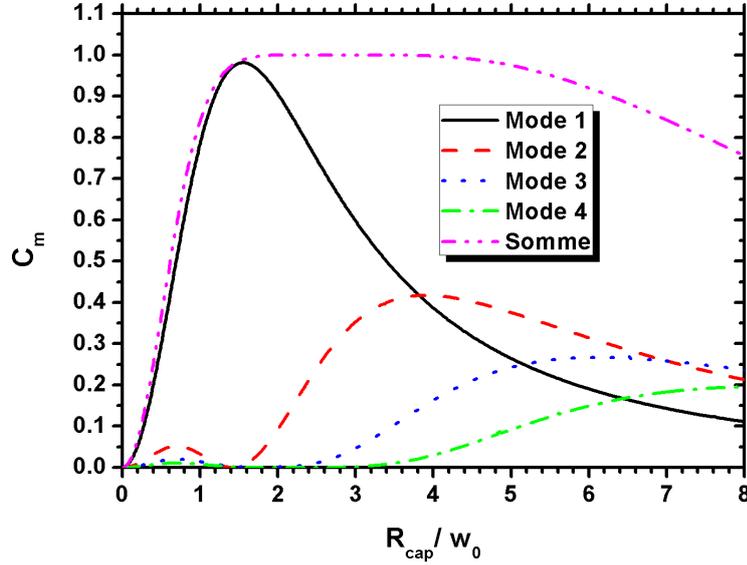


FIGURE 2.6 – Proportion de l'énergie incidente d'un faisceau gaussien sur les quatre premiers modes du capillaire en fonction du rapport du rayon du tube au rayon du faisceau incident.

### 2.4.2 Couplage d'une tache d'Airy

Dans le cas où le faisceau est un faisceau gaussien, diaphragmé ou limité par l'ouverture du système optique, ce qui est la majorité des situations, alors la figure de diffraction dans le plan focal est une tache d'Airy. Dans ce cas, le champ électrique pour une polarisation rectiligne suivant  $\vec{e}_x$ , a une amplitude dans le plan  $z = 0$  :

$$E_A = \sqrt{\frac{2c\mu_0 p_L}{\pi}} \frac{J_1(v_1 r/r_0)}{r}, \quad (2.9)$$

où  $J_1$  est la fonction de Bessel d'ordre 1,  $v_1 = 3.83170597$  le premier zéro de  $J_1$  et  $r_0$  est la distance à l'axe du faisceau du premier anneau sombre de la fonction d'Airy.

En égalisant l'énergie incidente contenue dans la tache d'Airy, et l'énergie des modes propres du tubes à l'ordre zéro, on obtient :

$$\sqrt{\frac{2c\mu_0 p_L}{\pi}} \frac{J_1(v_1 r/r_0)}{r} = \sum_m A_m J_0\left(u_m \frac{r}{R_{cap}}\right). \quad (2.10)$$

La proportion de l'énergie incidente qui se couple sur le mode  $m$  est alors donnée par :

$$C_m = \frac{4 [I_{m,exp(\alpha)}]^2}{I_{mm}}, \quad (2.11)$$

avec

$$I_{m,exp(\alpha)} = \int_0^1 J_1(v_1\alpha t)J_0(u_m t)dt, \quad (2.12)$$

où  $\alpha = R_{cap}/r_0$ .

La figure 2.7 représente la proportion de l'énergie,  $C_m$ , contenue dans les quatre premiers modes en fonction du paramètre  $\alpha = R_{cap}/r_0$ . Dans le cas du couplage d'une tache d'Airy avec un tube capillaire, on obtient un couplage monomode dans le cas où  $\alpha \sim 1$ , mais avec seulement 83% de l'énergie incidente contenue dans le premier mode. Les 17% restant sont perdus sur la face avant du capillaire. On voit donc qu'une tache d'Airy a un couplage moins efficace qu'un faisceau gaussien. Ceci est également visible sur la somme des contributions des modes où l'on peut constater que cette somme n'atteint pas les 100%, ce qui s'explique par le fait que la tache d'Airy présente des anneaux de diffraction qui ne se couplent pas avec le tube car situés à  $r > R_{cap}$  et sont perdus dans la paroi du capillaire et que le nombre de modes présentés sur cette figure est limité. L'utilisation d'une tache d'Airy est donc moins intéressante qu'une

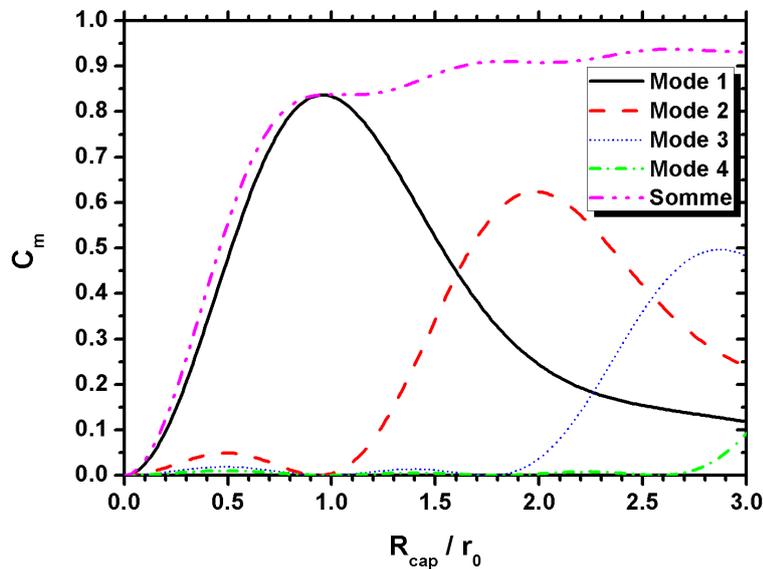


FIGURE 2.7 – Proportion de l'énergie incidente d'une tache d'Airy sur les quatre premiers modes du capillaire en fonction du rapport du rayon du tube au rayon du faisceau incident.

gaussienne : le couplage monomode est moins efficace et l'énergie perdue sur la face avant plus dangereuse du point de vue de l'ionisation à cause des anneaux de diffraction.

### 2.4.3 Influence du centrage du laser sur le couplage

On vient de montrer que le couplage du faisceau laser avec les modes du tube dépendait fortement du rapport de la taille du faisceau au diamètre du tube capillaire. Toutefois le calcul présenté n'est valable que lorsque le faisceau laser incident est parfaitement aligné sur l'axe du tube. Or expérimentalement, cette condition peut être difficile à réaliser, par le simple fait de l'existence d'un mouvement permanent de la position du faisceau.

Sur la figure 2.8 est représenté le système de coordonnées utilisé pour la représentation des déplacements et des angles du faisceau incident par rapport à l'axe du tube. Le système de coordonnées du capillaire est noté  $(x, y, z)$  et celui du faisceau laser  $(x', y', z')$ . L'axe du laser peut posséder un angle d'incidence par rapport à l'axe du tube, que l'on note  $\theta_{inc}$ , et la projection du vecteur d'onde du laser sur le plan  $(x, y)$  forme un angle  $\varphi_{inc}$ . Les déplacements de l'axe du faisceau par rapport à l'axe du capillaire sont notés  $(\delta x, \delta y)$ , soit le déplacement total  $\delta R = \sqrt{\delta x^2 + \delta y^2}$ .

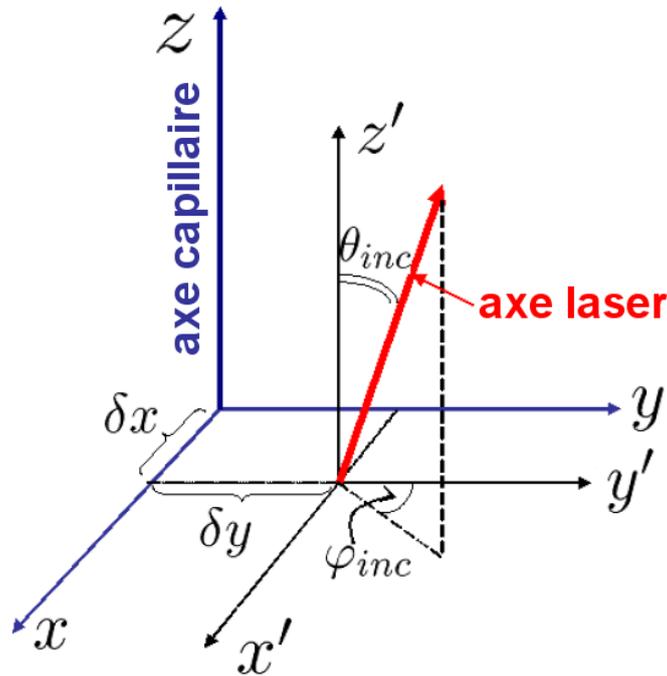


FIGURE 2.8 – Notations et systèmes de coordonnées pour le déplacement du pointé laser.

Une impulsion laser de profil transverse gaussien s'écrit dans le système de coordonnées cylindriques du capillaire :

$$F_{\perp}^2(r, \varphi) \propto \exp \left[ -2 \left( X/w_x \right)^2 - 2 \left( Y/w_y \right)^2 + 2ik_L \sin \theta_{inc} \left( X \cos \varphi_{inc} + Y \sin \varphi_{inc} \right) \right] \quad (2.13)$$

où  $X = r \cos \varphi_{inc} - \delta x$ ,  $Y = r \sin \varphi_{inc} - \delta y$ , et  $w_x, w_y$  sont les tailles du faisceau en  $1/e^2$  sur les axes respectifs.

La résolution analytique des équations du couplage du laser avec les modes propres du capillaire hors axe effectuée par M. Veysman *et al* [87] a été comparée à des simulations numériques et des mesures expérimentales.

Les mesures ont été réalisées sur un banc de test où tous les paramètres du laser et de la tache focale sont contrôlés, ce qui permet de se placer dans les conditions optimales pour le couplage entre le faisceau et le tube capillaire. La tache focale est un faisceau gaussien avec un rayon en  $1/e^2$   $w_0 = 32 \mu\text{m}$  présenté figure 2.9, ce qui nous place dans les conditions pour un couplage optimal sur le premier mode dans un tube capillaire de  $100 \mu\text{m}$  de diamètre, avec le critère  $w_0/R_{cap} = 0.645$ .

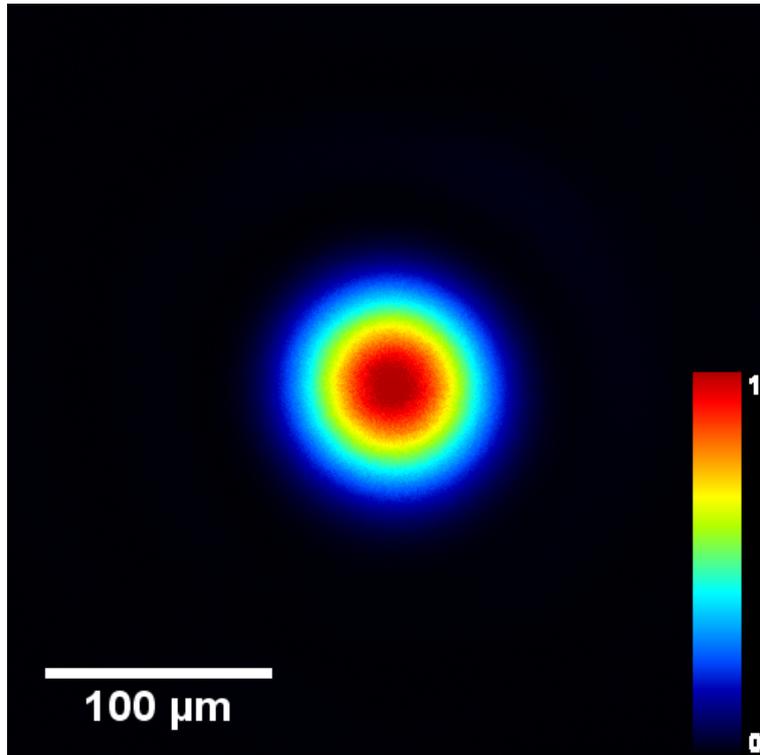


FIGURE 2.9 – Image de la tache focale utilisée pour les mesures de répartition d'énergie présentées figure 2.10 ; il s'agit d'un faisceau gaussien avec  $w_0 = 32 \mu\text{m}$ .

Les mesures expérimentales du couplage en fonction de la position  $\delta R = \delta x$  du faisceau laser par rapport à l'axe du tube sont présentées sur la figure 2.10. Nous utilisons un tube capillaire de  $100 \mu\text{m}$  de diamètre interne et de 40 mm de long. Le faisceau laser est quand à lui un faisceau provenant d'un laser continu He-Ne avec une longueur d'onde centrée à 632.8 nm.

Il s'agit ici de regarder l'effet du décalage en translation de la position du laser sur la face d'entrée, en conservant l'axe du capillaire parallèle avec l'axe du faisceau. La position varie de  $-60\ \mu\text{m}$  à  $+60\ \mu\text{m}$  par pas de  $10\ \mu\text{m}$ , où  $0\ \mu\text{m}$  est la position où le faisceau et le capillaire sont parfaitement alignés et le guidage est monomode. Dans ce cas la répartition d'énergie est complètement symétrique autour de l'axe du capillaire et le capillaire est parfaitement parallèle avec l'axe du faisceau laser.

On peut observer sur la figure 2.10 que la répartition d'énergie est déformée après un déplacement de  $10\ \mu\text{m}$ ,  $\delta R/R_{cap} = 0.2$ , et présente plusieurs taches après une translation de  $40\ \mu\text{m}$ , soit  $\delta R/R_{cap} = 0.8$ . On voit également que pour une distance de translation équivalente de part et d'autre du centre du capillaire, les images sont relativement symétriques. Il est normal de retrouver cette symétrie, le tube capillaire étant cylindrique il existe une symétrie autour de l'axe du tube.

La figure 2.11 représente la transmission pour les mesures expérimentales de répartition de l'énergie de la figure 2.10, en fonction du déplacement  $\delta R/R_{cap}$ , et les résultats de la transmission obtenus par des simulations numériques (courbes vertes). Ces mesures ont été réalisées pour différents angles d'incidence  $\theta_{inc}$ . La transmission, calculée à partir d'images en sortie et en entrée du capillaire, correspond à la fraction de l'énergie incidente couplée en entrée et qui se propage dans le cœur sur la longueur du capillaire. Le maximum de transmission, obtenu lorsque le capillaire est parfaitement aligné avec l'axe du faisceau laser, soit  $\delta R = 0$ , est ici de  $92\% \pm 3\%$ . Dans le cas d'un couplage monomode, on a vu (figure 2.6) que 98% de l'énergie se couplait avec le premier mode du tube ( $\delta R = 0$  et  $w_0/R_{cap} = 0.645$ ). Toutefois ce calcul ne prend pas en compte la propagation et les pertes aux parois dans le tube capillaire. Il n'est valable qu'au plan d'entrée  $z = 0$  du capillaire. La correction de la transmission qui prend en compte les pertes aux parois donne une transmission théorique dans le cas de ce capillaire  $T \simeq 90\%$ , soit une valeur proche de la valeur mesurée.

La figure 2.11 indique de plus les valeurs de transmission que l'on peut atteindre : dans le cas de ce capillaire ( $L_{cap} = 40\ \text{mm}$ ,  $D_{cap} = 100\ \mu\text{m}$ ), la transmission varie de 10% ( $T \sim 80\%$ ) pour  $\theta_{inc} = 0$  et  $\delta R/R_{cap} < 0.4$ , ou  $\theta_{inc} < 5\ \text{mrad}$  et  $\delta R/R_{cap} < 0.3$ . Ces résultats donnent des indications sur la précision à atteindre pour l'alignement du laser et du capillaire.

On voit donc à travers les mesures expérimentales que la stabilité du pointé est un paramètre important pour le guidage d'une impulsion laser dans un tube capillaire.

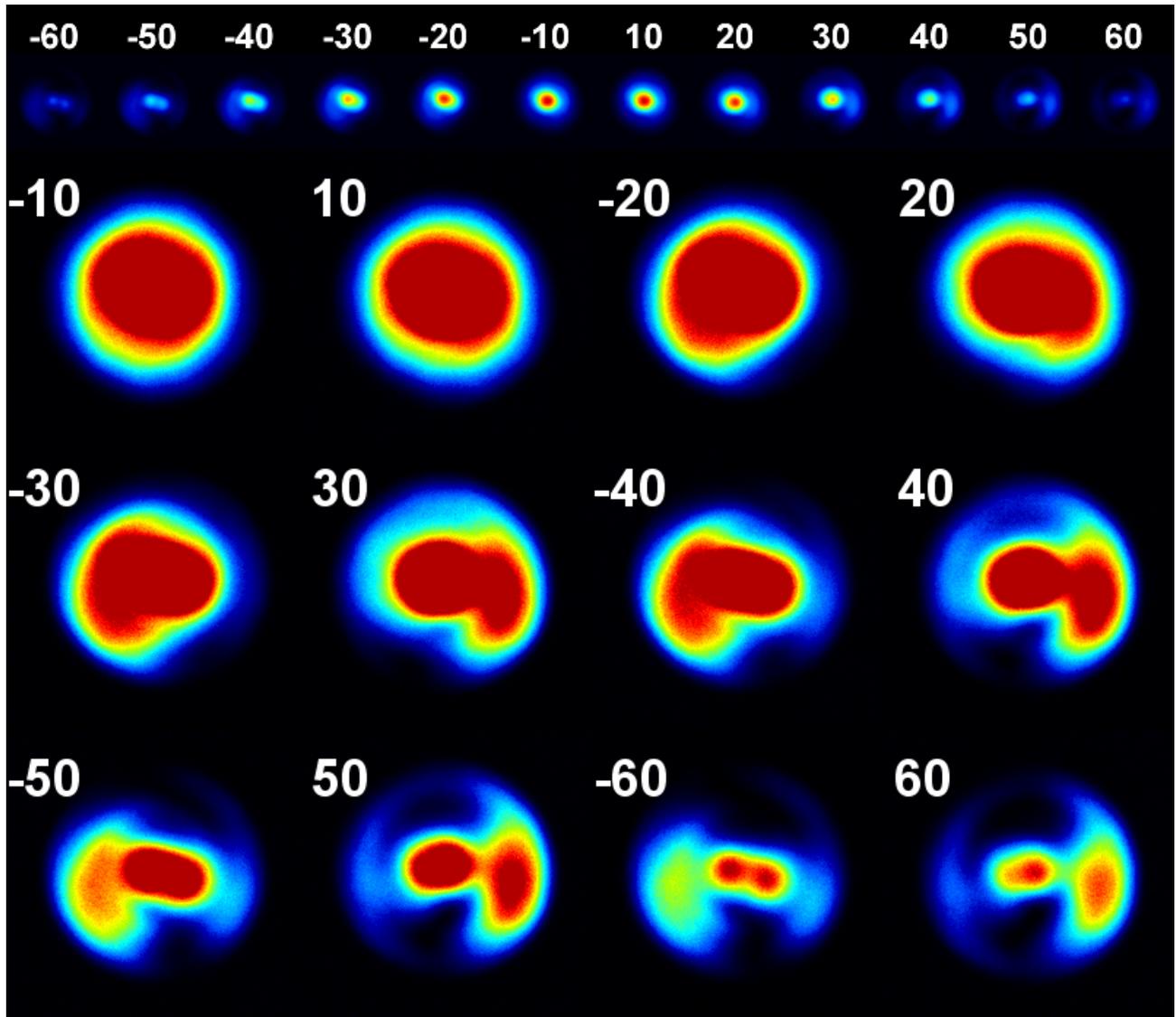


FIGURE 2.10 – Répartition de l'énergie en sortie d'un tube capillaire de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre et  $40\ \text{mm}$  de long pour une position du faisceau laser variant de  $-60\ \mu\text{m}$  à  $+60\ \mu\text{m}$  par pas de  $10\ \mu\text{m}$  par rapport à la position du cœur du tube capillaire.

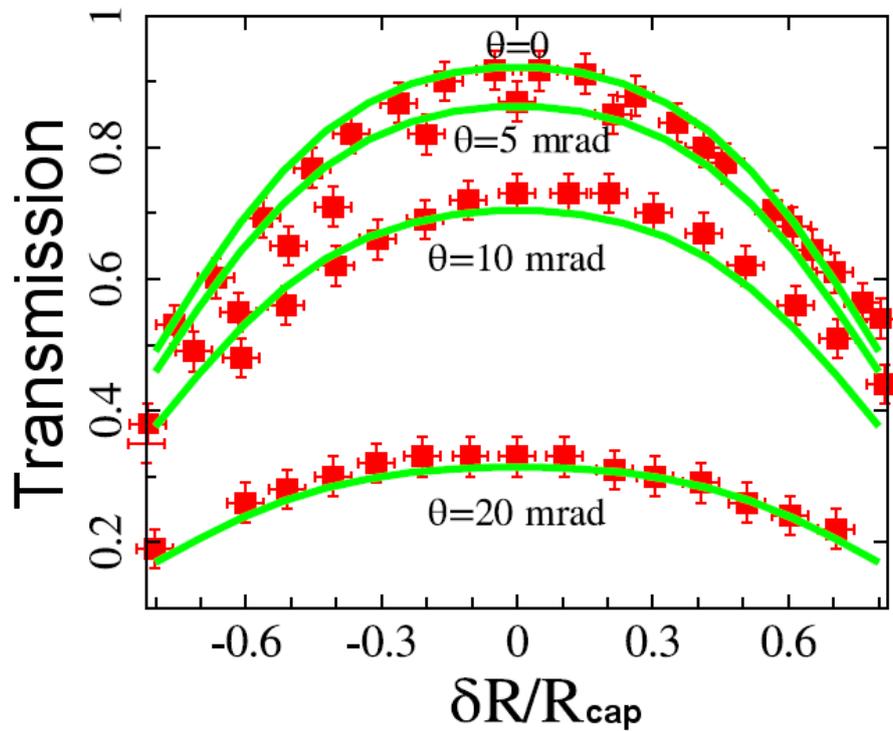


FIGURE 2.11 – Transmission correspondant aux mesures de répartition de l'énergie présentée figure 2.10 pour un faisceau incident  $w_0 = 32 \mu\text{m}$ , un diamètre de capillaire de  $100 \mu\text{m}$  et une longueur de capillaire  $L_{\text{cap}} = 40 \text{ mm}$ , et comparaison avec les résultats de simulations numériques, en fonction de  $\delta R/R_{\text{cap}}$ .

## 2.5 Mesure de densité du gaz dans les tubes capillaires par méthode interférométrique

### 2.5.1 Introduction

Pour réaliser la mesure de l'onde de plasma, il faut remplir les tubes capillaires à une pression d'hydrogène dans la gamme 0 à 100 mbar. L'hydrogène a été choisi car il possède un seul électron, et la détermination de la densité électronique peut être faite sans ambiguïté dès que l'intensité du laser est supérieure au seuil d'ionisation ( $\sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ). La variation de pression dans la gamme 0–100 mbar permet alors d'explorer des régions de densité inférieure et supérieure à la densité de résonance pour une durée d'impulsion de l'ordre de 45 fs (cf. chapitre 1).

Le remplissage des tubes capillaires se fait à travers des trous de petit diamètre ( $\approx 100 \mu\text{m}$ ) dans un tube de grande longueur (5 à 10 cm) par rapport au diamètre du tube ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ). Avec

ces paramètres, le régime d'écoulement du gaz est intermédiaire entre les régimes laminaire et moléculaire et les équations décrivant l'évolution du fluide dans le système doivent être résolues numériquement.

La section suivante est dédiée à la mesure interférométrique de la densité de gaz dans des tubes capillaires. Plusieurs campagnes de mesure ont été réalisées au cours de ma thèse pour des systèmes de remplissage et des gaz différents. Ce que je présente ici concerne les résultats d'une mesure réalisée au département de Physique du Clarendon Laboratory de l'université d'Oxford dans le groupe de Simon Hooker.

L'évaluation du régime d'écoulement peut se faire à partir du nombre de Knudsen  $K_n$  [88] défini à partir du libre parcours moyen  $l$  et du diamètre  $D_{cap}$  du tube. On a :

$$K_n = \frac{l}{D_{cap}}. \quad (2.14)$$

Le libre parcours moyen, ou distance moyenne parcourue par une molécule entre deux collisions successives avec une de ses semblables, est donné par :

$$l[\text{cm}] = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}d^2} = \frac{3.107 \times 10^{-20} T_a[\text{K}]}{P[\text{mbar}]d^2[\text{cm}^2]}, \quad (2.15)$$

où  $d$  est le diamètre cinétique de la molécule ou section efficace, qui dans le cas de l'hydrogène moléculaire  $\text{H}_2$  vaut  $d = 2.62 \times 10^{-8}$  cm à une température du gaz  $T_a = 293.15$  K et  $n$  le nombre de molécules par unité de volume.

Lorsque  $K_n < 0.01$  ou  $l < D_{cap}/100$ , le flux est alors régulier et s'écoule en filets parallèles, il s'agit du régime visqueux-laminaire. Dans le cas d'un tube capillaire de  $100 \mu\text{m}$  de diamètre, ce régime est atteint pour des pressions supérieures à  $\approx 130$  mbar.

Pour le cas où  $K_n > 1$  on est alors dans le régime moléculaire, essentiellement dominé par les interactions avec la paroi, les molécules étant considérées comme indépendantes et les collisions inter-molécules inexistantes. Ce régime est obtenu dans notre cas pour des pressions  $< 4$  mbar.

Enfin si  $0.01 < K_n < 1$  ou  $D_{cap}/100 < l < D_{cap}/3$ , le libre parcours moyen devient alors de l'ordre de grandeur des dimensions transverses, on entre dans un régime intermédiaire. Le flux n'est pas laminaire, mais il n'est pas encore dans le régime moléculaire, les collisions jouant toujours un rôle. Ce régime, toujours dans le cas d'un capillaire de  $100 \mu\text{m}$  de diamètre, est valable pour des pressions de 4 mbar jusqu'à 130 mbar. Cela correspond à la gamme de pression de travail pour la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma. Malheureusement ce régime de transition est compliqué à décrire et nécessite l'utilisation d'une modélisation pour décrire l'écoulement du fluide qui n'a pu être mise en place dans le cadre de cette thèse. C'est pourquoi nous avons choisi de privilégier une détermination expérimentale de la densité de gaz.

## 2.5.2 Principe de la mesure

Le principe de l'interférométrie consiste à faire interférer deux parties d'un même faisceau ayant parcouru deux trajets optiques différents, l'un traversant le milieu à analyser. Pour ce faire, il existe de nombreux types d'interféromètres, dont l'application à notre système s'avère impossible dans bien des cas, mais toutefois il existe un cas qui s'adapte bien à notre demande. Il s'agit d'un interféromètre de Mach-Zehnder [89], schéma qui a été utilisé pour toutes nos mesures interférométriques.

En effet, l'avantage de ce type d'interféromètre est sa simplicité et sa bonne précision. En outre il répond aux contraintes d'encombrement dans les chambres à vide ainsi que de propagation du faisceau dans le capillaire.

Le principe de fonctionnement de l'interféromètre de Mach-Zehnder consiste à mesurer le changement de phase induit par la traversée d'un milieu matériel, qui est l'objet à analyser, en faisant interférer deux bras provenant du même faisceau laser comme montré sur la figure 2.12. Lors de la recombinaison des deux bras, ceux-ci interfèrent et créent des franges d'interférence dont la position dépend du déphasage.

La figure 2.12 présente le schéma de principe de l'interféromètre Mach-Zehnder. Le faisceau laser est tout d'abord séparé en deux trajets à l'aide d'une lame séparatrice 50/50, la moitié du faisceau incident étant réfléchi tandis que l'autre est transmise. Les deux trajets optiques doivent être approximativement de même longueur afin d'éviter des effets d'auto-interférences dans le faisceau, dû à des changements de phase induits par une longueur de cohérence du laser trop courte. Pour un laser Hélium-Néon, la longueur de cohérence typique est de l'ordre de 20 cm. Le trajet optique 1 traverse le milieu de longueur  $L$  et d'indice optique  $\eta_1$ , tandis que le trajet 2 voit un milieu d'indice  $\eta_2$  homogène sur toute la longueur. Les deux faisceaux sont finalement recombinaison à l'aide d'une seconde lame de recombinaison 50/50 afin de les faire interférer.

Le déphasage introduit lors du passage d'un des bras dans le milieu à analyser s'écrit pour un faisceau monochromatique et dans un milieu non dispersif :

$$\Delta\psi = \frac{2\pi \int_0^L (\eta_1 - \eta_2) dz}{\lambda_L}, \quad (2.16)$$

où  $\Delta\psi$  est le déphasage,  $\eta_1$  l'indice optique du milieu à analyser,  $\eta_2$  l'indice optique du milieu ambiant,  $L$  la longueur du milieu à analyser et  $\lambda_L$  la longueur d'onde du laser. Cette équation traduit la différence de chemin optique entre les deux faisceaux, qui se caractérise par une variation de phase due à la traversée d'un des bras du faisceau laser d'un milieu d'indice optique différent du second sur une distance  $L$ . De manière pratique, lorsque les deux faisceaux après recombinaison interfèrent, on observe alors des franges d'interférence. Le déphasage tel

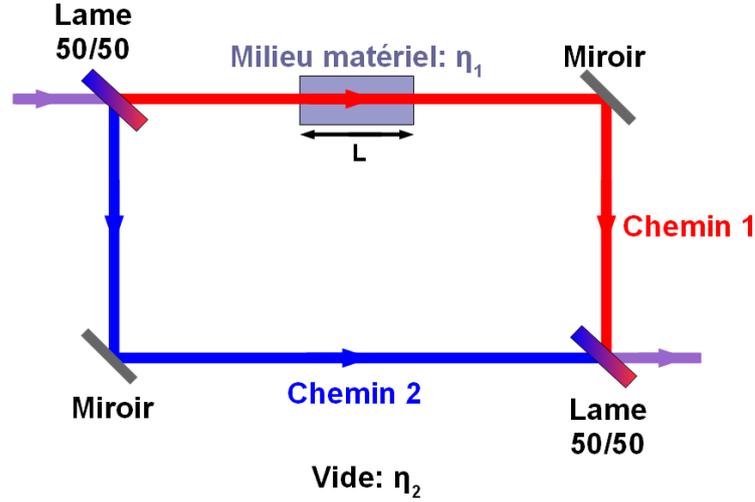


FIGURE 2.12 – Schéma de principe d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.

que décrit par l'équation (2.16) est alors mesurable, à partir d'une situation de référence, en mesurant le déplacement des franges d'interférence par rapport à la position d'origine. La quantité mesurée est alors  $\Delta\psi/2\pi$  et correspond au nombre de franges qui sont passées par la position d'origine.

Pour réaliser la mesure de densité, nous avons besoin de connaître l'indice optique du gaz traversé en fonction de la densité. Cet indice optique peut être exprimé à l'aide de la permittivité diélectrique relative  $\varepsilon_r$  :

$$\eta = \sqrt{\varepsilon_r}. \quad (2.17)$$

La permittivité diélectrique est elle même liée à la densité de matière à travers la relation de Clausius-Mossotti [89] :

$$\frac{n\alpha_p}{3\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2}, \quad (2.18)$$

où  $n$  est la densité,  $\alpha_p$  la polarisabilité du milieu et  $\varepsilon_0$  la constante diélectrique du vide. Enfin en utilisant la loi des gaz parfaits :

$$P = nk_B T_a, \quad (2.19)$$

où  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  est la constante de Boltzmann et  $T_a$  (K) la température du gaz, on pourra relier la pression du gaz, qui est la variable mesurée, à la densité de neutres.

Dans le cas de notre mesure de densité dans un capillaire si l'on suppose que la densité est

constante sur toute la longueur  $L$  du capillaire, on obtient alors une réécriture de l'équation (2.16) en fonction de la densité de gaz traversée :

$$\Delta\psi = 2\pi \left( \sqrt{\frac{1 + \frac{2n\alpha_p}{3\varepsilon_0}}{1 - \frac{n\alpha_p}{3\varepsilon_0}}} - \eta_2 \right) \frac{L}{\lambda_L}. \quad (2.20)$$

Dans le cas général, le trajet optique 2 de référence reste dans le vide, auquel cas l'indice optique sera  $\eta_2 = 1$ . Toutefois il peut arriver que ce second trajet optique ne soit pas dans le vide. L'important est que cet indice optique reste constant pendant la mesure. Dans le cas de l'hydrogène moléculaire  $H_2$ ,  $\alpha_p = 0.8244 \times 10^{-24} \text{ cm}^{-3} = 9.16 \times 10^{-41} \text{ C.m}^2.V^{-1}$ . Le déphasage s'écrit de manière pratique dans le cas de l'hydrogène :

$$\Delta\psi = 2\pi \left( \sqrt{\frac{1 + 5.0047 \times 10^{-5} \frac{P_{H_2}[\text{mbar}]}{T_a[\text{K}]}}{1 - 2.5023 \times 10^{-5} \frac{P_{H_2}[\text{mbar}]}{T_a[\text{K}]}}} - 1 \right) \frac{L [\text{mm}] \times 10^6}{\lambda_L [\text{nm}]}. \quad (2.21)$$

Dans le cas d'une pression  $P_{H_2} = 50 \text{ mbar}$ , une température ambiante de  $293 \text{ K}$ , une longueur de capillaire  $L_{cap} = 70 \text{ mm}$ , une longueur d'onde laser  $\lambda_L = 633 \text{ nm}$  (qui correspond à la longueur d'onde d'un laser Hélium-Néon), nous obtenons un décalage  $\Delta\psi/2\pi \simeq 0.71$ . Ce décalage correspond à un mouvement de 0.71 période des franges d'interférence par rapport à leurs positions initiales.

On peut dès lors se rendre compte de plusieurs limitations de cette technique interférométrique pour la mesure de densité. Premièrement, nous réalisons là une mesure en intégrant la densité sur la longueur. Nous n'avons donc accès qu'à une valeur moyenne de la densité et non une carte détaillée de la répartition de la densité du gaz dans le tube capillaire. La répartition de la densité ne peut alors être estimée qu'à l'aide de simulations numériques.

Ensuite la variation de l'indice optique d'un gaz reste très faible pour une gamme de pression de quelques centaines de mbar, ce qui exclut des mesures sur de très petites distances. Une mesure transversale de la variation de phase pour obtenir une carte plus précise de la densité en fonction de la longueur n'est donc pas réalisable par cette technique interférométrique.

Enfin, nous ne pouvons que faire une estimation de la longueur d'interaction entre le faisceau laser et le gaz. S'il existe une expansion du gaz, en sortie du capillaire, qui se traduit par un jet ayant une densité comparable à celle dans le tube sur quelques millimètres, celle-ci n'est pas prise en compte dans les calculs théoriques et l'analyse.

L'erreur correspondante sur la phase est donnée par :

$$\frac{\partial(\Delta\psi)}{\Delta\psi} \sim \frac{\Delta L}{L}. \quad (2.22)$$

Une erreur  $\Delta L = 2 \text{ mm}$  pour un capillaire de  $2 \text{ cm}$  de long donne donc une erreur relative  $\Delta L/L = 10\%$  qui conduit également à une erreur relative  $\partial(\Delta\psi)/\Delta\psi = 10\%$  sur le déphasage mesuré.

### 2.5.3 Dispositif expérimental

Cette campagne de mesure a été réalisée du 30 avril 2007 au 5 mai 2007 au Clarendon Laboratory, Department of Physics, Université d'Oxford en collaboration avec le groupe de S. Hooker qui dispose de l'équipement nécessaire à la réalisation de ces mesures. Le but de cette expérience était de déterminer la densité de gaz dans des capillaires de grande longueur ( $\geq 5 \text{ cm}$ ).

La géométrie de l'installation des chambres à vide a été prévue pour une méthode interférométrique de type Mach-Zehnder. Comme on peut le voir sur la figure 2.13, l'installation pour le vide est composée de deux chambres à vide de  $50 \text{ cm}$  de diamètre reliées entre elles par deux tubes.

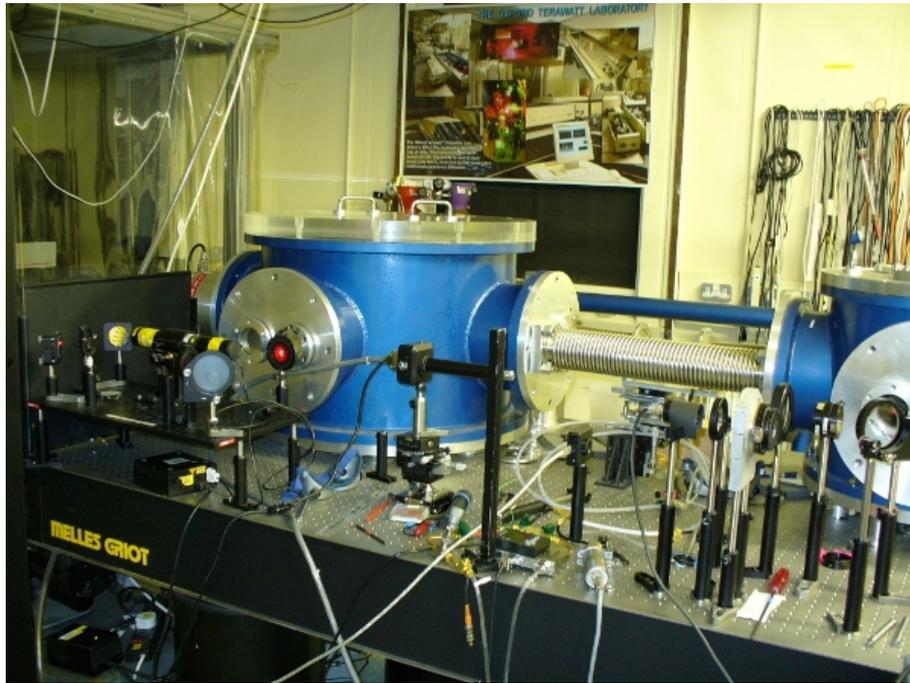


FIGURE 2.13 – Photographie de l'installation utilisée lors des mesures interférométriques à Oxford.

Sur la figure 2.14 est présenté le schéma de l'expérience telle que celle-ci a été installée.

Nous avons utilisé comme source laser un Helium-Néon de longueur d'onde  $\lambda_L = 633 \text{ nm}$ .

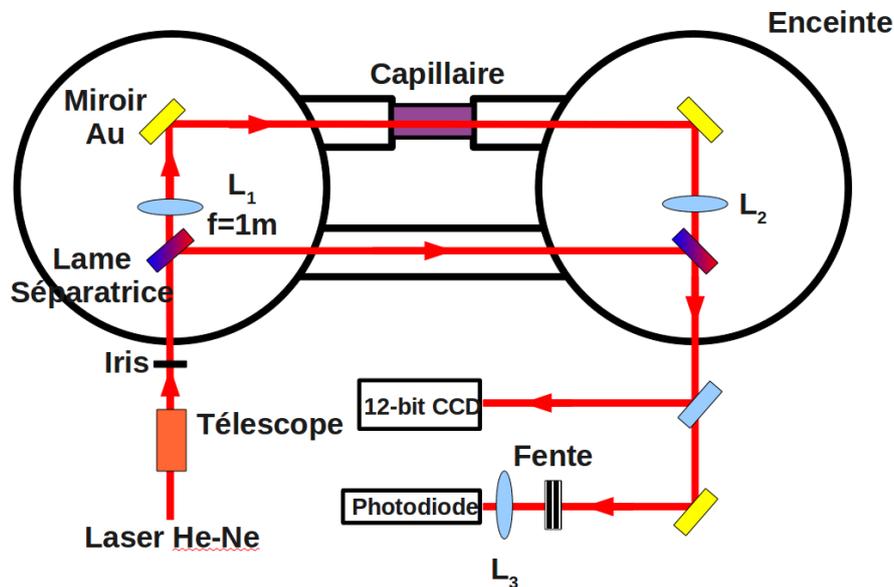


FIGURE 2.14 – Schéma de l'expérience de mesure d'interférométrie.

L'avantage de cette source est sa facilité d'emploi mais également sa fiabilité et sa sécurité. Le diamètre du faisceau est agrandi avec un télescope, constitué de deux lentilles, et rendu parallèle avant d'être envoyé sur une lame séparatrice 50/50 qui divise le faisceau en deux, une partie réfléchi et l'autre transmise, avec 50% de l'énergie incidente dans chaque bras. Le faisceau réfléchi est directement envoyé dans la seconde enceinte en passant par un tube de raccord lui même sous vide, jusqu'à la lame de recombinaison 50/50 qui est chargée de recombinaison les deux faisceaux réfléchi et transmis. La partie transmise par la première lame est envoyée sur une lentille mince de focale  $f_{L1} = 1\text{m}$  qui a pour but de focaliser le faisceau en entrée du capillaire. L'intérêt de l'élargissement du faisceau est donc de faire correspondre la taille du faisceau au niveau du foyer afin d'avoir un guidage monomode, cette taille au foyer étant dépendante du diamètre du faisceau et de la focale de la lentille. Après focalisation, le faisceau est donc guidé dans un capillaire d'une longueur  $L = 70\text{mm}$  et de diamètre  $100\mu\text{m}$ . En ce qui concerne l'utilisation de miroir recouvert d'un dépôt d'or, leur réflectivité à cette longueur d'onde est supérieure à 95%, tout comme les miroirs traités par un dépôt d'argent. Aucune considération physique n'intervient dans le choix de ces optiques, elles furent choisies en fonction de leur disponibilité.

La géométrie des enceintes à vide est adaptée à une utilisation en temps normal pour les capillaires à décharges utilisés par le groupe d'Oxford [90, 91]. Les tubes de raccord entre les deux enceintes ayant des portions flexibles, des platines de translation sont installées sous la

boîte étanche du capillaire afin de pouvoir procéder à son alignement. Cela permet un alignement du capillaire sous vide, mais les platines étant manuelles, la précision est de l'ordre de  $10\ \mu\text{m}$  et ne permet pas un alignement fin. En outre, étant donné qu'il est impossible d'installer une caméra pour imager le plan focal et la sortie du capillaire sous vide, un alignement à l'air est indispensable et des ajustements sont obligatoires une fois le pompage lancé. Notamment parce que les flexibles des tubes de raccords bougent. La figure 2.15 est la photographie de cette partie de l'expérience, où l'on peut voir en premier plan l'enceinte du capillaire montée sur des platines manuelles.



FIGURE 2.15 – *Enceinte du capillaire montée sur des platines manuelles.*

En sortie du capillaire, le faisceau est collecté par une lentille et est rendu parallèle, avec une taille de 1 cm de largeur totale à mi-hauteur (FWHM), par une lentille mince de focale  $f_{L2} = 1\ \text{m}$ . Ce faisceau est envoyé sur la seconde lame 50/50 où il se recombine avec le faisceau réfléchi. La superposition des deux crée les franges d'interférence que nous voulons analyser.

Pour cette analyse, le faisceau recombinaison est envoyé sur une lame de verre qui à nouveau le sépare en deux. La partie réfléchie est envoyée sur le détecteur nu d'une caméra 12-bit, ce qui permet d'obtenir une image directe des franges d'interférence. La partie transmise est quand à elle envoyée vers une photodiode reliée à un oscilloscope qui permet de lire et d'enregistrer la tension, proportionnelle au flux lumineux collecté. Devant cette photodiode, nous avons placé une fente ajustable en largeur et en angle pour la rendre parallèle aux franges d'interférence. Cette fente permet de ne prendre qu'une fraction de frange pour ainsi pouvoir discriminer les

zones lumineuses des zones sombres et d'avoir accès au nombre de franges  $\Delta\psi/2\pi$  qui sont passées devant la fente. La fermeture de la fente autorise la sélection d'une zone plus fine de la frange d'interférence et donc augmente la résolution de notre détecteur. Mais la fermeture de la fente diminue également l'intensité lumineuse reçue par le détecteur ce qui a pour conséquence d'augmenter le bruit de fond et de diminuer le rapport signal/bruit. Il s'agit donc de faire un compromis entre ces deux paramètres pour effectuer la mesure.

La figure 2.16 est la photographie des systèmes de détection des franges d'interférence. On peut voir à gauche la fente à largeur ajustable placée devant la photodiode, tandis qu'à droite nous avons la caméra 12-bits. Celle-ci est placée après une lentille et possède un objectif de microscope qui permet d'imager la sortie du tube capillaire. En effet il s'agit là de la configuration utilisée lors de l'alignement du tube capillaire qui nécessite de regarder les modes de couplage du faisceau avec le tube. Lors des mesures des franges, la lentille et l'objectif sont retirés.

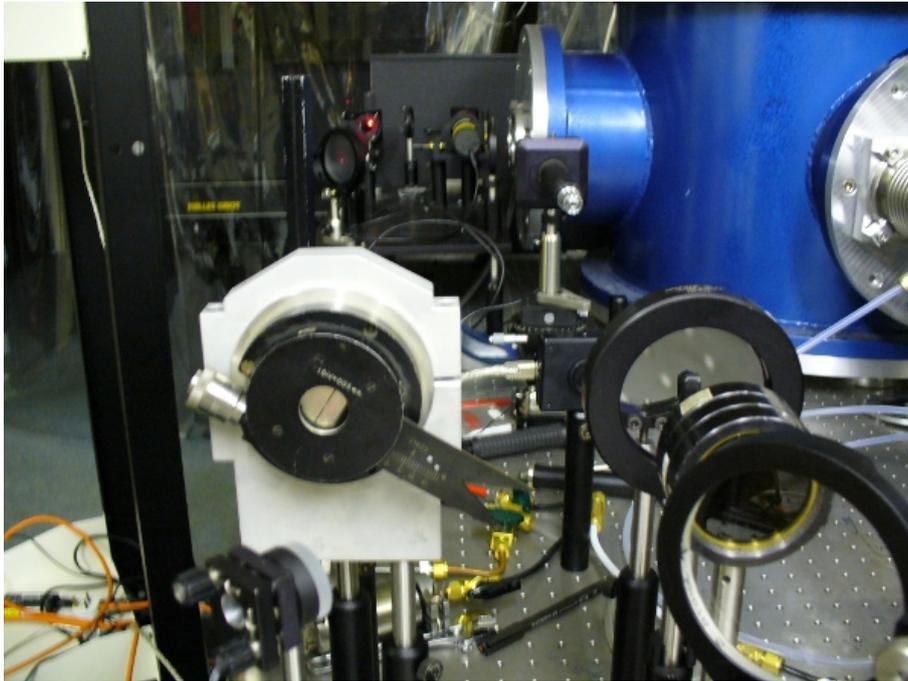


FIGURE 2.16 – Photographie des systèmes de détection de franges : à gauche fente à largeur ajustable et à droite caméra 12-bits.

Pour augmenter l'intensité lumineuse, une lentille de très courte focale,  $f_{L3} = 10$  cm est placée entre la fente et la photodiode. De plus pour augmenter au maximum le rapport signal sur bruit, nous installons des caches de protection de la photodiode à la fente qui bloquent la lumière parasite. Bien évidemment, la partie d'imagerie du montage est montée dans l'air étant donné que la caméra et la photodiode ne peuvent travailler sous vide. Ce qui implique que des turbulences de l'air peuvent être responsables d'un mouvement spatial du faisceau.

Une autre partie importante de l'expérience est le système d'injection de gaz. La figure 2.17 présente le schéma du système utilisé.

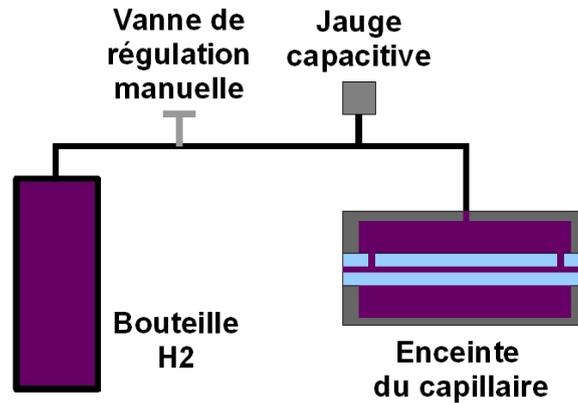


FIGURE 2.17 – Schéma du montage de l'injection, de la régulation et de la mesure de la pression de remplissage du gaz en amont du capillaire.

Le gaz utilisé est de l'hydrogène moléculaire H<sub>2</sub>, gaz que nous utilisons dans ce type de capillaire pour les mesures de l'onde de plasma. Une bouteille de ce gaz est connectée à une vanne de régulation microfuite installée afin de contrôler le débit et ne pas remplir la chambre à vide trop rapidement, ce qui rendrait la mesure impossible et risquerait d'endommager la turbopompe. Après la vanne de régulation, est mise en place une jauge à capacitance Pfeiffer permettant une bonne précision dans la gamme de  $10^{-1}$  mbar à 1000 mbar. Le signal électrique de la jauge est recueilli et enregistré à l'aide d'un oscilloscope. Après la jauge, le gaz est envoyé à l'enceinte du capillaire avec un tube métallique d'une longueur de 1.5 m. Ce système d'injection fournit un flux continu de gaz qui, à haute pression, a un débit supérieur à ce que peut vider la pompe. On remplit donc progressivement les enceintes à vides de gaz, et ce d'autant plus rapidement que la pression est élevée. La régulation du débit est faite manuellement avec la vanne de régulation microfuites en jouant sur l'ouverture de celle-ci.

Bien que rudimentaire, ce système d'injection qui délivre un flux continu de gaz est proche du système utilisé pour la mesure de l'onde de plasma, qui utilise un régulateur automatique. L'automatisation permet d'avoir un contrôle sur la régulation et de se placer dans des conditions similaires pour chaque expérience, ce qui ne serait pas le cas avec un système manuel. Toutefois

pour des mesures interférométriques cela n'a aucune importance, le but n'étant pas d'avoir un flux régulier mais au contraire de voir la relation entre pression de remplissage et pression dans le capillaire. On peut donc s'attendre à ce que les résultats fournis par cette mesure interférométrique, malgré les imperfections mises en évidence dans cette partie descriptive, ne soient pas trop éloignés de ce qui se produit avec un régulateur.

### 2.5.4 Méthode de mesure

La mesure du décalage des franges d'interférence est effectuée à l'aide à la fois d'une caméra et d'une photodiode. L'utilisation de deux détecteurs en parallèle permet de réduire les erreurs ou au moins permet d'obtenir des données dans le cas où l'un ne fonctionne pas correctement. Dans le cas de la caméra, nous visualisons les franges d'interférence directement sur le détecteur de la caméra, et enregistrons l'image pour chaque instant  $t$  correspondant à une pression de remplissage donnée par la jauge.

La figure 2.18 est un montage de quatre images prises par la caméra pour quatre pressions de remplissage, de 0 mbar à 30 mbar. A 0 mbar, la position des franges sur la caméra sert de référence pour la mesure du décalage  $\Delta\psi/2\pi$ . Lorsque l'on injecte du gaz, on peut observer le décalage de la position des franges d'interférence d'une quantité  $\Delta x_t$ . A partir des positions initiales des franges on détermine également la période des franges  $\Delta x_0$ , ce qui au final permet lors de leur déplacement de déterminer le décalage  $\Delta\psi/(2\pi)$  par la relation :

$$\frac{\Delta\psi}{2\pi} = \frac{\Delta x_t}{\Delta x_0} = \frac{x_i(t) - x_i(0)}{x_{i+1}(0) - x_i(0)}, \quad (2.23)$$

où l'indice  $i$  détermine la frange choisie, tandis que les indices 0 et  $t$  sont pour distinguer l'instant initial avec une pression de 0 mbar de l'instant  $t$ .

Dans le cas où l'on utilise la photodiode, le fait d'avoir une fente devant ce détecteur permet de ne sélectionner qu'une partie des franges d'interférence permettant ainsi de discriminer les zones d'interférences constructives des zones destructives. L'amplitude de l'onde résultant des interférences s'écrit :

$$A_0^2 = A_{01}^2 + A_{02}^2 + 2A_{01}A_{02} \cos(\Delta\psi), \quad (2.24)$$

où  $A_{01}$  et  $A_{02}$  sont les amplitudes maximales de chaque bras et  $A_0^2 = I(t)$  est l'intensité du signal d'interférence mesuré par la photodiode. En supposant  $A_{01}^2 = A_{02}^2$  et sachant que si  $\Delta\psi = 0$ ,  $A_0^2 = I(t) = (A_{01} + A_{02})^2 = 1$  après normalisation, on obtient la dépendance du déphasage en fonction de l'intensité lumineuse :

$$\Delta\psi = \arccos(2I(t) - 1). \quad (2.25)$$

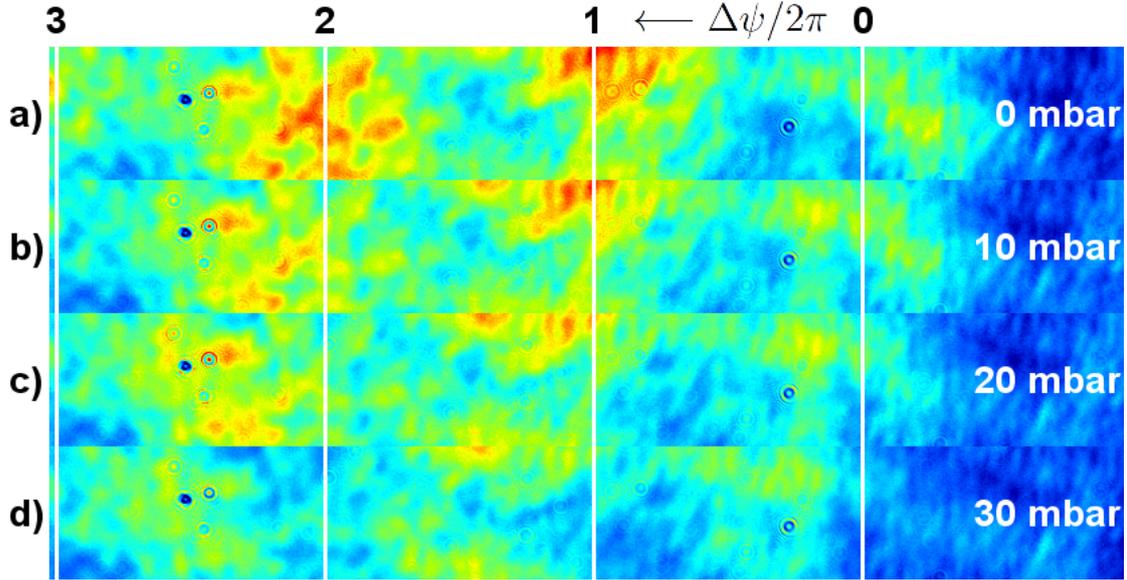


FIGURE 2.18 – Montage de quatre images des franges d'interférences prises par la caméra pour quatre pressions de remplissage.

Dans le cas de la photodiode, la normalisation du signal  $I_{mes}$  se fait par le rapport des intensités lumineuses, et s'écrit :

$$I(t) = \frac{I_{mes} - I_{min}}{I_{max} - I_{min}}, \quad (2.26)$$

où  $I_{mes}$  est le signal effectivement mesuré,  $I_{max}$  l'intensité maximum mesurée et  $I_{min}$  l'intensité minimum mesurée.

Le signal obtenu expérimentalement est visible sur la figure 2.19, et représente l'intensité lumineuse  $I(t)$  sur la photodiode, normalisée entre le minimum et le maximum à l'aide de l'équation (2.26), en fonction du temps. Ceci a été mesuré dans le cas du remplissage d'un capillaire de 70 mm de long et d'un rayon interne de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre avec de l'hydrogène, pour une pression comprise entre 0 et 112 mbar. L'évolution temporelle de la pression de remplissage est visible sur la figure 2.20.

Le signal provenant de la photodiode et mesurant le décalage des franges d'interférence est à corrélérer avec la mesure de la pression par la jauge à capacitance. Le signal de cette jauge est recueilli simultanément avec le signal en provenance de la photodiode par un oscilloscope, et est présenté sur la figure 2.20 sur laquelle est tracé ce signal calibré pour donner la pression en fonction du temps. Dans ce cas le remplissage est réalisé par un accroissement de pression constant, entre 0 et 112 mbar. La durée de remplissage excède plusieurs centaines de secondes ce qui nous permet de voir le déplacement des franges d'interférence. Ce temps est largement supérieur à la période d'échantillonnage ( $< 10$  ms) et permet de réduire les erreurs de mesure.

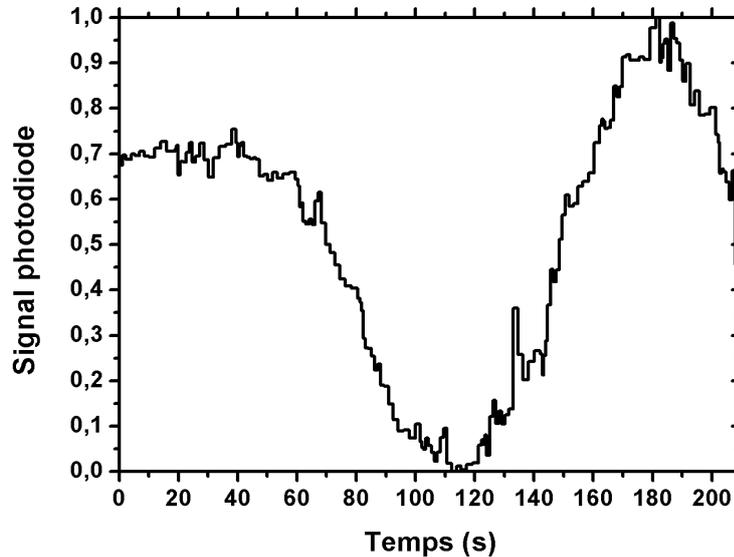


FIGURE 2.19 – Signal reçu par la photodiode, normalisé entre 0 et 1 (1 est le maximum d’amplitude du signal, 0 le minimum) avec l’équation (2.26), lors d’une mesure interférométrique dans un capillaire de 70 mm et 100  $\mu\text{m}$  de diamètre pour une pression variant de 0 à 112 mbar en fonction du temps comme donné sur la figure 2.20.

Toutefois un temps aussi long est néfaste lorsque l’on atteint les hautes pressions, le gaz s’échappant du tube capillaire remplissant l’enceinte. La calibration de la tension de la jauge pression a été réalisée en injectant des flux de gaz à pression constante sans capillaire, connue, et pour plusieurs points. Nous avons obtenu ainsi une courbe de calibration pression-tension utilisée pour l’ensemble des mesures.

### 2.5.5 Résultats

Je vais présenter ici les résultats obtenus lors des mesures interférométriques de détermination de la pression dans le tube capillaire effectuées lors de cette campagne. Les franges d’interférence ont été observées pour des tubes capillaires de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre et d’une longueur de 70 mm pour une pression de remplissage, mesurée par la jauge capacitive, comprise entre 0 mbar et 260 mbar.

La figure 2.21 représente l’évolution temporelle de la pression de remplissage  $P_{rempl}$  pour les cinq séries de mesures interférométriques de la figure 2.22 avec les mêmes codes pour les symboles et les couleurs. Chaque série correspond à une gamme de la variation de pression pour

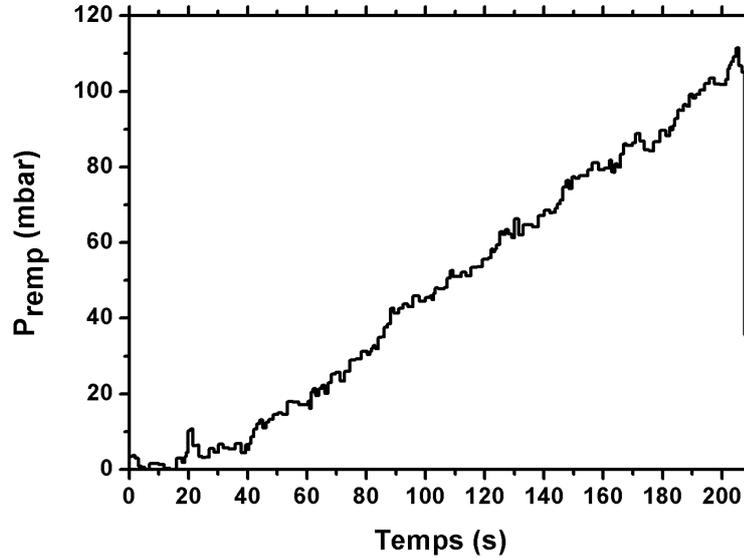


FIGURE 2.20 – Signal provenant de la jauge à capacitance de mesure de pression du gaz correspondant au signal de la photodiode de la figure 2.19.

le même capillaire avec le même gaz. Les triangles rouges pour une pression de remplissage allant de 0 à 90 mbar, les carrés bleus de 0 à 112 mbar, les ronds verts de 60 à 163 mbar, les étoiles magenta de 0 à 257 mbar et enfin les croix noires de 0 à 258 mbar.

Pour les gammes à plus haute pression, supérieure à 100 mbar, les chambres à vide se remplissent de gaz plus rapidement et il est nécessaire d'augmenter la vitesse d'accroissement de la pression. C'est ce que l'on peut observer notamment pour les séries étoiles et croix.

La figure 2.22 représente le décalage des franges d'interférence  $\Delta\psi/2\pi$ , observé sur la photodiode, et la pression moyenne estimée dans le tube capillaire  $P_{moy}$ , calculée avec l'équation (2.21), en fonction de la pression de remplissage  $P_{remp}$  mesurée par la jauge capacitive.

Sur cette figure sont tracés les résultats de cinq séries de mesures différentes, pour le même capillaire, qui correspondent chacune à une évolution de la pression représentée sur la figure 2.21 avec les mêmes symboles et couleurs. La ligne noire représente le cas idéal sans pertes où la pression estimée dans le capillaire  $P_{moy}$  serait égale à la pression de remplissage  $P_{remp}$ , soit  $P_{moy} = P_{remp}$ . La pression moyenne dans le capillaire  $P_{moy}$  est estimée à partir du décalage des franges d'interférence  $\Delta\psi/2\pi$  dans le cas d'un capillaire de 70 mm de long pour une température de 293 K, décalage que l'on représente sur l'échelle des ordonnées à gauche. La ligne à tirets rouge est la droite représentant le mieux les points expérimentaux carrés bleus pour une pression comprise entre 60 et 90 mbar avec une pente similaire à la pente de la pression théorique. De

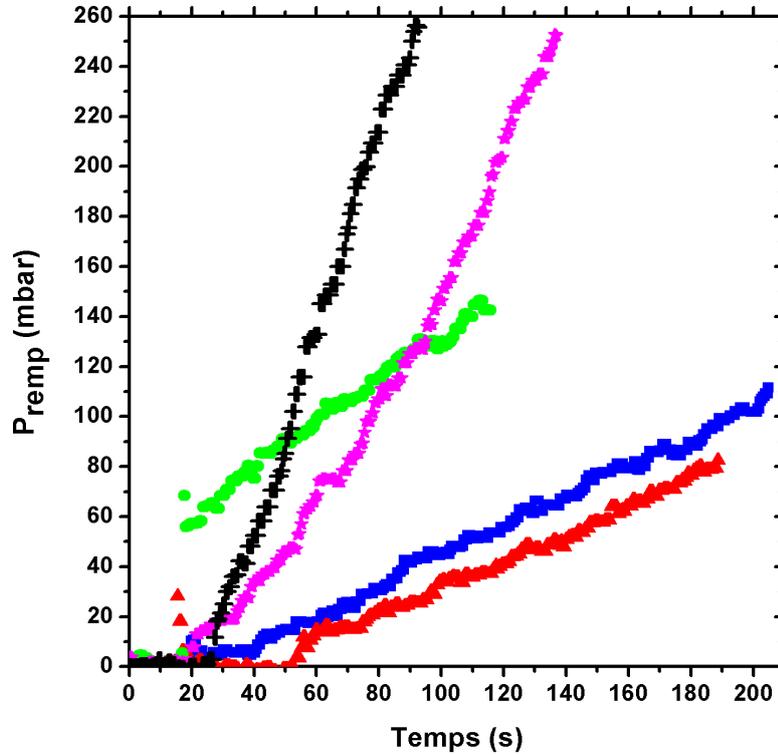


FIGURE 2.21 – Evolution de la pression de remplissage avec de l'hydrogène en fonction du temps pour cinq séries de mesures interférométriques présentées figure 2.22 pour un tube capillaire de 70 mm de long et 100  $\mu\text{m}$  de diamètre.

la même manière, la ligne points-tirets bleue est la droite la plus représentative des points expérimentaux étoilés magenta pour une pression comprise entre 150 et 260 mbar avec la même pente que la pression théorique.

Bien que l'allure générale de l'évolution de la pression dans le tube capillaire paraisse identique quelle que soit la gamme de pression de remplissage, on note toutefois une différence provenant de la différence du taux d'accroissement de la pression de remplissage, taux qui représente la pente des courbes sur la figure 2.21. En effet, on constate que plus le taux (ou la pente) est faible, plus la situation d'équilibre, qui correspond au moment où la pression estimée dans le capillaire  $P_{moy}$  a une pente similaire à celle de la pression de remplissage  $P_{rempl}$ , est atteinte pour des valeurs de pressions de remplissage faibles. Cela peut s'expliquer à l'aide du nombre de Reynolds  $Re$ , décrit par l'équation  $Re = 4MQ/\pi RT_a \eta_v D = 1.21 \times 10^{-2} Q/D$  (où  $M$  est la masse molaire du fluide,  $R$  la constante des gaz parfait,  $Q$  est le flux et  $D$  le diamètre,

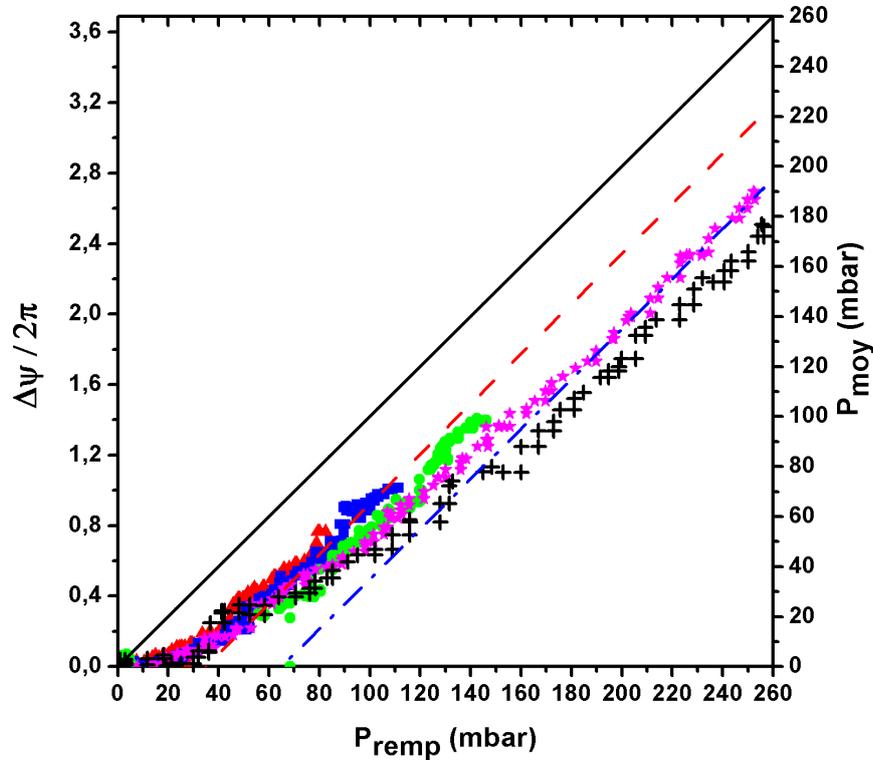


FIGURE 2.22 – Pression moyenne estimée  $P_{moy}$  de  $H_2$  dans le tube capillaire à partir du décalage des franges d'interférence  $\Delta\psi/2\pi$  en fonction de la pression de remplissage  $P_{remp}$  pour un capillaire de 70 mm et de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre.

$\eta_v$  la viscosité dynamique du fluide, application numérique pour le cas de l'hydrogène à 293 K) qui est un nombre sans dimension à l'image du nombre de Knudsen et qui décrit le régime d'écoulement d'un fluide. Plus le flux est important plus le nombre de Reynolds est élevé, ce qui correspond à un écoulement du gaz dans le tube capillaire qui passe du régime intermédiaire au régime laminaire pour la même pression de remplissage.

La figure 2.23 représente le rapport de la pression estimée dans le tube capillaire par le déplacement des franges d'interférence sur la pression de remplissage  $P_{moy}/P_{remp}$  en fonction de la pression de remplissage. Sont représentés, en a) une pression de remplissage allant de 0 à 90 mbar (triangles rouges), b) de 0 à 112 mbar (carrés bleus), c) de 60 à 163 mbar (ronds verts), d) de 0 à 257 mbar (étoiles magenta), e) de 0 à 258 mbar (croix noires) et f) l'ensemble de ces gammes de pression.

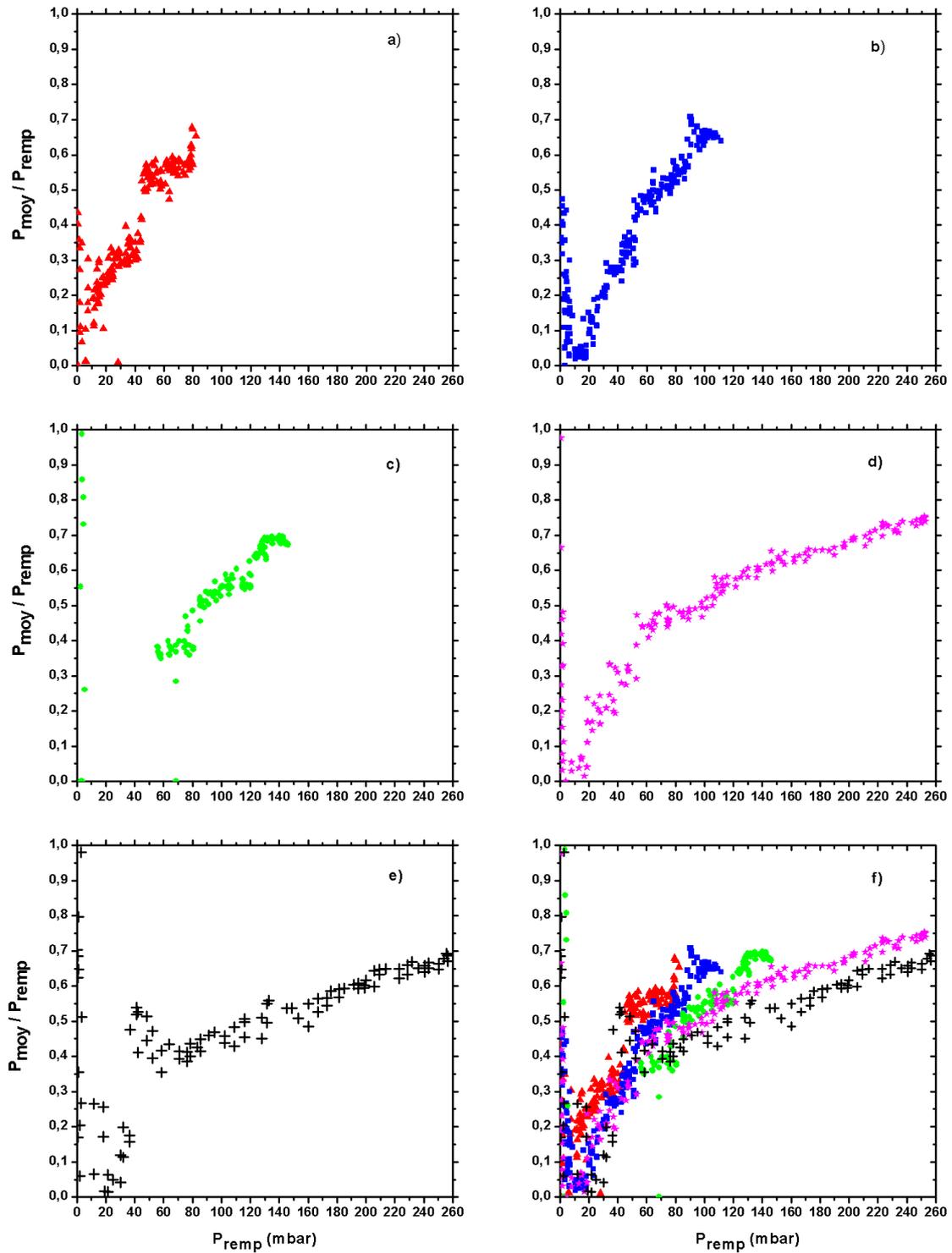


FIGURE 2.23 – Rapport de la pression moyenne estimée dans le tube capillaire par interférométrie sur la pression de remplissage  $P_{\text{moy}}/P_{\text{rempl}}$  en fonction de la pression de remplissage  $P_{\text{rempl}}$  pour différents taux de remplissage (a) à e)) et f) l'ensemble des points.

Pour des pressions inférieures à 60 mbar on voit que le rapport entre pression dans le capillaire et pression de remplissage est inférieur à 50%, et surtout que la pente est différente avant 60 mbar et après cette pression, notamment pour les cas où la pression de remplissage varie sur une large gamme, de 0 mbar à 260 mbar et où le taux d'accroissement de cette pression est le plus élevé. Le changement de pente est dû à l'effet du changement de régime d'écoulement du gaz dans le tube capillaire. Avant 60 mbar nous nous trouvons dans le régime intermédiaire tandis qu'au delà de cette pression nous avons alors un flux laminaire. Bien que le changement de régime théorique entre régime intermédiaire et flux laminaire soit de 130 mbar pour un capillaire de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre, l'utilisation de deux trous d'injection de diamètre inférieur à  $100\ \mu\text{m}$  peut expliquer l'abaissement de son niveau.

Il est normal de constater que la pression dans le capillaire n'atteint pas la valeur de la pression de remplissage. En effet, dans le tube d'arrivée de gaz le régime reste moléculaire pour ces gammes de pression. On a donc de nombreuses pertes de pression, dues aux collisions avec la paroi du tube. L'augmentation de la pression et du débit permet de diminuer ces pertes. Toutefois le facteur limitant reste le diamètre du tube capillaire qui seul détermine la quantité de gaz pouvant s'échapper du système.

La figure 2.24 présente la pression moyenne  $P_{moy}$  déduite du décalage des franges d'interférence  $\Delta\psi/2\pi$  en fonction de la pression de remplissage  $P_{rempl}$  pour la mesure présentée sur les figures 2.19 et 2.20 et représentée par des carrés bleus sur les figures 2.21, 2.22 et 2.23. La droite noire donne la pression théorique dans le capillaire en fonction de la pression de remplissage, qui en l'absence de pertes devraient être égales. La droite à tirets rouges est la même droite que celle présentée figure 2.21, à savoir celle qui représente le mieux l'évolution de la pression dans le capillaire au delà de 60 mbar. Son équation s'écrit  $P_{moy} = P_{rempl} - 35$ , elle a donc la même pente que la théorie. Cela signifie qu'au delà de 60 mbar, pour ce taux de remplissage, la pression moyenne  $P_{moy}$  suit l'évolution de la pression de remplissage  $P_{rempl}$  avec une différence d'amplitude liée aux pertes dues à l'ensemble du montage.

### 2.5.6 Commentaires sur les mesures interférométriques

J'ai pu observer à partir des données obtenues lors de cette campagne de mesure l'influence du capillaire sur le flux de gaz. Une réduction drastique du diamètre du système d'injection conduit à un régime d'écoulement moléculaire pour les plus basses pressions, voire un régime de transition entre l'écoulement laminaire et l'écoulement moléculaire. Les conséquences en sont une différence notable entre la pression de remplissage et la pression estimée dans le capillaire qui peut excéder 50%. Pour minimiser les pertes de pression, le diamètre des trous d'injection de gaz pratiqués sur le capillaire doivent donc être les plus larges possibles sans altérer le guidage de l'impulsion laser. Il est également important de noter que pour une injection de gaz à basse

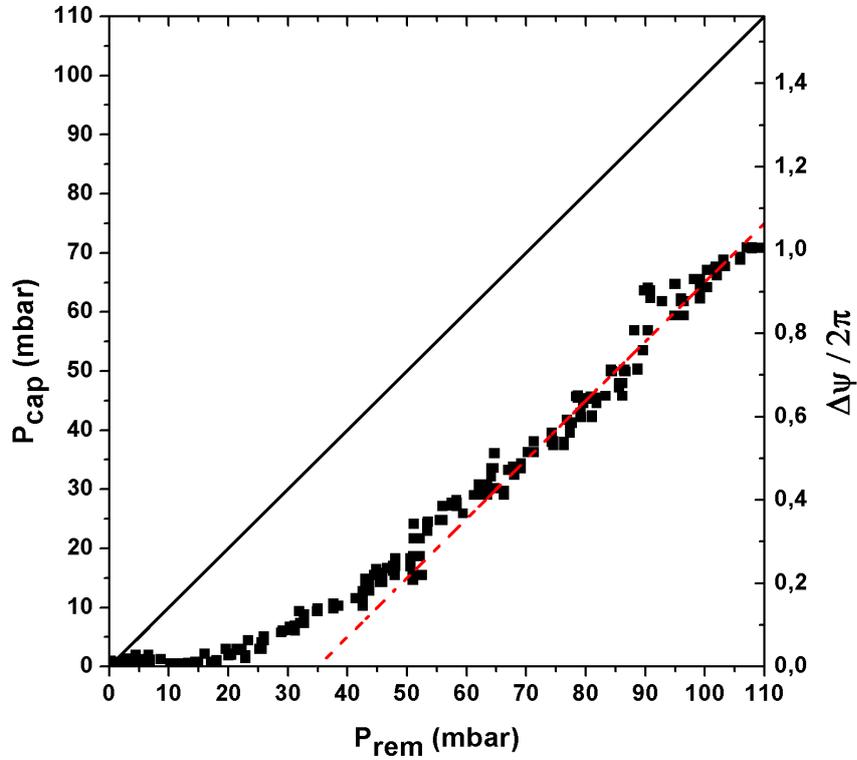


FIGURE 2.24 – Pression mesurée  $P_{moy}$  dans le capillaire et déphasage  $\Delta\psi/2\pi$  en fonction de la pression de remplissage  $P_{rem}$  dans un capillaire de 70 mm et de diamètre 100  $\mu\text{m}$ .

pression, les tubes de raccord doivent être de la plus courte longueur possible pour minimiser les pertes de pression linéaire avant même le capillaire.

Pour les mesures interférométriques, la stabilité du faisceau est primordiale, que ce soit spatialement ou en énergie. En effet, d'éventuelles vibrations dues aux pompes, turbulences de l'air, etc..., peuvent fausser la mesure ou rendre son analyse complexe. Dans le cas du Mach-Zehnder décrit ici, vibrations et turbulences sont responsables de fluctuations dans la position des franges d'interférence. L'estimation des fluctuations donne une erreur  $\Delta\psi/\psi \simeq 10\%$ , soit une erreur sur le décalage des franges de  $\Delta\psi/2\pi \simeq 0.1$ . La solution pour la stabilisation de ces franges consiste à isoler les sources de vibrations et isoler le trajet optique de tout flux d'air.

## 2.6 Conclusion

La mesure par méthode interférométrique dans des tubes capillaires permet d'avoir une estimation de la densité moyenne du gaz. Mais cette mesure est limitée par le fait qu'il s'agit d'une mesure longitudinale, ce qui entraîne que nous n'avons accès qu'à une valeur moyenne. Les gradients de densité restent pour l'instant inaccessibles, et une meilleure connaissance de la répartition de la densité dans le capillaire et dans les fuites nécessite de faire une mesure transverse. Mais comme il a été montré, ceci est difficilement réalisable pour ce type de capillaire. Mais de telles mesures ont déjà été réalisées avec des capillaires à décharge [91] en mesurant la modification des franges d'interférences par le passage dans le plasma qui possède un gradient d'indice optique, ce qui permet de remonter à la carte de densité électronique.

Ces mesures ont également montré une limite sur leur reproductibilité. En effet, chaque capillaire est différent des autres, par sa longueur, son diamètre, la taille des fentes et des trous d'injection, mais chaque installation de pompage du gaz joue aussi un rôle, le débit de pompage n'étant pas toujours le même. Il a été constaté lors des mesures que bien que prenant toutes les précautions pour se trouver dans les mêmes conditions, il arrive que le remplissage d'un capillaire ne s'effectue pas comme attendu et que des fluctuations importantes se produisent. Ceci est surtout vrai pour les capillaires de petit diamètre avec des fentes d'injection de  $200\ \mu\text{m}$ , ce qui s'explique par une instabilité de l'écoulement du gaz dans cette géométrie et pour les faibles pressions. Il faudrait donc, dans un cas idéal, réaliser une mesure interférométrique pour chaque capillaire avant chaque utilisation sur une installation.

Malgré les limites qui viennent d'être exposées, ces mesures ont été utiles dans le cadre du contrôle et la régulation de la pression dans les tubes capillaires pour la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma. En effet, elles ont permis de mettre en évidence la nécessité de gérer au mieux le débit de gaz et de limiter au maximum les pertes de pressions liées à une trop grande distance entre la source de gaz et le tube capillaire. Suite à ces mesures, nous avons fait le choix d'utiliser un régulateur automatisé de pression. Celui-ci permet un contrôle fin (incertitude de 2%) de la pression de remplissage et le travail avec une pression constante et reproductible. Pour obtenir cette pression, nous attendons qu'un équilibre se fasse entre le débit de gaz injecté et le débit de pompage. Ce régulateur possède un trou de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre, ce qui est de l'ordre de la taille des trous d'injection du capillaire. Les trous d'injection du capillaire ne sont donc plus un facteur limitant du flux de gaz pour des trous de taille supérieur à  $100\ \mu\text{m}$ . Grâce à ces mesures et aux améliorations apportées sur le système d'injection, nous sommes désormais capables d'avoir une pression dans le capillaire proche de la pression de remplissage.

Finalement, pour une estimation de la répartition de la densité dans le capillaire, outre des mesures par des mesures transverses, il serait nécessaire de réaliser des simulations numériques du fluide en 3D pour tous les types de capillaires utilisés.

## Chapitre 3

# Mise en œuvre des techniques expérimentales

## 3.1 Introduction

Dans ce chapitre je m'attacherai à décrire l'installation laser utilisée, ses paramètres et ses spécifications, importants pour l'analyse du problème. Les campagnes d'expériences qui ont conduit à la mesure de l'onde de plasma ont été effectuées sur l'installation laser haute intensité du Lund Laser Center au sein du groupe de physique atomique du département de physique de l'université de Lund, Suède. Les résultats expérimentaux seront présentés dans le chapitre 4.

La qualité et la stabilité du faisceau laser sont des facteurs déterminants pour le couplage du faisceau au capillaire et la qualité du guidage. Un travail préalable a été effectué sur l'installation du LLC pour stabiliser le pointé et améliorer la qualité de la répartition d'énergie à l'entrée du tube capillaire.

Je présenterai dans ce chapitre les aspects techniques de la caractérisation de la tache focale, mais également les modifications réalisées sur le laser pour l'amélioration de la qualité spatiale et la stabilité du faisceau laser.

Le but étant de mesurer l'amplitude de l'onde de plasma, en s'appuyant sur le diagnostic présenté au chapitre 1, je parlerai de l'ensemble des diagnostics utilisés et utiles pour la mesure de l'onde de plasma, ainsi que de la méthode et des matériels utilisés pour l'alignement des tubes capillaires sur le faisceau laser.

## 3.2 L'installation laser du Lund Laser Center

L'installation du Lund Laser Center repose sur un système laser d'une puissance de 35 TW pour une énergie maximale dans le plan focal de l'ordre de 0.7 J et une durée d'impulsion minimum de 35 fs après compression. Elle est composée de trois salles, deux qui sont utilisées pour les expérimentations plus la salle où est installé le laser. Des deux salles d'interaction, l'une sert aux expériences demandant une grande puissance, typiquement les expériences d'accélération d'électrons ou de protons, l'autre servant à la génération d'harmoniques d'ordres élevés. Bien évidemment nous utilisons la première mentionnée.

Le laser TeraWatt du LLC est un laser de type Titane :Saphir, cadencé à 10 Hz, basé sur la technologie CPA (Chirp-Pulse Amplification) [92], ou amplification à dérive de fréquences. Il est composé de plusieurs étages successifs, comme cela est visible sur la figure 3.1.

Le premier étage, noté Table 1, est constitué d'un oscillateur (a) où les impulsions laser sont générées. Il s'agit d'un laser Ti :Sa à verrouillage de modes qui utilise l'effet Kerr optique en émettant un train d'impulsions à 80 MHz ayant une puissance moyenne de 500 mW. Les

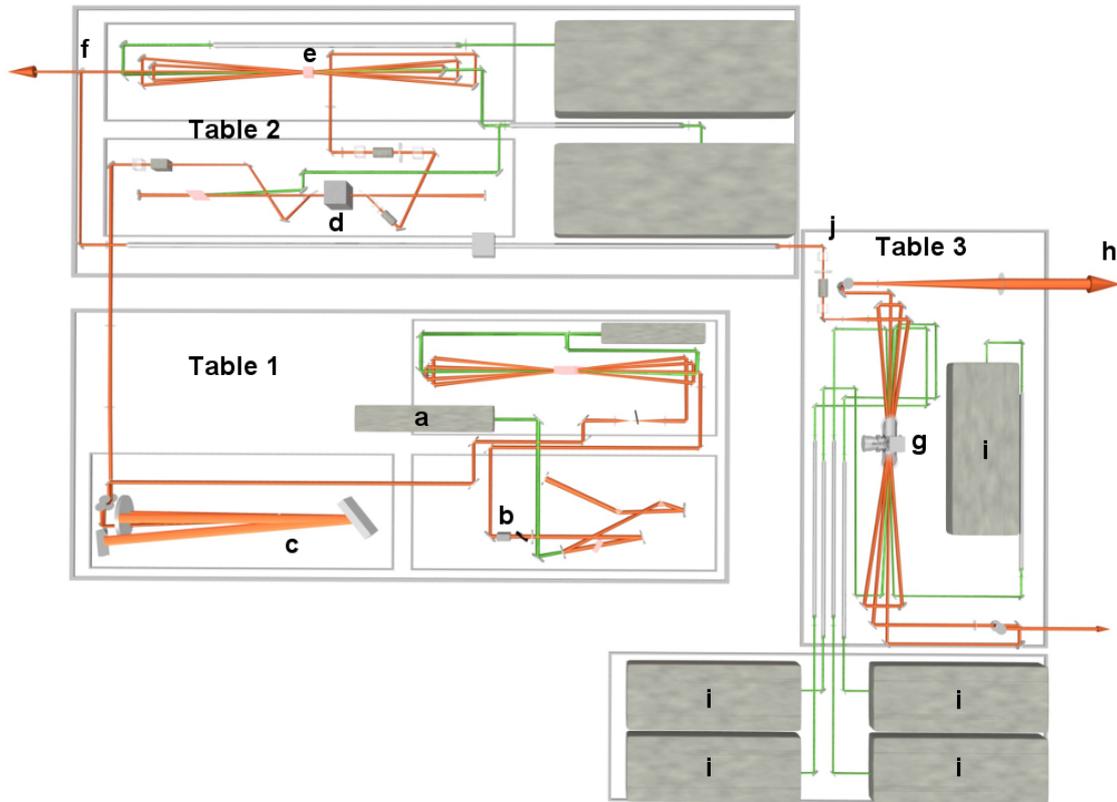


FIGURE 3.1 – Schéma à l'échelle de l'installation laser TeraWatt du Lund Laser Center ; les éléments sont a) l'oscillateur, b) le Dazzler, c) l'étireur, d) l'amplificateur régénératif, e) le second amplificateur, f) une lame séparatrice, g) le troisième amplificateur, h) le quatrième étage constitué du compresseur temporel (non représenté), i) les lasers de pompe de type Nd :YAG et j) l'emplacement d'un miroir monté sur un moteur piézo-électrique.

impulsions ainsi générées sont centrées sur une longueur d'onde proche de 800 nm avec une largeur totale de spectre à mi-hauteur d'environ 60 nm.

Toujours sur cette première table, à la suite de l'oscillateur se trouve le Dazzler (b), qui est un modulateur acousto-optique qui met en forme la structure spectrale des impulsions et qui permet de compenser à l'avance les effets de dispersion d'ordres élevés dans le système et le rétrécissement du gain dans l'amplificateur régénératif. Enfin en sortie du Dazzler nous trouvons l'étireur (c) qui introduit une dispersion des longueurs d'ondes présentes dans l'impulsion. Un étirement temporel de l'impulsion jusqu'à quelques centaines de picosecondes est réalisé par un double passage sur un réseau de diffraction. Cette technique permet d'injecter une impulsion longue dans le système d'amplification et donc d'accroître considérablement l'énergie dans le faisceau sans endommager les optiques de la chaîne laser.

Le premier gain d'énergie des impulsions est réalisé dans l'amplificateur régénératif (d), où l'on passe de quelques nanojoules à quelques millijoules (situé dans le deuxième étage noté Table 2). L'amplificateur régénératif est une cavité où le faisceau gagne de l'énergie sur 15 passages, la sortie et l'entrée du faisceau étant contrôlées par deux cellules de Pockels. Deux cellules de Pockels additionnelles sont utilisées pour nettoyer l'impulsion de l'émission amplifiée spontanée (ASE) et des éventuelles pré-impulsions ayant une avance par rapport à l'impulsion principale supérieure à 1.5 ns, la durée étant imposée par le temps de réponse des cellules de Pockels. Celles-ci peuvent être configurées pour interdire l'injection de faisceau entre 1.5 et 4 ns avant l'impulsion principale.

Le second amplificateur est un amplificateur à géométrie papillon (e) qui produit un faisceau avec une énergie de sortie de 300 mJ, qui est envoyé sur une lame séparatrice (f). Une partie est recomprimée temporellement et utilisée pour des expériences ne nécessitant que quelques TW, la seconde partie est envoyée sur un troisième étage amplificateur (Table 3) à passages multiples de type papillon (g) qui augmente encore l'énergie avant compression jusqu'à un maximum de 1.5 J. Le cristal de ce troisième étage a un refroidissement à basse température qui permet d'éviter la formation de lentille thermique qui pourrait conduire à l'endommagement du système résultant de l'échauffement par les cinq laser de type Nd :YAG de 1 J qui le pompent (i).

Finalement dans le quatrième et dernier étage (h), non représenté sur cette figure, les impulsions sont recomprimées par un compresseur à réseaux de diffraction placés sous vide, ceci pour éviter les effets non-linéaires qui ne manqueraient pas de se développer après la compression si le faisceau se propageait dans l'air, et pourraient créer des dommages sur les optiques par la création de points chauds dans le faisceau. En sortie de ce compresseur la durée d'impulsion minimum est de  $\approx 35 \pm 5$  fs ce faisceau étant envoyé directement dans la chambre d'interaction où sont réalisées les expériences nécessitant ces puissances (20 TW sur cible).

La figure 3.2 est une photographie de la salle laser qui vient d'être décrite, montrant au premier plan le passage entre la première table, à droite, et la deuxième table, à gauche. Au fond nous apercevons la troisième table.

## 3.3 Mesure et stabilisation du pointé laser

### 3.3.1 Importance du pointé

Au cours de ma thèse, les différentes expériences réalisées ont permis de voir une des difficultés de l'utilisation des capillaires. La destruction de la face avant du capillaire, souvent couplée à

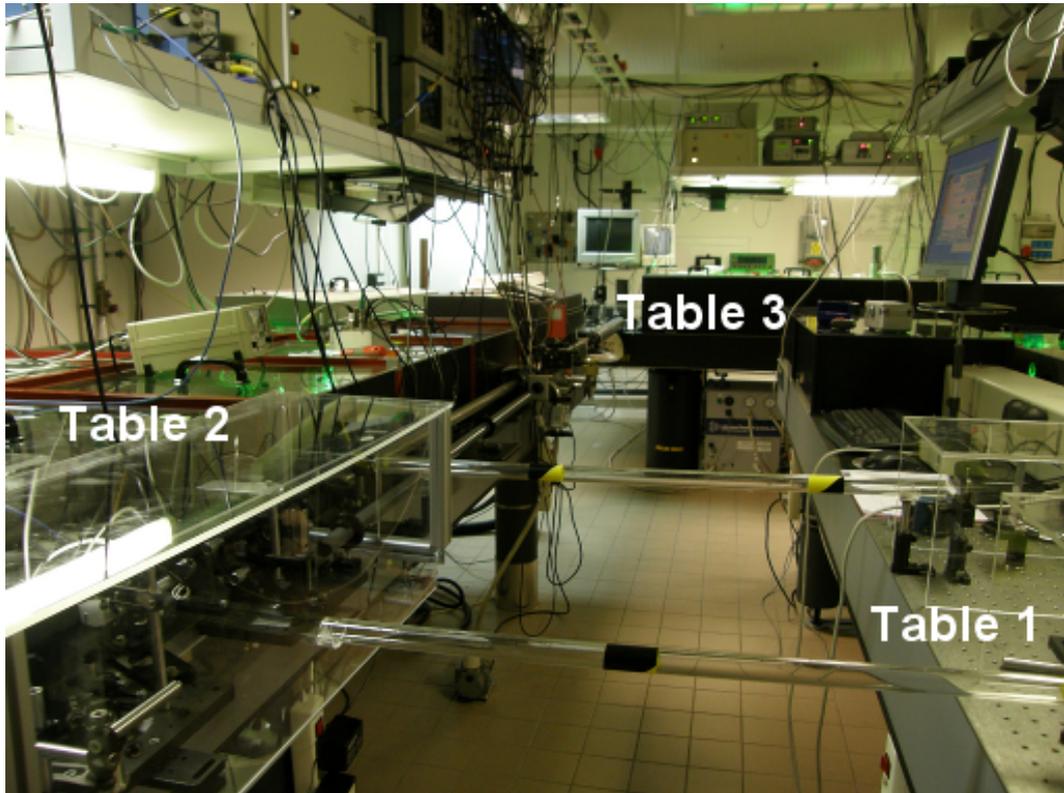


FIGURE 3.2 – Photographie de l'installation laser TeraWatt du Lund Laser Center.

une brisure du capillaire au niveau de la fente, peut se produire et conduire au bouchage du cœur, rendant inopérant le tube capillaire.

La principale raison de la destruction de la face avant du tube capillaire est la position du laser qui fluctue trop au foyer. Il arrive alors que le tir ne se fasse plus dans le cœur du tube, l'ensemble faisceau laser-tube capillaire se trouvant alors désaligné, mais directement sur la face avant ce qui conduit au bouchage du capillaire par des fragments de verre dans le cœur du tube, ou bien à des fuites de gaz par les brisures sur la face du tube capillaire. Il peut arriver, par la répétition des tirs, qu'un cône se forme en entrée du tube. Dans ce cas là, le cône permet une augmentation de la surface de contact entre le laser incident et la paroi du capillaire, ce qui réduit les dommages et peut permettre également le guidage de l'impulsion jusqu'au cœur du tube. Ce cône est utile uniquement lorsque le pointé est suffisamment stable et qu'il est positionné parfaitement symétriquement autour du cœur sur la face avant du capillaire. Il peut alors permettre d'allonger la durée de vie du capillaire.

Outre la limite sur la durée de vie du capillaire, le mouvement de l'axe du laser a une incidence forte sur le guidage dans le capillaire. Le couplage de l'onde au capillaire est contraint à la fois par la qualité spatiale de la tache focale ainsi que par sa taille mais également par sa

position.

La fluctuation du pointé va donc changer le régime de guidage, qui peut passer d'un guidage monomode à un guidage multimode. Le guidage monomode permet de réaliser une répartition d'intensité contrôlée sur la longueur du tube et minimise les fluctuations d'intensité le long de l'axe. Dans le cas d'une propagation multimode le développement de surintensités locales perturbe à la fois la création de l'onde de plasma mais également le diagnostic de mesure.

Tout ceci permet donc de comprendre que la stabilité spatiale du faisceau laser est primordiale pour la précision de la mesure mais aussi pour la durée de vie des capillaires. Un important travail a donc été réalisé sur l'amélioration de la stabilité du pointé laser.

### 3.3.2 Identification des sources d'instabilité du pointé

La recherche des sources de vibrations est un point clé pour l'amélioration de la stabilité du pointé. Leur effet se traduit par des amplitudes de vibrations difficiles à corriger, alors qu'il est souvent bien plus facile de chercher à déplacer ou modifier le fonctionnement de cette source de vibrations pour en atténuer ou faire disparaître les effets. De nombreuses sources d'instabilités sont facilement identifiables, ayant des fréquences spécifiques ou une amplitude importante. On classe les sources d'instabilités en deux catégories qui permettent d'envisager les solutions techniques à apporter.

La première concerne les sources mécaniques, celles-ci proviennent des machines en fonctionnement qui agissent directement sur la stabilité du faisceau. Parmi les sources de vibrations d'origine mécanique nous trouvons les pompes à vide en fonctionnement que contient une installation laser. Elles sont indispensables pour le fonctionnement de la chaîne laser et des expériences mais peuvent être isolées du sol *via* des amortisseurs. La source principale de vibration mécanique, au LLC, provient de la pompe de circulation de l'hélium liquide du système cryogénique qui sert à refroidir le cristal du troisième étage d'amplification. Aucune modification physique n'est possible sur cette pompe, il faut donc dans ce cas-là recourir à d'autres astuces techniques, tel qu'un inhibiteur qui empêche le déclenchement d'un tir lorsque les vibrations causées par la pompe excèdent un seuil, pour l'empêcher d'influer sur la stabilité du faisceau laser.

D'autres sources de vibrations mécaniques possibles sont les alimentations électriques haute tension des lasers Nd-YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet ou grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme  $\text{Nd}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) qui sont refroidis à l'aide de ventilateurs en rotation. Ce sont ces derniers qui peuvent causer des vibrations, il convient donc de les éloigner de la chaîne laser, leur isolation du sol n'étant pas suffisante, même si nécessaire, pour la raison qu'ils peuvent être également responsables d'instabilités que je classifie comme « naturelles »

et que je décris par la suite.

Le seconde catégorie concerne donc les sources « naturelles ». Je regroupe sous ce terme, toutes les sources de vibrations qui ne sont pas créées directement par une machine. Dans ce groupe on a donc en particulier les flux d'air. Ils ont souvent une origine thermique, l'ensemble de l'installation laser produit beaucoup de chaleur et génère des masses d'air chaud moins dense qui par convection vont diffuser dans le reste de la salle. Le processus de convection étant de nature chaotique avec des gradients de densité aléatoires, il modifie le trajet du faisceau laser de façon imprévisible. Seules deux techniques sont possibles pour s'en prémunir : avoir l'essentiel du trajet optique sous vide ou couper les flux d'air. Comme il est impossible d'avoir l'ensemble de la chaîne laser sous vide, il faut donc utiliser la seconde solution. Les flux d'air sont importants notamment au niveau des passages entre salle laser et salle expérimentale, ce qui implique de rendre ces passages les plus étanches possibles. Ils sont également importants à proximité du trajet optique, le passage du faisceau laser échauffant les optiques par les pertes inévitables. La couverture du trajet optique permet de conserver une température homogène et de couper les flux d'air, ce qui limite les mouvements perturbatifs.

Enfin il existe une dernière catégorie qui ne peut être cataloguée comme source et que nous nommerons les amplificateurs de vibrations. Cette catégorie regroupe un ensemble de dysfonctionnements qui ont pour conséquence l'amplification de vibrations causées par des sources externes. Parmi ces amplificateurs nous avons par exemple un pied de miroir mal serré ou encore un défaut architectural du bâtiment qui permet la transmission des vibrations provenant de l'extérieur. Suivant les cas et l'amplitude de l'amplification des vibrations, la stabilité du faisceau ne pourra pas toujours être facilement améliorée et il faudra recourir à des contrôles actifs de stabilisation.

Nous avons donc un ensemble de sources d'instabilités avec des amplitudes qui varient en fonction de leur position dans la chaîne laser ainsi que de leur action sur le trajet du faisceau laser. La hiérarchisation des amplitudes permet de traiter par priorité les instabilités, conjointement avec la difficulté de la résolution technique du problème.

### 3.3.3 Les améliorations techniques de stabilisation du pointé

La détection des sources de vibrations et d'instabilités du positionnement du faisceau laser au plan focal ayant été réalisée, des solutions techniques furent apportées pour améliorer l'installation laser. On peut classer ces améliorations sous deux catégories : des améliorations passives, où c'est l'environnement du laser qui est modifié pour augmenter les performances, et des améliorations actives où nous modifions directement la chaîne laser et le trajet optique.

Dans le premier cas, l'amélioration passive consiste à éloigner et isoler les sources de vibra-

tions présentes dans la salle laser ainsi que les sources d'instabilités. Cela concerne les générateurs électriques des lasers de pompe YAG ou encore la pompe à vide primaire du cristal amplificateur de la troisième table d'amplification, et bien sûr tous les mouvements de convection de l'air présents aussi bien sur les tables optiques qu'aux passages inter-tables. L'amélioration passive est souvent simple, ainsi il a suffi de déplacer ces générateurs électriques de quelques mètres, au lieu de les avoir sous une table optique, de renforcer les pieds de tables optiques qui présentaient une certaine fragilité, d'isoler les pompes du sol par des matériaux absorbant les vibrations ou encore d'isoler les tables optiques en les couvrant entièrement afin de couper les flux d'air ce qui a été également réalisé avec des tubes au niveau des passages inter-tables.

Les améliorations actives sont plus complexes à mettre en œuvre, mais plus efficaces car elles agissent directement sur le faisceau. La première amélioration est l'utilisation d'un moteur piézo-électrique sur lequel est monté un miroir positionné à l'entrée de la table 3 (j sur la figure 3.1). Il permet des mouvements très rapides avec une faible amplitude. Il est couplé à un photo-détecteur, positionné dans le compresseur d'impulsions pour recueillir le faisceau provenant de l'ordre 0 de l'un des réseaux de diffraction, qui mesure la position du faisceau à l'instant  $t$ . Pour avoir un faisceau de petite taille sur le photo-détecteur, il est préalablement focalisé par une lentille de focale  $f = 1.5$  m. La partie comprimée du faisceau est envoyée dans la chambre d'interaction et focalisée par un miroir sphérique de focale  $f = 1.5$  m dans le cœur d'un tube capillaire. Le déplacement du pointé laser dans le plan focal à l'entrée du tube capillaire est supposé très proche du déplacement mesuré sur le photo-détecteur, un faible nombre d'optiques étant intercalées entre le réseau de diffraction et les deux plans de focalisation (photo-détecteur et tube capillaire). La figure 3.3 présente le schéma de principe de ce type de stabilisation active.

Pour ne pas détruire le détecteur lorsque l'on utilise le laser à 10 Hz à pleine puissance, un diaphragme ultrarapide (temps de fermeture de l'ordre de  $100 \mu\text{s}$ ) est installé devant et permet de bloquer l'impulsion. Le faisceau qui permet la mesure du pointé est le faisceau graine provenant de l'oscillateur en début de la chaîne laser, il est donc soumis aux mêmes vibrations et instabilités, mais sa puissance plus faible permet de conserver intact le détecteur.

Le signal du détecteur est envoyé à un ordinateur qui traite l'information *via* un programme LabVIEW FPGA (Field-Programmable Gate Arrays ou réseau de portes programmables *in situ*). LabVIEW FPGA est un module LabVIEW qui permet le développement dans un environnement graphique de programmes interagissant avec des réseaux logiques programmables qui sont des circuits électroniques composés de nombreuses cellules logiques élémentaires librement assemblables. Le but de la programmation est de connecter ces cellules logiques de manière définitives ou réversibles afin de réaliser la ou les fonctions numériques voulues.

L'intérêt de l'utilisation de cette technologie pour notre application est sa capacité de traitement rapide de l'information, celle-ci étant directement traitée par le circuit sans passer par

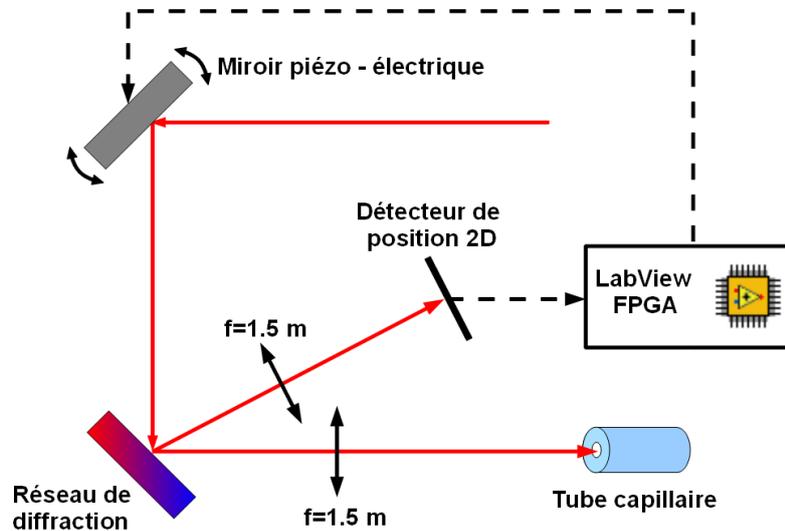


FIGURE 3.3 – Schéma du montage du contrôle actif de la stabilisation du pointé par l'utilisation d'un miroir monté sur un moteur piézo-électrique, un détecteur de position du faisceau 2D et un programme de contrôle sous LabView FPGA.

d'autres intermédiaires comme c'est le cas pour une architecture d'ordinateur classique. Cela conduit donc à un gain de temps et des performances permettant la pleine exploitation des capacités des détecteurs et des moteurs piézo-électriques.

Le programme de traitement de l'information et de contrôle du moteur piézo-électrique utilise le principe des boucles de contrôle PID (Proportionnel Intégral Dérivé), et permet en ajustant ses paramètres de réduire l'amplitude des mouvements du laser en « prédisant » où se situera le tir suivant à l'instant  $t + 1$ , et en modifiant en conséquence la trajectoire du faisceau laser à l'aide du moteur piézo-électrique. Le régulateur PID est un organe de contrôle qui permet d'effectuer une régulation en boucle fermée du système de stabilisation. La figure 3.4 présente le schéma de principe d'une boucle de contrôle PID pour une architecture parallèle. L'erreur calculée  $\varepsilon(s)$  est la différence entre la consigne  $E(s)$  (qui est par exemple la position ou la tension que nous souhaitons obtenir) et la mesure  $S(s)$  que l'on observe sur notre détecteur. Un erreur nulle signifie donc que le faisceau se trouve à l'endroit souhaité. A partir de cette erreur, le contrôle PID permet trois actions servant à ramener l'erreur  $\varepsilon(s)$  vers 0 à l'instant suivant :

- une action Proportionnelle : l'erreur est multipliée par un gain  $Gr$
- une action Intégrale : l'erreur est intégrée sur un intervalle de temps  $Ti$
- une action Dérivée : l'erreur est dérivée suivant un temps  $Td$

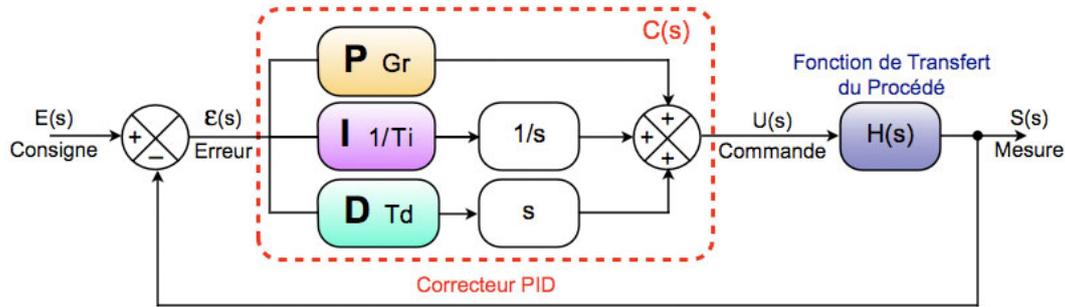


FIGURE 3.4 – Schéma de principe d'une boucle de contrôle PID

La fonction de transfert, qui est une représentation mathématique de la relation entre l'entrée et la sortie du système et décrit la réponse du système en fonction de l'erreur, de ce régulateur PID parallèle idéal est la somme des trois actions et s'écrit :

$$C(s) = Gr + \frac{1}{Ti} \cdot \frac{1}{s} + Td \cdot s = \frac{Gr \cdot Ti \cdot s + 1 + Td \cdot Ti \cdot s^2}{Ti \cdot s} \quad (3.1)$$

avec  $s = dU/dt$  où  $U$  est la commande ce qui dans le cas de notre stabilisateur est la tension envoyée au moteur piézo-électrique.

Le réglage du régulateur PID s'effectue en déterminant les coefficients  $Gr$ ,  $Ti$  et  $Td$  de manière à obtenir le signal adéquat de la stabilisation. En jouant sur ces paramètres nous changeons la fonction de transfert du système de manière à avoir une erreur entre la mesure et la consigne qui tend vers zéro le plus rapidement possible. Dans le cas qui nous intéresse, nous cherchons à stabiliser le faisceau sur une position puis conserver cette position : nous appellerons ce mode de fonctionnement « régime stationnaire ». La réponse du système est influencée par les paramètres PID de la manière suivante :

- $Gr$  : Lorsque  $Gr$  augmente, le temps de positionnement de la position du faisceau vers la position désirée est plus court mais le dépassement de cette position est plus important. Par analogie, pour chauffer une salle à une température fixe, il sera très rapide de chauffer avec le thermostat au maximum, mais la température fixée atteinte, même si l'on coupe l'alimentation du radiateur, la température continuera à croître pendant un certain temps. Le temps d'établissement du régime stationnaire, régime qui correspond à la situation où le faisceau est stabilisé (par analogie, une température constante de la pièce), dépend peu de ce paramètre et l'erreur statique, qui est la différence entre la position stabilisée obtenue et la position désirée (la consigne), se trouve améliorée.
- $Ti$  : Lorsque  $Ti^{-1}$  augmente, le temps de positionnement de la position du faisceau vers la position désirée est plus court mais le dépassement de cette position est plus important. Le temps d'établissement du régime stationnaire s'allonge mais dans ce cas on assure une erreur statique nulle.
- $Td$  : Lorsque  $Td$  augmente, le temps de positionnement de la position du faisceau vers

la position désirée change peu mais le dépassement de cette position diminue. Le temps d'établissement du régime stationnaire est plus court et il n'y a pas d'influence sur l'erreur statique.

La seconde amélioration est l'installation d'un inhibiteur qui a pour but d'empêcher d'effectuer un tir lorsque la pompe du refroidissement cryogénique du cristal amplificateur de la troisième table d'amplification émet le plus de vibrations. L'amplitude de ces vibrations est telle qu'elles ne peuvent être compensées par le miroir piézo-électrique. Sur la figure 3.5 est représenté le signal capté par le microphone installé sur la pompe cryogénique qui permet de détecter les vibrations émises par cette pompe. Celle-ci a une cadence de 1 Hz ; au cours du cycle de fonctionnement, lorsque le piston atteint sa butée, il fait vibrer l'ensemble de la table optique. Etant donné que le cycle se compose d'un aller et un retour du piston, il y a deux butées, ce qui donne une fréquence de 2 Hz. Après le choc, la table optique réagit et vibre également pendant une centaine de millisecondes, jusqu'à l'amortissement complet des ondes. Le principe de l'inhibiteur est d'empêcher tout tir durant cette période de vibrations et de les autoriser lorsque le système est plus stable. La zone plus stable se situe 300 ms après le choc et dure 100 ms ce qui permet l'exécution d'un tir laser durant cette période.

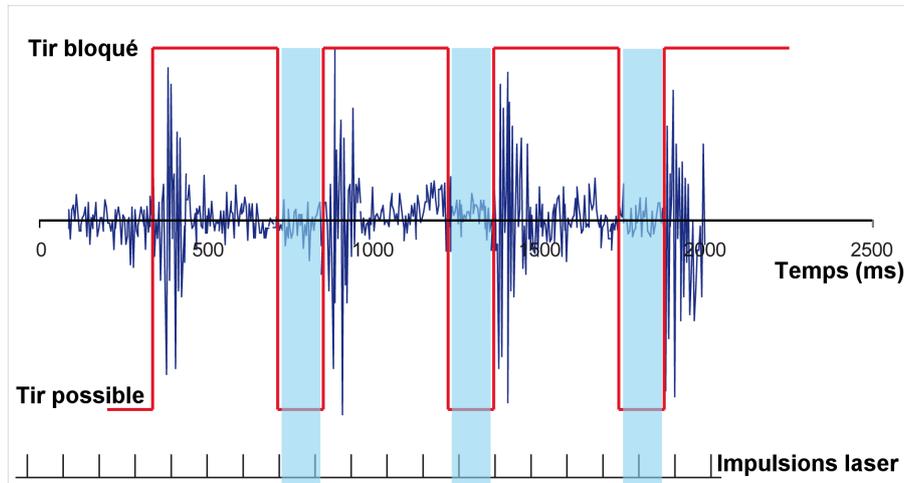


FIGURE 3.5 – Au centre : signal en provenance du microphone installé sur la pompe cryogénique mesurant l'amplitude des vibrations en fonction du temps ; la courbe en créneaux est le mode de l'inhibiteur suivant l'amplitude des vibrations ; en bas est représenté le signal correspondant au déclenchement des impulsions laser à la fréquence de 10 Hz.

Il s'agit là de l'ensemble des moyens mis en œuvre pour l'amélioration de la stabilité du faisceau laser. D'autres perfectionnements sont encore possibles, notamment la fixation du miroir de focalisation sur un miroir piézo-électrique qui corrigerait directement la position du foyer en complément de la correction effectuée en entrée de la dernière table d'amplification (Table 3).

### 3.3.4 Description des mesures du pointé

Des mesures de la stabilité du faisceau laser ont été réalisées lors de chaque campagne de mesures de l'onde de plasma, en observant le déplacement de la tache focale sur une caméra 16-bit située sur la table de diagnostics en dehors de l'enceinte. Ceci permet de donner une estimation haute du pointé, la limitation sur la précision étant qu'un long trajet depuis l'enceinte à vide jusqu'à la caméra est réalisé dans l'air. C'est pour obtenir des valeurs plus précises qu'ont été effectuées des mesures dans la chambre à vide de l'installation du Lund Laser Center en février 2009.

Les mesures de stabilité du pointé furent accomplies suivant deux configurations. La première est la mesure à l'aide d'une caméra CCD 16-bits située en dehors de l'enceinte d'interaction sous vide, qui image le plan focal grâce à un système d'imagerie optique constitué de deux lentilles. Les tirs laser ont été réalisés à pleine puissance avec une période de temps entre les tirs de l'ordre de la minute.

La seconde est la mesure à l'aide du faisceau laser graine provenant de l'oscillateur à 80 MHz qui n'a pas été amplifié. Ayant exactement le même trajet optique que lorsqu'il est amplifié, le faisceau est donc soumis aux mêmes sources de vibrations et instabilités. L'avantage d'utiliser cette source laser est que son taux de répétition permet la mise en place du système de stabilisation. La caméra utilisée est une caméra 12-bits équipée d'un objectif de microscope de grandissement  $\times 10$ , placée dans l'enceinte d'interaction à l'air, au foyer d'un miroir sphérique de focalisation de focale  $f = 1.5$  m décrit dans la section 3.5.2.

Je présente maintenant les résultats des mesures de pointé obtenus lors des différentes expériences réalisées sur l'installation laser TeraWatt du Lund Laser Center. Je réalise donc une comparaison entre la stabilité qui existait à l'origine sur cette installation avec celle obtenue grâce aux modifications effectuées sur la chaîne laser.

La figure 3.6 représente la position du laser ( $X = x_i - \bar{x}$ ,  $Y = y_i - \bar{y}$ ) dans le plan focal pendant des séries de tirs consécutifs par rapport à la position moyenne du laser pour chaque série  $(\bar{x}, \bar{y})$ . Plusieurs séries sont regroupées pour différentes valeurs de l'énergie de l'impulsion et de la mise en route de la pompe cryogénique refroidissant le cristal d'amplification siégeant sur la dernière table d'amplification (table 3). Cette mesure du pointé a été réalisée lors de la première expérience effectuée au Lund Laser Center sur l'installation TeraWatt en 2006. Il s'agit de la mesure initiale du pointé, réalisée avec la caméra CCD 16-bits.

Les étoiles et les points représentent les tirs pour lesquels le laser n'est pas amplifié par le dernier étage, il n'y a donc que quelques 40 mJ au foyer ; les triangles et carrés sont les positions des tirs à pleine énergie, c'est à dire environ 700 mJ au foyer. Concernant les couleurs, le bleu (étoiles et triangles) symbolise lorsque la pompe de refroidissement cryogénique est en

fonctionnement et le rouge (points et carrés) lorsque elle est à l'arrêt.

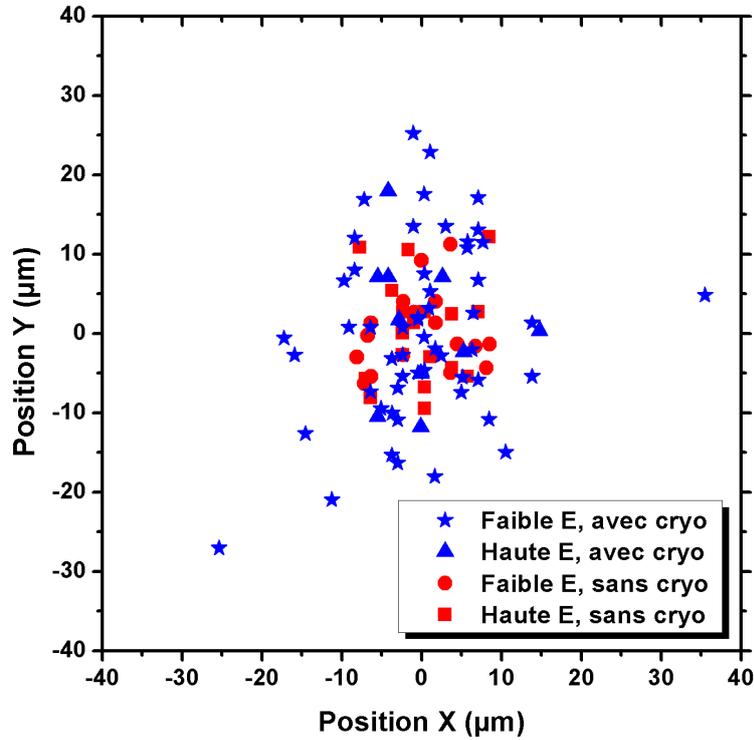


FIGURE 3.6 – Position du faisceau laser par rapport à la position moyenne des tirs pour différentes énergies et suivant l'état de fonctionnement de la pompe cryogénique.

La mesure de la déviation standard de ces positions est donnée par la relation :

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{1}{N} \left( \sum_{i=1}^N (\Delta r_i)^2 \right)} \quad (3.2)$$

avec  $\Delta r_i = \sqrt{(x_i - \bar{x})^2 + (y_i - \bar{y})^2}$  où  $\bar{x}$  et  $\bar{y}$  sont les positions moyennes de l'ensemble des tirs suivant X et Y et  $x_i$  et  $y_i$  les positions du i-ème tir.

Le tableau 3.7 présente les valeurs statistiques obtenues à partir des mesures du pointé, en fonction de l'énergie du faisceau laser (haute ou basse énergie) et du mode de fonctionnement de la pompe de refroidissement cryogénique. Sont représentées sur ce tableau les valeurs : de la déviation standard  $\sigma_0$  en distance et en angle, l'amplitude maximale qui est définie comme

étant la distance séparant les points les plus extrêmes, et enfin la distance du tir le plus éloigné de la position moyenne de l'ensemble des tirs  $(\bar{x}, \bar{y})$ , notée  $\Delta r_i \text{ max}$ .

Energie	cryo	$\sigma_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_0$ ( $\mu\text{rad}$ )	Amplitude max ( $\mu\text{m}$ )	Amplitude max ( $\mu\text{rad}$ )	$\Delta r_i \text{ max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta r_i \text{ max}$ ( $\mu\text{rad}$ )
Faible	sans	7	4.7	17.6	11.7	11.8	7.9
Haute	sans	7.6	5.1	21.6	14.4	14.8	9.9
Faible	avec	13.9	9.3	60.8	40.6	37.1	24.7
Haute	avec	10.7	7.1	29.7	19.8	18.4	12.3

FIGURE 3.7 – Tableau de comparaison des valeurs de stabilité du faisceau en fonction des paramètres d'énergie et du fonctionnement de la pompe cryogénique.

On voit sur le tableau 3.7 qu'il existe un facteur deux entre la situation sans la pompe de refroidissement du système cryogénique et le cas avec. Cette mesure donne une indication de l'importance de la pompe sur la stabilité du faisceau, cela est d'autant plus flagrant en regardant les amplitudes maximales des déplacements, définie comme la distance séparant les points les plus extrêmes. L'énergie du faisceau n'a pas d'influence marquée sur sa stabilité. Il est clair que l'amplitude des variations de positions est largement hors de proportions pour un couplage de qualité dans le tube capillaire. Celui-ci ayant généralement un diamètre interne de  $100 \mu\text{m}$ , il n'est pas possible de travailler avec des déplacements maximums  $\Delta r_i = 18.4 \mu\text{m}$  correspondant à une fluctuation  $\delta R/R_{cap} \sim 0.37$ , pour un fonctionnement à pleine capacité du laser (haute énergie et refroidissement en fonctionnement).

La deuxième série de mesures a été réalisée dans le cadre de l'expérience de mesure de l'onde de plasma effectuée en 2009. Dans ce cas nous utilisons la caméra CCD 12-bits. Ces mesures font suite à l'ajout des systèmes de stabilisation du pointé et servent à quantifier leur efficacité. La figure 3.8 représente la position du laser par rapport à la position moyenne du laser au plan focal dans trois configurations de fonctionnement du système de stabilisation ( $X = x_i - \bar{x}$ ,  $Y = y_i - \bar{y}$ ). Le premier cas, figure 3.8 b), correspond à une situation où les moyens de stabilisation actifs du faisceau ne sont pas en fonctionnement, le système cryogénique en marche et le laser de très faible énergie. Cette situation est représentée par des carrés bleus. Nous avons dans ce cas une déviation standard  $\sigma_0 = 7.9 \mu\text{m}$  ( $5.3 \mu\text{rad}$ ) à comparer avec la mesure de stabilité précédente à faible énergie et avec le système de refroidissement cryogénique en fonctionnement. Les valeurs de la déviation standard  $\sigma_0$  passent de  $9.3 \mu\text{rad}$  à  $5.3 \mu\text{rad}$ , la stabilité est donc accrue par rapport aux mesures précédentes. En effet, l'installation laser a bénéficié entre temps de la mise en place d'une stabilisation passive (fermeture des flux d'air autour du trajet optique, isolation des pompes...). Le déplacement maximum mesuré  $\Delta r_i$  est quand à lui  $20.5 \mu\text{m}$  ( $13.7 \mu\text{rad}$ ). Il faut également noter que cette mesure a été réalisée directement au foyer du faisceau dans

l'enceinte d'interaction, ce qui enlève toute instabilité provenant d'un trajet optique plus long d'environ 5 m.

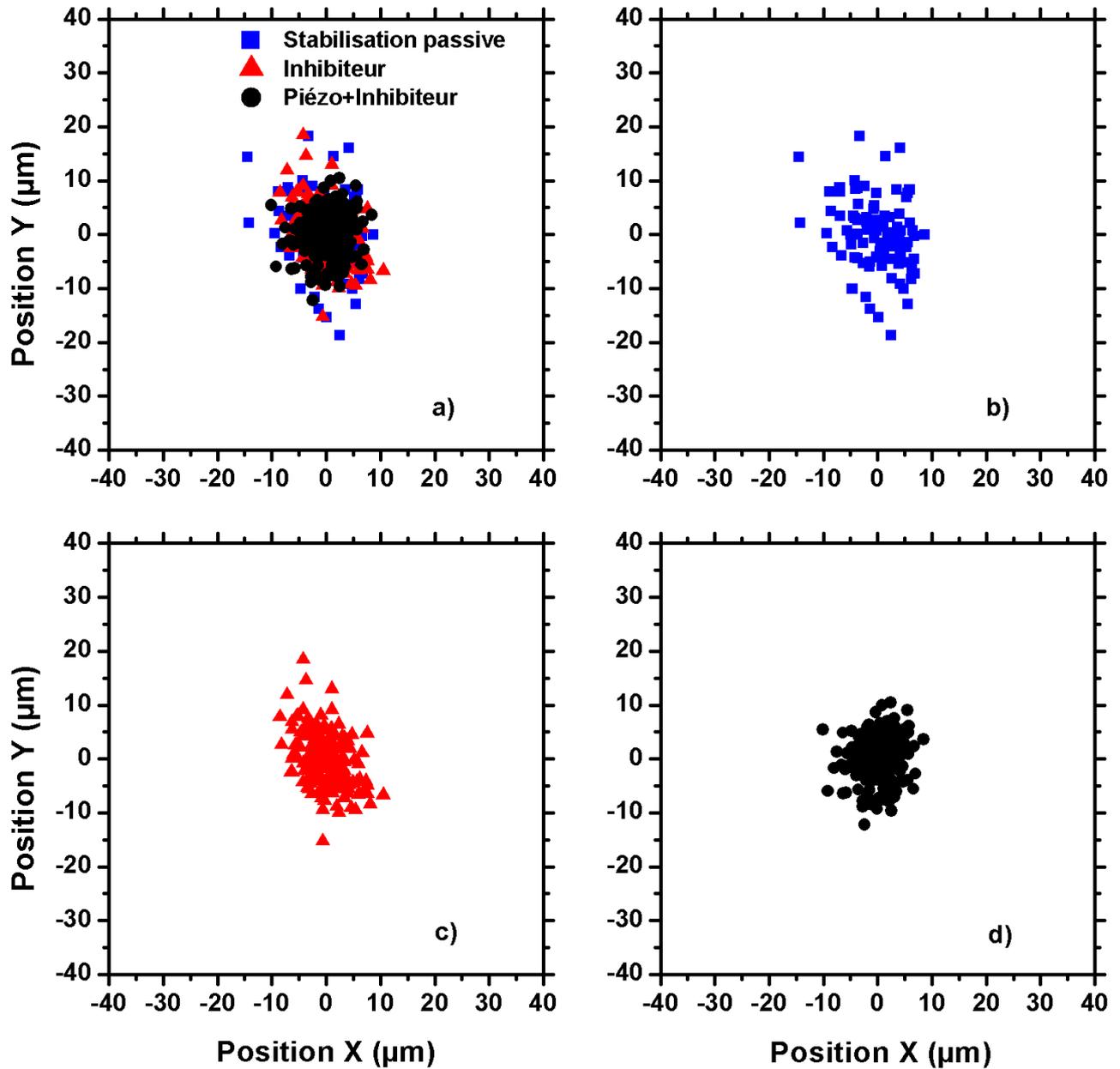


FIGURE 3.8 – Position du faisceau laser dans le plan focal par rapport à la position moyenne pour différentes configurations du système de stabilisation ; b) carrés bleus : stabilisation passive, c) triangles rouges : stabilisation avec inhibiteur et c) points noirs : inhibiteur et miroir piézo-électrique ; le graphique a) regroupe l'ensemble de ces trois configurations.

Le deuxième cas représenté par des triangles rouges est une situation où l'inhibiteur est en fonctionnement. Il permet de travailler comme si la pompe de refroidissement est éteinte. On peut voir tout de suite sur la figure 3.8 c) que la dispersion des points est beaucoup plus réduite que dans le cas de la figure 3.8 b). Le calcul de la déviation standard donne  $\sigma_0 = 5.9 \mu\text{m}$  ( $3.9 \mu\text{rad}$ ) et le déplacement maximum  $19 \mu\text{m}$  ( $12.7 \mu\text{rad}$ ) ce qui montre déjà une amélioration bien que ce ne soit pas suffisant.

Finalement la dernière situation est celle de l'utilisation d'un miroir monté sur un moteur piézo-électrique capable de bouger très rapidement et de l'inhibiteur pour la stabilisation du faisceau laser, celui-ci étant de faible énergie et la pompe de refroidissement cryogénique étant en fonctionnement. Nous représentons ce cas par des ronds noirs sur la figure 3.8 d). On voit clairement que la dispersion des points est considérablement réduite et que sa géométrie est plus régulière, signe que le contrôle de la stabilité fonctionne correctement. Le calcul de la déviation standard donne  $\sigma_0 = 5.2 \mu\text{m}$  ( $3.5 \mu\text{rad}$ ) et un déplacement maximum  $\Delta r_i$  de  $12.4 \mu\text{m}$  ( $8.3 \mu\text{rad}$ ). L'ensemble des valeurs a été amélioré par rapport aux conditions initiales ce qui est très encourageant. On retrouve les valeurs de la déviation standard et des amplitudes maximales sur la figure 3.9. Les fluctuations maximum correspondent, lorsque le miroir et l'inhibiteur sont en fonctionnement, à  $0.1 \leq \delta R/R_{cap} \leq 0.25$ .

Inhibiteur	Piézo	$\sigma_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_0$ ( $\mu\text{rad}$ )	Amplitude max ( $\mu\text{m}$ )	Amplitude max ( $\mu\text{rad}$ )	$\Delta r_i$ max ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta r_i$ max ( $\mu\text{rad}$ )
non	non	7.9	5.3	37	24.6	20.5	13.7
oui	non	5.9	3.9	34	22.5	19	12.7
oui	oui	5.2	3.5	23	15.1	12.4	8.3

FIGURE 3.9 – Tableau des mesures de stabilité pour un faisceau de basse énergie en fonction des systèmes de stabilisation active utilisés.

### 3.3.5 Conclusion

Les résultats concernant la mesure de la stabilité du pointé montrent les progrès et le travail réalisés sur la chaîne laser TeraWatt du LLC, ainsi que la pertinence de rechercher et d'éliminer toutes les sources de vibrations dans la salle laser. Nous avons ainsi pu montrer que nombre de sources d'instabilités étaient imputables à des éléments mécaniques vibrants, tels que les pompes ou ventilateurs, qui pouvaient facilement être déplacés ou isolés, constituant des solutions passives de stabilisation. Cela a donc permis de voir que l'environnement d'une salle laser doit être géré et optimisé pour réduire au maximum les sources de vibrations si l'on veut un faisceau stable.

Nous avons également remarqué que les solutions passives n'étaient pas suffisantes pour l'utilisation envisagée et qu'il fallait alors recourir à des solutions techniques complexes. C'est ce point qui a demandé beaucoup d'efforts et de tests, et a permis de développer un système de correction actif des vibrations du pointé. La réduction de la dispersion des tirs laser par cette méthode rendant possible la mesure de l'onde de plasma dans des tubes capillaires est un succès. La réussite de cette technique permet d'envisager de continuer le développement de ce système pour améliorer encore la qualité du pointé laser.

## 3.4 La tache focale

La focalisation du faisceau laser est effectuée par un miroir sphérique de focale  $f = 1.5$  m, ayant une surface en argent poli à  $\lambda/10$ . Une optique en réflexion permet de ne pas introduire de non-linéarités dans l'impulsion. Pour réduire les aberrations, l'angle d'incidence doit être le plus proche de la normale possible, mais il s'agit là de la seule contrainte de ce type de miroir. Pour les mesures de tache focale, ce miroir est aligné hors axe avec un angle  $\approx 70$  mrad. L'axe de sortie du miroir détermine l'axe du capillaire, c'est celui-ci qui est aligné sur le faisceau et non l'inverse. Le schéma de la géométrie utilisée pour la focalisation et la mesure de la tache focale est visible sur la figure 3.21. On utilise, pour visualiser le plan focal, une caméra CCD 16-bits située sur une table en dehors de l'enceinte à vide. L'image est obtenue à l'aide d'un couple de lentilles pour le transport du faisceau et d'un objectif de microscope de grandissement  $\times 10$ .

### 3.4.1 Caractérisation de la tache focale

La qualité de la tache focale est un paramètre important du couplage de l'impulsion laser avec le tube capillaire. En effet, dans les conditions idéales la tache devrait être une gaussienne. Toutefois le transport du faisceau lumineux par des optiques introduit des défauts qui pourront être partiellement corrigés comme nous le verrons par la suite. En outre, il est nécessaire de connaître les dimensions de la tache focale afin d'ajuster le rayon interne de notre tube capillaire, et éventuellement le rayon du faisceau, le couplage optimum étant défini par le rapport du rayon de la tache avec le rayon du tube capillaire comme nous l'avons montré sur les figures 2.6 et 2.7. C'est pourquoi il est important de caractériser les taches focales lors de nos expériences.

Dans cette partie je présenterai donc l'ensemble des taches focales obtenues lors des différentes expériences de mesure de l'onde de plasma, avec leurs caractéristiques ainsi que leur évolution en fonction des améliorations effectuées sur l'installation laser. Trois expériences de mesure de l'onde de plasma furent réalisées. Je présente rapidement chacune des taches focales

obtenues afin d'évaluer les améliorations apportées sur l'installation laser. Il faut noter que ces améliorations ont donné lieu à une évolution de la transmission et un meilleur couplage avec le tube capillaire, ce qui a permis l'obtention de résultats sur la mesure de l'onde de plasma.

Sur la figure 3.10 on peut observer l'image de la tache focale typique dans le vide, obtenue à l'aide d'une caméra CCD 16-bit, avec une énergie de  $700 \pm 50$  mJ, obtenue dans le cadre de la première campagne effectuée au Lund Laser Center (LLC) à Lund sur l'installation TeraWatt en octobre 2006. Cette campagne fut effectuée en collaboration avec les groupes du LLC et de l'Université de Strathclyde à Glasgow.

Le cercle blanc correspond au diamètre du cœur du capillaire égal à  $100 \mu\text{m}$  et est centré sur le pixel de la tache ayant la valeur maximale. L'intensité maximum de cette tache est de  $(6.3 \pm 1.6) \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$  et a été calculée en utilisant le pixel avec la valeur maximum. La connaissance de la calibration en énergie de la caméra, de la durée de l'impulsion qui était dans ce cas de  $37 \pm 5$  fs et de la taille d'un pixel au foyer permet d'en déduire l'intensité. Celle ci est donnée par la relation

$$I [\text{W/cm}^2] = \frac{\mathcal{E} [\text{J}]}{\tau_L [\text{s}] S [\text{cm}^2]} \quad (3.3)$$

où  $I$  est l'intensité,  $\mathcal{E}$  l'énergie par pixel,  $\tau_L$  la durée de l'impulsion et  $S$  la surface d'un pixel. On peut voir immédiatement que cette tache focale présente de fortes difformités qui rendent son analyse et sa modélisation complexe. De plus le couplage avec un tube capillaire sera loin d'être optimum, sans compter sur son influence sur la création d'une onde de plasma et sa mesure.

L'analyse de la tache focale se fait au moyen des profils de cette tache qui permettent de calculer sa taille. Sur la figure 3.11 sont tracés les profils de la tache focale visible sur la figure 3.10, représentés sur la figure 3.11 a) avec une échelle linéaire et sur la figure 3.11 b) avec une échelle logarithmique. La courbe noire à tirets est le profil obtenu suivant la direction de la petite diagonale (la plus petite section de la tache focale), ayant un angle de  $122^\circ$  ( $0^\circ$  étant la direction horizontale et  $90^\circ$  la verticale), et la courbe rouge à pointillés est le meilleur profil gaussien correspondant. Cela nous donne une taille de faisceau  $w_0 = 24 \mu\text{m}$ , où  $w_0$  est le waist, c'est-à-dire le rayon pour lequel l'intensité vaut  $1/e^2 \approx 13\%$  de l'intensité maximum. La courbe pleine bleue est le profil dans le cas de la grande diagonale (la plus grande section de la tache focale), l'angle étant de  $32^\circ$ , et son meilleur profil gaussien représenté par la courbe tiret-point-tiret verte. Nous avons dans ce cas là un waist  $w_0 = 61 \mu\text{m}$ , ce qui signifie que la déformation de la tache focale présente une élongation d'un facteur  $\approx 2.5$  de la grande diagonale par rapport à la petite diagonale.

Ces déformations sont le signe des aberrations produites dans le trajet optique. Au cours de la propagation de l'impulsion dans la chaîne laser et dans les optiques du montage expérimental, le front d'onde de l'impulsion est graduellement modifié par les imperfections des optiques.

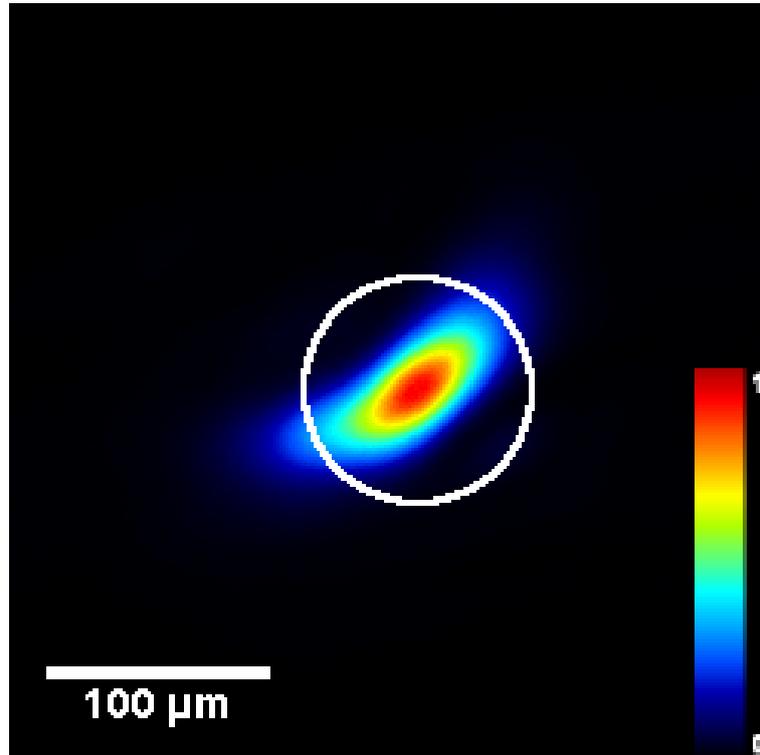


FIGURE 3.10 – Tache focale pour un tir avec une énergie de  $700 \pm 50$  mJ, une durée d’impulsion  $\tau = 37 \pm 5$  fs et une intensité maximum de  $(6.3 \pm 1.6) \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>, réalisée au LLC en 2006.

Les aberrations principales observées ici sont l’astigmatisme, visible par cette élongation de la tache, ainsi que les aberrations sphériques. Elles sont majoritairement dues à la qualité de l’amplification dans le troisième étage. La valeur théorique de la taille du faisceau à la limite de diffraction pour ce faisceau est  $w_0 = 15 \mu\text{m}$  qui est très inférieure à la valeur maximale du waist que nous mesurons. Un faisceau présentant de telles dissymétries, bien que ses profils pour différents angles soient quasi gaussiens, n’est plus dans les conditions d’un faisceau gaussien nécessaire pour obtenir un couplage monomode avec un tube capillaire. Outre la qualité du couplage, l’étalement de la tache focale signifie que l’intensité maximum sera réduite et également qu’une quantité non négligeable de l’énergie de l’impulsion pourra être perdue (n’entrant pas dans le tube capillaire). Il est donc nécessaire d’avoir un contrôle sur la qualité de la tache focale.

La figure 3.12 présente la tache focale obtenue lors de la seconde campagne de mesure de l’onde de plasma, réalisée une nouvelle fois sur l’installation TeraWatt du Lund Laser Center en février 2008. Dans ce cas, l’énergie au niveau du plan focal est d’environ 750 mJ pour une durée d’impulsion  $\tau_L = 37 \pm 5$  fs. Pour cette campagne de mesure, a été utilisé un miroir déformable couplé à un capteur de front d’onde utilisé dans la correction du front d’onde et l’amélioration

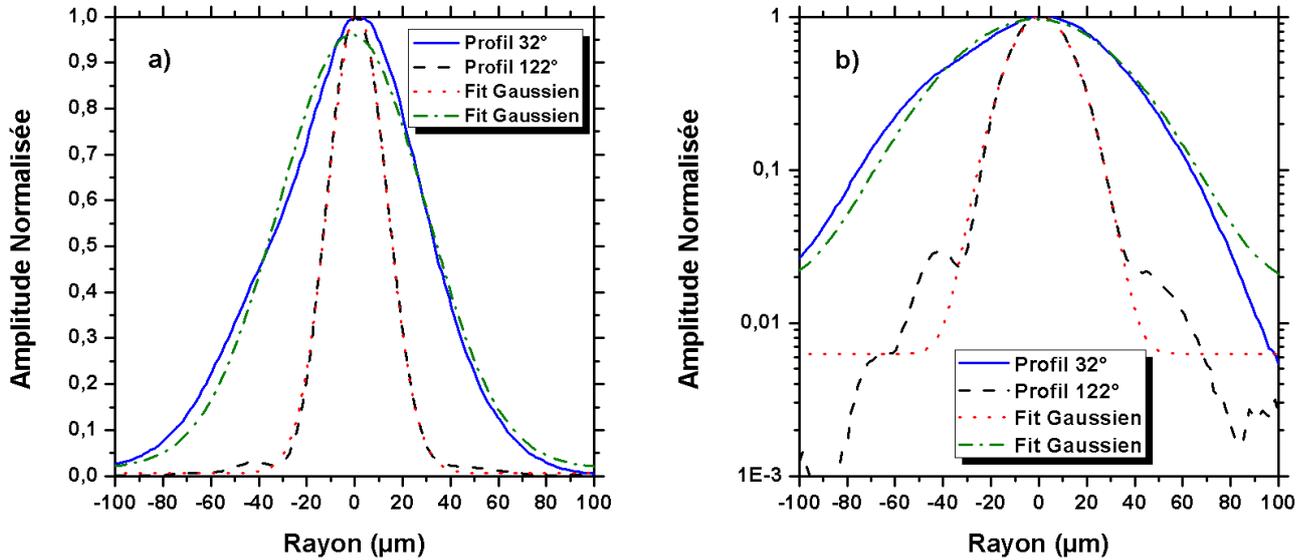


FIGURE 3.11 – Profils de la tache focale présentée sur la figure 3.10 ; a) profils en échelle linéaire et b) profils en échelle logarithmique ; sont représentés : le profil de la grande diagonale (profil 32° courbe pleine bleue) et le meilleur profil gaussien correspondant (courbe tiret-point-tiret verte), ainsi que le profil de la petite diagonale (profil 122° courbe tirets noirs) et le meilleur profil gaussien correspondant (courbe pointillés rouge).

de la tache focale. La description du senseur de front d'onde et la technique employée pour la correction sont présentés dans l'annexe B. Le cercle blanc représente la dimension du cœur du tube capillaire utilisé durant cette campagne. Comme on peut le voir sur cette figure, la tache focale présente toujours une déformation malgré la correction. En ce qui concerne le profil de cette tache focale, l'analyse donne une taille de faisceau en  $1/e^2$  moyen de  $41 \mu\text{m}$ . Cette taille est mesurée à partir du profil radial moyen de l'ensemble des taches focales obtenues lors de cette campagne. La connaissance du profil dans de plus amples détails est également nécessaire du fait de la géométrie particulière de la tache.

Une mesure moyenne du waist suivant l'axe du profil le plus étroit et le profil le plus long est donc réalisée. Dans le cas d'un profil court, pour un angle de  $135^\circ$  ce qui correspond au cas où le faisceau est le plus étroit, la taille du faisceau est  $w_0 = 27.3 \mu\text{m}$ , tandis que dans le cas d'un profil long, pour un angle de  $45^\circ$  où le faisceau est le plus large, la taille du faisceau est de  $52.4 \mu\text{m}$ . On peut observer ces profils sur la figure 3.13, où sur la figure 3.13 a) sont tracés les profils avec une échelle linéaire de l'amplitude et la figure 3.13 b) une échelle logarithmique de l'amplitude. Sont représentés sur ces figures le profil étroit de la tache focale ( $135^\circ$ , courbe à tirets noirs) et son meilleur profil gaussien correspondant (pointillés rouges) ainsi que le profil long (angle de  $45^\circ$ , courbe pleine bleue). Aucun profil gaussien n'est calculé pour ce dernier

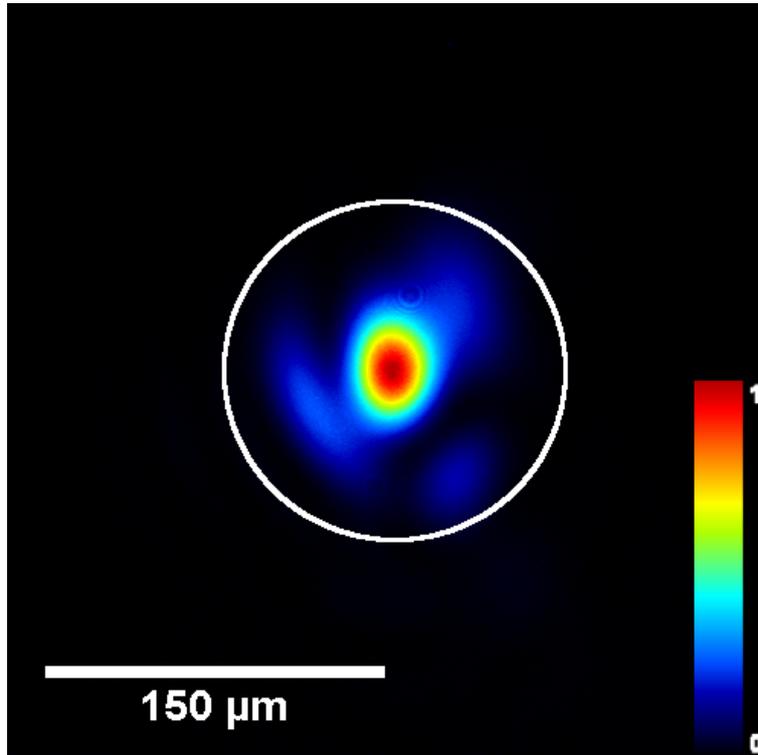


FIGURE 3.12 – Tache focale prise lors de la seconde campagne de mesure de l’onde de plasma au LLC en 2008 ; durée d’impulsion  $\tau_L = 37$  fs, intensité maximum de  $7 \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> ; nous utilisons un miroir déformable pour la correction de la tache focale.

profil. Le rapport des tailles du faisceau est de  $52.4/27.3 \simeq 1.9$ . La valeur théorique de la taille du faisceau à la limite de diffraction pour ce faisceau est  $w_0 = 15 \mu\text{m}$ .

L’énergie contenue dans les  $150 \mu\text{m}$  de diamètre des capillaires utilisés lors de cette campagne, par rapport à l’énergie totale contenue dans la tache focale, s’élève à 89.2%. Les défauts encore présents sur cette tache focale sont liés à une utilisation du senseur de front d’onde à une position inadéquate dans le système optique, qui a conduit à corriger le front d’onde dans un plan légèrement différent du plan focal. Ce problème ayant été détecté *a posteriori*, une troisième tentative a été réalisée.

Figure 3.14 est représentée la tache focale obtenue à l’aide d’une caméra 16-bit d’imagerie, cliché réalisé lors de la campagne expérimentale s’étant déroulée de janvier à mars 2009 au Lund Laser Center et qui correspond à l’expérience que nous détaillerons par la suite, qui a fourni des résultats sur l’amplitude de l’onde de plasma (que l’on retrouvera chapitre 4). Dans ce cas, l’intensité maximum mesurée est de l’ordre de  $1.3 \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>. On peut observer sur cette image que la correction du front d’onde est efficace et permet d’obtenir une tache focale symétrique, similaire à une tache d’Airy. Contrairement à la tache focale 3.12, l’utilisation

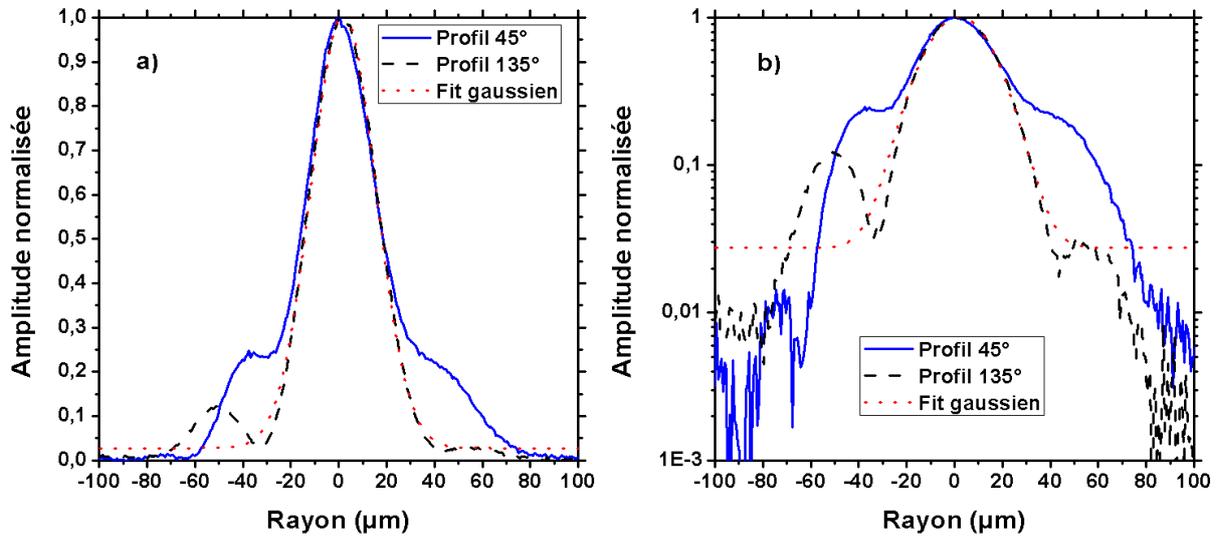


FIGURE 3.13 – Profils de la tache focale présentée sur la figure 3.12.

de l'optique adaptative est cette fois ci concluante avec l'obtention d'une tache focale sans aberrations. Nous obtenons dans ce cas un rapport de Strehl  $> 0.96$ . Le rapport de Strehl est défini comme le rapport entre le pic d'intensité observé dans le plan focal et le pic d'intensité maximum théorique à la limite de diffraction pour une fonction donnée (ici une gaussienne).

Bien que la symétrie soit importante, il est également essentiel de connaître la taille du faisceau pour déterminer le diamètre du capillaire le plus adapté pour avoir un guidage optimum. La figure 3.15 représente le profil radial en échelle logarithmique de cette tache focale, le profil radial étant défini par

$$f(r) = \frac{\int_0^{2\pi} f(\theta, r) d\theta}{\int_0^{2\pi} d\theta} \quad (3.4)$$

où  $f(\theta, r)$  est la répartition d'énergie au rayon  $r$ , d'origine au maximum d'énergie dans la tache focale et un angle  $\theta$  défini arbitrairement. Le profil radial représente une moyenne de l'énergie en un rayon donné.

Sur la figure 3.15 est tracé en a) le profil radial (courbe noire) de la tache focale de la figure 3.14 avec une échelle linéaire et la courbe la plus adaptée en tirets rouges, qui est une fonction d'Airy avec une taille au premier zéro de  $36 \pm 5 \mu\text{m}$ . En b) est représenté le même profil radial (courbe noire) en échelle logarithmique et la même fonction d'Airy (courbe rouge à tirets). On peut constater qu'au-delà de  $200 \mu\text{m}$  le profil est aplati et que le signal du faisceau est noyé dans le bruit, d'origine électronique, thermique ou photonique. Pour l'analyse des images, le bruit moyen d'une zone sans signal lumineux a été soustrait à l'ensemble de l'image. Toutefois,

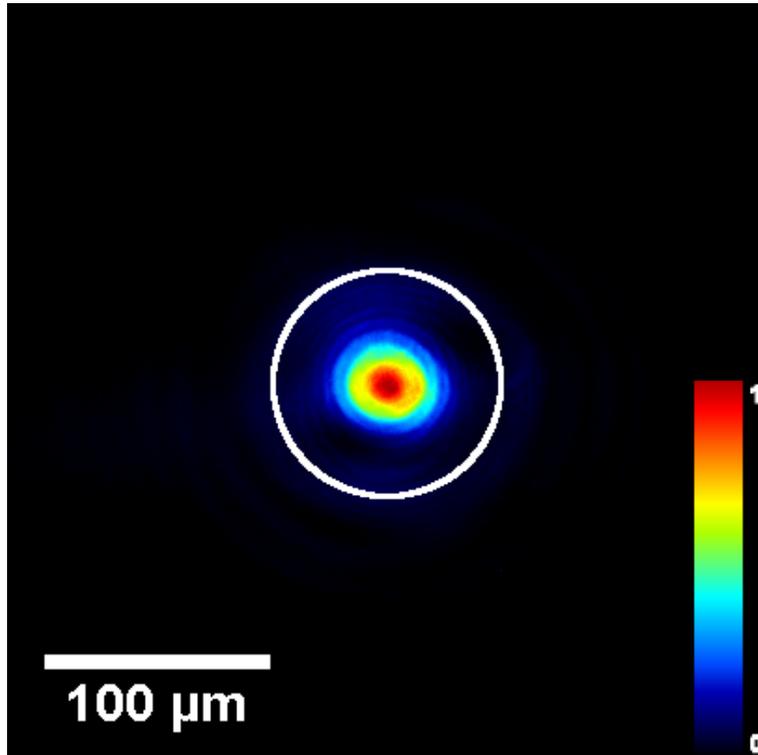


FIGURE 3.14 – Tache focale obtenue lors de la campagne de mesure de l’amplitude de l’onde de plasma réalisée au LLC en 2009; durée d’impulsion  $\tau = 45 \pm 5$  fs; un miroir déformable est utilisé pour la correction de la tache focale.

du fait de la répartition aléatoire du bruit, il reste un signal résiduel ( $< 10$  comptes/pixel).

Il est important de noter que la correction du front d’onde par le miroir déformable se fait au détriment de la taille de la tache. En effet cette correction, en rendant le front d’onde plan au niveau du plan focal, augmente la taille de la tache focale et nous obtenons finalement une taille supérieure à la limite de diffraction. Cette limite de diffraction, dans le cas d’une tache d’Airy, est donnée par  $r_0 = 1.22\lambda_L f/D \approx 29 \mu\text{m}$ . Cela n’est toutefois pas critique dans le cas de cette expérience car nous ne recherchons pas à avoir une intensité lumineuse très élevée, au contraire de la qualité de la tache focale. De plus la taille de cette tache, bien qu’elle soit légèrement trop petite pour un couplage monomode (voir figure 2.7), convient raisonnablement pour utiliser des tubes capillaires de  $100 \mu\text{m}$  de diamètre.

Si l’on considère à partir de la figure 3.15 qu’au delà d’un rayon de  $200 \mu\text{m}$  du centre de la tache nous n’avons plus que du bruit de fond, le rapport de l’énergie contenue dans les  $50 \mu\text{m}$  de rayon du capillaire à l’énergie contenue dans un rayon de  $200 \mu\text{m}$  nous donne  $E_{50}/E_{200} \simeq 71\%$ . Cette valeur nous permet de déterminer les valeurs de l’énergie en entrée de capillaire pour les calculs de transmission en considérant qu’au maximum 71% de l’énergie dans le plan focal entre

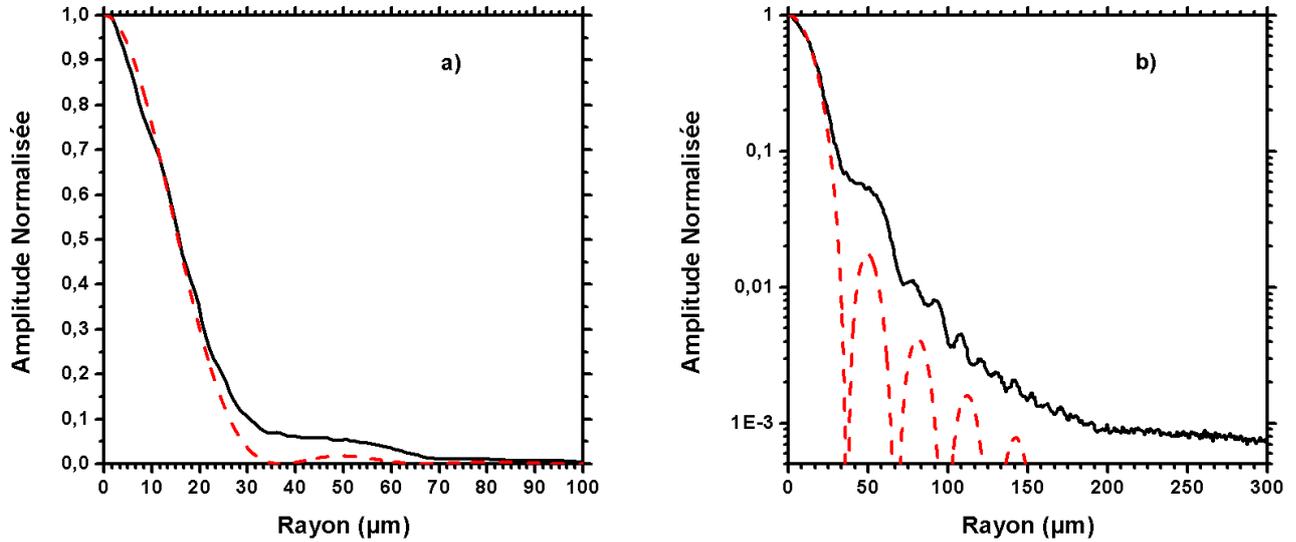


FIGURE 3.15 – Profil radial de la tache focale présentée figure 3.14 ; figure a) : profil avec une échelle linéaire de l’amplitude, et figure b) : profil avec une échelle logarithmique de l’amplitude ; la courbe pleine noire est le profil radial mesuré et la courbe rouge à tirets le meilleur profil de type tache d’Airy correspondant.

effectivement dans le tube capillaire. Les fluctuations de pointé conduisent quand à elles à une réduction du couplage tir à tir de l’ordre de 5%. L’énergie couplée aux modes sera donc de 67%. En prenant en compte la taille de la tache par rapport au rayon du capillaire  $R_{cap}/r_0 \sim 1.4$ , on s’attend à un couplage de l’ordre de 60% de l’énergie incidente sur le mode fondamental et de 25% sur le mode d’ordre 2, soit  $0.6 \times 0.67 = 40\%$  de l’énergie dans le plan focal dans le mode 1 et 17% dans le mode 2.

Sur la figure 3.16 sont présentés les profils linéaires a) horizontaux et b) verticaux (courbes noires) de la tache focale de la figure 3.14 avec les profil d’Airy les plus adaptés (courbes rouges à tirets). En a) le premier zéro de la fonction d’Airy est à un rayon de  $43 \mu\text{m}$  et en b) un rayon de  $33 \mu\text{m}$ , ce qui rend compte d’une légère dissymétrie entre les plans verticaux et horizontaux avec toutefois un rapport de taille de 1.3, ce qui est faible en comparaison des taches focales précédentes.

La figure 3.17 présente la répartition d’énergie du faisceau laser à différentes positions le long de son axe de propagation. La position d’origine est le plan focal, tandis que les autres images sont désignées par leur distance en millimètres au foyer. Les distances négatives représentent les positions comprises entre le miroir sphérique de focalisation et le plan focal, et les distances positives les positions entre le plan focal et le système d’imagerie. Le plan focal a été déterminé par deux critères : l’intensité lumineuse maximale qui doit être la plus grande possible, et

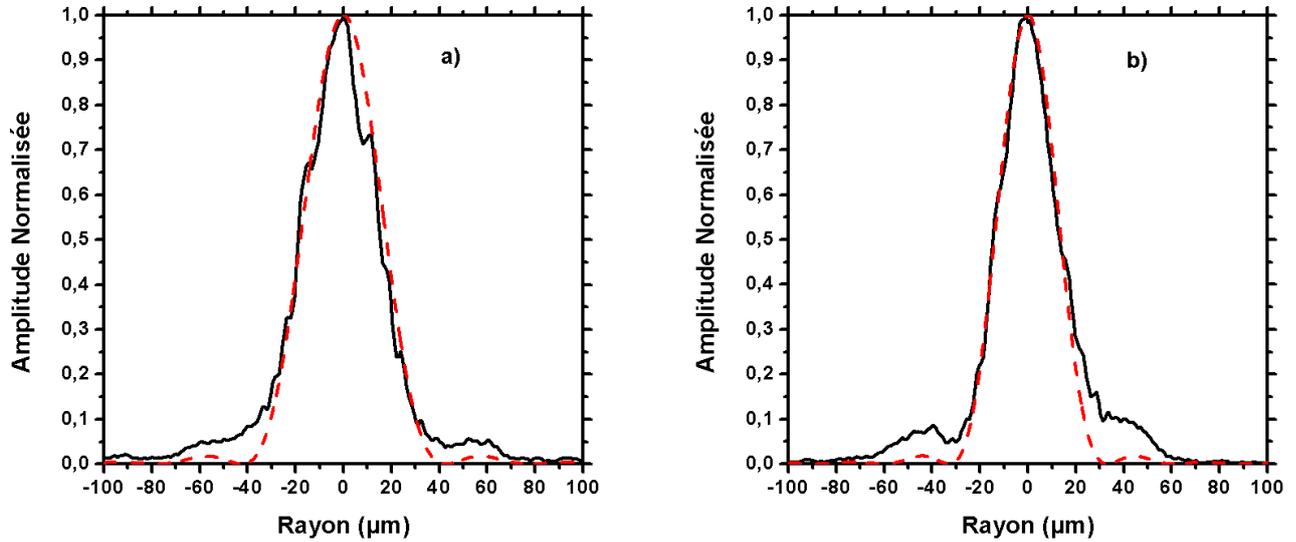


FIGURE 3.16 – Profils linéaires de la tache focale de la figure 3.14 ; a) : profil horizontal mesuré (courbe pleine noire) et le meilleur profil de type tache d’Airy correspondant (courbe à tirets rouges) ; b) : profil vertical mesuré (courbe pleine noire) et le meilleur profil de type tache d’Airy correspondant (courbe à tirets rouges).

l’aspect géométrique du faisceau qui doit être le plus circulaire. On voit sur cette suite d’images que la correction du front d’onde de l’impulsion dans le plan focal par le miroir déformable ne rend pas ce front d’onde symétrique par rapport au plan focal. La longueur de Rayleigh expérimentale peut être déterminée à partir de cette figure, et nous obtenons  $z_R \simeq 6.8$  mm, la longueur de Rayleigh théorique étant  $z_R \simeq 5.5$  mm.

Sur la figure 3.18 je compare les trois taches focales qui ont été présentées en fonction de l’utilisation d’un miroir déformable et de son senseur de front d’onde associé, qui permettent la correction du front d’onde et de la tache focale. Nous avons remarqué à travers les mesures des profils qu’il y avait eu une réduction du rapport des profils longs sur les profils courts. La comparaison visuelle des trois taches focales, mises à la même échelle, permet de se rendre compte de l’amélioration progressive de la qualité du faisceau. On voit clairement la différence de taille entre le faisceau sans correction (figure 3.18 a) et le faisceau avec une bonne correction (figure 3.18 c). Pour une même taille de tube capillaire, il apparaît qu’avec la correction une fraction plus importante de l’énergie incidente entrera effectivement dans le tube capillaire.

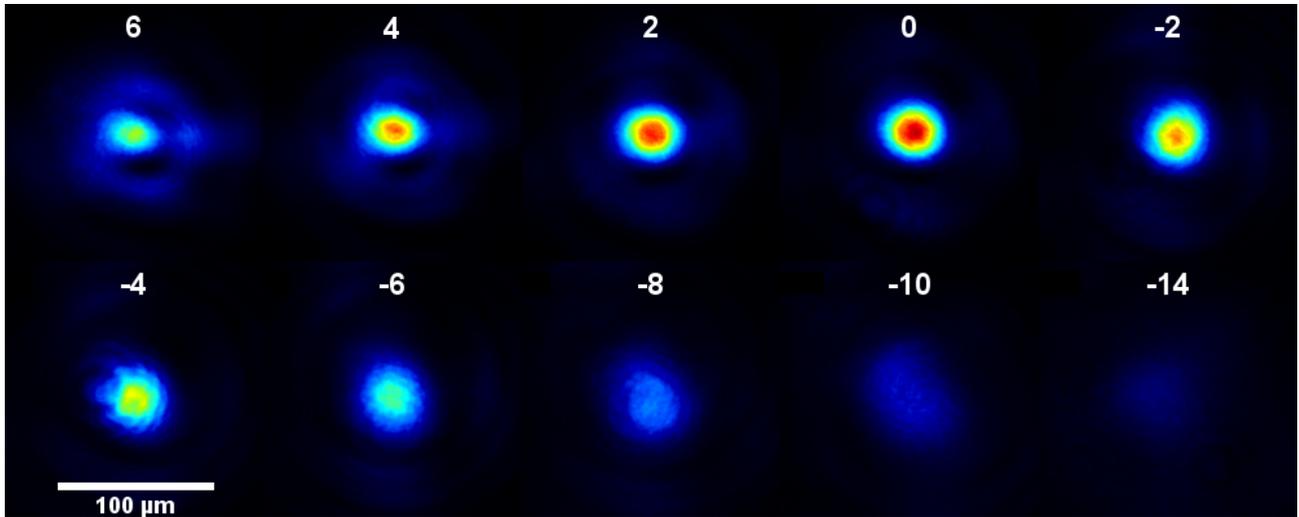


FIGURE 3.17 – Images du faisceau laser prises à différentes positions sur l'axe de propagation du faisceau ; chaque image est désignée par sa distance en millimètres par rapport au foyer ; les distances négatives sont les positions entre le miroir sphérique de focalisation et le plan focal, et les distances positives sont les positions qui s'éloignent du plan focal vers le système d'imagerie.

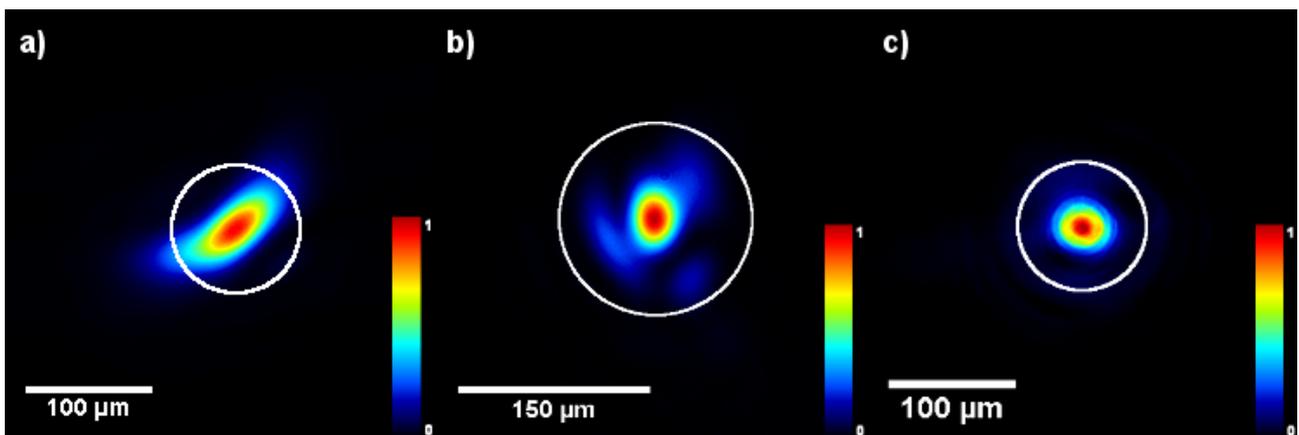


FIGURE 3.18 – Comparaison des 3 taches focales présentées ; a) tache sans correction, b) mauvaise correction, c) bonne correction.

## 3.5 Description des diagnostics

Les diagnostics sont la source d'information concernant la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma. Nous avons deux diagnostics principaux. Le premier est la mesure de la transmission et la visualisation du faisceau laser en sortie du tube capillaire. Ce diagnostic nous a fourni les images visibles dans la section 3.4. Le deuxième concerne directement la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma en utilisant la technique de mesure du décalage spectral décrite au chapitre 1.4.

Toutefois les diagnostics ne concernent pas uniquement la mesure sur l'onde de plasma, ils peuvent également revêtir des aspects plus techniques sur le capillaire. Ainsi nous verrons quelle est la méthode appliquée à l'alignement du tube capillaire sur l'axe du faisceau. Ceci requiert une précision micrométrique qui nécessite également des diagnostics adaptés d'imagerie.

Enfin, après avoir obtenu des données de ces différents diagnostics, il faut savoir les analyser et en recueillir les informations importantes et pertinentes. Aussi dans un dernier point nous verrons les méthodes de traitement qui ont été utilisées pour l'analyse des données. Nous présenterons les résultats obtenus dans le dernier chapitre de cette thèse, le chapitre 4.

### 3.5.1 Mise en place et alignement des capillaires

Comme nous avons pu le voir précédemment, les tubes capillaires doivent être alignés avec précision sur l'axe du faisceau pour avoir un couplage monomode du faisceau laser avec le tube. La précision nécessaire à l'alignement des tubes d'un diamètre de l'ordre de  $100\ \mu\text{m}$  demande une capacité de positionnement micrométrique. En effet comme cela est montré figure 2.10, le couplage devient multimode dès que le défaut d'alignement atteint quelques dizaines de microns, ce qui diminue la transmission de l'énergie et augmente les pertes dans la paroi du capillaire. La précision nécessaire est obtenue par l'utilisation de platines motorisées de translation avec une précision de  $2\ \mu\text{m}$ .

Pour l'alignement des capillaires il faut déplacer le tube sur 5 axes de liberté, les trois dimensions spatiales  $x, y$  et  $z$ , ainsi que deux axes de rotations  $\theta_x$  et  $\theta_y$ . Une construction mécanique à 3 dimensions construite à l'aide des translations motorisées permet le déplacement du capillaire sur ces trois axes et permet également d'éclipser le tube capillaire pour l'imagerie du foyer. L'ensemble du système est présenté sur la figure 3.19. Pour les deux axes de rotation, le tube capillaire dans son support mécanique (présenté figure 2.3) est installé dans un support de miroir à pivot central, motorisé sur les deux axes de rotation par des vérins à positionnement micrométrique. Ce support de miroir permet des mouvements de rotations du capillaire tout en conservant le point central, le trou d'entrée du capillaire, fixe.

Afin d'aligner le capillaire il est indispensable d'avoir une caméra pour visualiser le foyer aussi bien que la sortie du capillaire. Nous avons donc besoin d'une caméra équipée d'un objectif de microscope, dont le grossissement est adapté au diamètre interne du capillaire (typiquement  $\times 10$  pour  $D_{cap} = 100 \mu\text{m}$ ), installée sur des platines de translation motorisées permettant des mouvements dans les trois directions spatiales. Les longueurs des courses des platines longitudinale ( $z$ ) et latérale  $x$  (ou verticale  $y$ ) doivent être suffisamment longues pour pouvoir éclipser la caméra hors du trajet du faisceau, ainsi que déplacer la caméra au foyer et la reculer de la longueur du capillaire.

Le montage présenté sur la figure 3.19 est le résultat d'un travail d'adaptation du porte-cible pour l'utiliser dans la configuration de l'enceinte à vide du LLC.

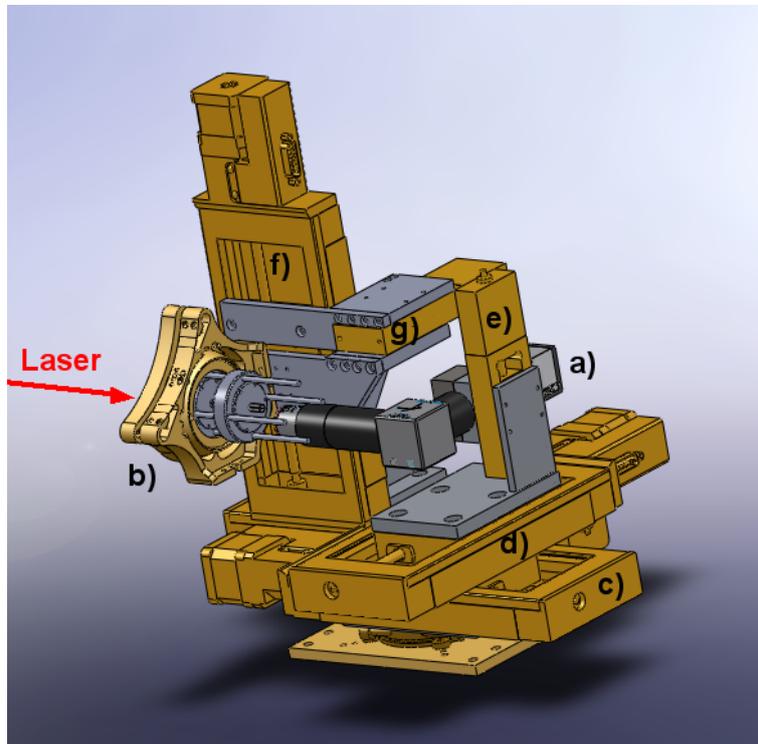


FIGURE 3.19 – Schéma du porte capillaire motorisé ; a) caméra d'alignement, b) support de miroir à deux axes de rotation et boîte capillaire, translations c) le long de l'axe capillaire, d) latérale et e) verticale de la caméra, translations f) verticale et g) latérale du capillaire.

L'alignement du capillaire est effectué suivant les étapes suivantes :

- repérage du plan focal avec la caméra d'alignement a) par mouvement de la platine c).
- recul de la caméra le long de l'axe du faisceau d'une distance égale à la longueur du tube capillaire.
- mise en place du capillaire pour que la face arrière soit nette sur l'image donnée par la

caméra d'alignement.

- déplacement fin du capillaire en translation et rotation pour que le faisceau soit guidé et monomode.

Le faisceau d'alignement utilisé est le faisceau laser atténué d'un facteur  $10^{12}$ .

Un point essentiel qui concerne l'utilisation des tubes capillaires est le système d'injection du gaz. Nous utilisons pour cela un régulateur de pression de la marque Bronkhorst dont le schéma de fonctionnement est représenté sur la figure 3.20. Ce régulateur est soumis à une pression  $P_1$  en entrée. Une vanne de régulation, dont le diamètre d'ouverture maximal est de  $100\ \mu\text{m}$ , actionnée par une membrane, permet de faire varier la section d'écoulement et d'ajuster la pression en fonction de la pression désirée. Cette vanne est commandée par le contrôleur  $P-600$  qui s'occupe de gérer le processus de régulation en mesurant la pression  $P$  à la sortie de la vanne et en ajustant en conséquence l'ouverture de la vanne en fonction de la pression de sortie  $P_2$  désirée. Après le système de régulation il existe un clapet d'arrêt qui permet de couper complètement le flux de gaz. A la sortie de ce régulateur nous obtenons une pression  $P_2$ .

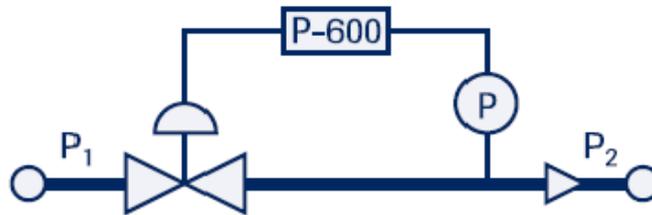


FIGURE 3.20 – Schéma technique de fonctionnement du régulateur de pression.

La sortie du régulateur est connectée directement à la boîte étanche enchâssant le tube capillaire *via* un tube métallique flexible de 1 m de long et de 10 mm de diamètre. Dans le cadre de nos mesures, le régulateur est utilisé en flux continu ce qui provoque une élévation de la pression dans l'enceinte d'interaction (passage de  $10^{-4}$  mbar à quelques  $10^{-3}$  mbar pour une gamme de pression réglée de 0 à 100 mbar). Une autre conséquence néfaste est qu'un gradient de densité doit se former en entrée et en sortie du tube capillaire. Le gradient de densité en entrée peut être responsable d'une défocalisation du faisceau laser. Cet effet du remplissage par un flux continu peut donc donner lieu à des modifications sur le couplage du faisceau dans le tube capillaire. Les effets d'ionisation ont été évalués dans la simulation du processus de création et de mesure de l'onde de plasma et sont présents dans le chapitre 4.

### 3.5.2 Transport de faisceau et imagerie

Nous consacrerons cette partie à la description du transport du faisceau laser de l'entrée de la chambre d'interaction aux diagnostics, ainsi qu'à l'explication technique de ceux-ci dans le cadre des expériences de mesure de l'amplitude de l'onde de plasma créée par sillage laser guidé par tube capillaire réalisées sur l'installation laser TeraWatt du LLC. Dans cette expérience, le diagnostic principal est la mesure de l'énergie transmise à travers le tube capillaire et sa caractérisation spatiale et spectrale.

Commençons par regarder le schéma technique d'une telle expérience. L'enceinte à vide cylindrique utilisée a les dimensions suivantes : 1.2 m de diamètre et 60 cm de hauteur, entièrement réalisée en aluminium, sur laquelle est fixée une extension d'une longueur totale de 1 m, au bout de laquelle est logée l'optique de focalisation. Les optiques utilisées sont des miroirs à surface argentée et diélectriques qui offrent une réflectivité  $\geq 97.5\%$  pour la longueur d'onde de notre impulsion (800 nm).

La figure 3.21 est le schéma simplifié du trajet optique pour la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma. Les éléments situés à l'intérieur du rectangle noir sont sous vide.

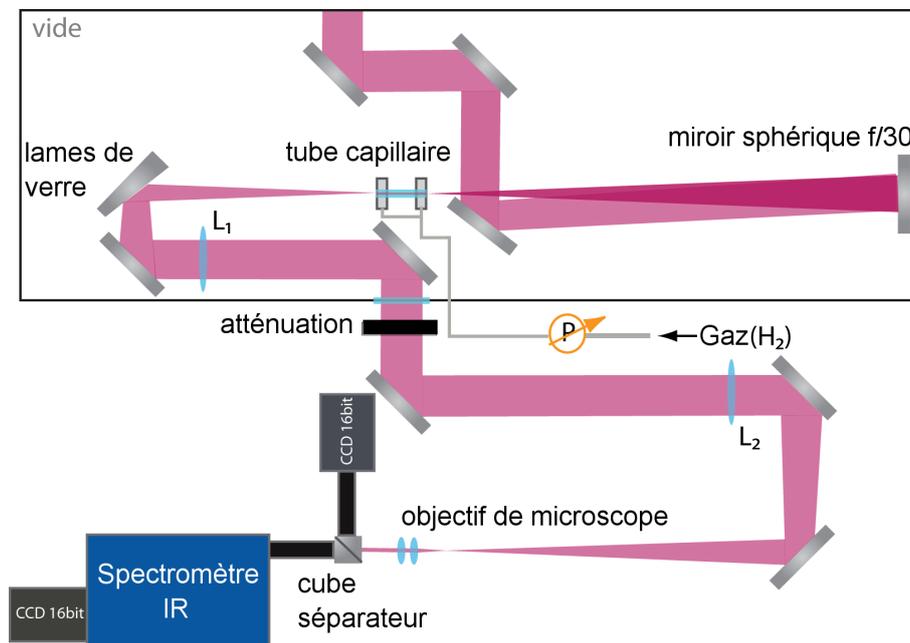


FIGURE 3.21 – Schéma simplifié de l'expérience de mesure de l'onde de plasma au LLC.

La focalisation du faisceau est faite par un miroir sphérique de focale  $f = 1.5$  m, à l'entrée du tube capillaire qui est aligné sur l'axe du laser. Dans le tube capillaire, l'impulsion est alors guidée sur toute la longueur du tube.

Après le capillaire, l'énergie du faisceau est atténuée afin d'empêcher la formation d'effets non-linéaires lors du passage de l'impulsion à travers la lentille  $L_1$  et la fenêtre de sortie de l'enceinte. L'atténuation est réalisée par deux lames de verre à faces non-parallèles utilisées en réflexion, la réflectivité vitreuse étant de l'ordre de 1% à 800 nm en polarisation P. Elles permettent donc une atténuation de l'intensité du faisceau d'un facteur  $10^4$  sans modification spatiale ni spectrale et les faces non parallèles séparent les réflexions des faces avant des réflexions des faces arrière.

Le faisceau étant divergent après le foyer, pour son transport à l'extérieur de la chambre à vide vers les diagnostics, il doit être rendu de nouveau parallèle. C'est le rôle joué par la lentille de collection notée  $L_1$  sur la figure 3.21. Cette lentille a une focale  $f = 1$  m et est traitée anti-réflexions. Elle est montée sur une platine de translation motorisée autorisant un déplacement de 15 cm le long de l'axe du faisceau et qui permet d'imager aussi bien le foyer du faisceau en l'absence de capillaire que la sortie d'un capillaire, ce qui donne un faisceau parallèle à la sortie de l'enceinte permettant son transport. Avec cette lentille nous obtenons une taille de faisceau de  $G \times D = f_{lent}/f_{sph} \times D = \frac{1}{1.5} \times 50 = 0.66 \times 50 \approx 33$  mm, où  $G$  est le facteur de grandissement du système optique lentille  $L_1$ -miroir sphérique et  $D$  le diamètre du faisceau à l'entrée du système.

Après l'atténuation par des filtres absorbants (densités optiques), le faisceau est de nouveau focalisé de manière à pouvoir être envoyé sur les deux diagnostics, on utilise pour cela la lentille  $L_2$  de focale  $f = 1$  m. La focalisation du faisceau est effectuée dans le plan objet d'un objectif de microscope  $\times 10$  ayant une distance de travail de 30.5 mm et corrigé à l'infini, qui crée une image agrandie qui sera analysée par les deux diagnostics optiques de l'impulsion laser après séparation du faisceau en deux bras par un prisme.

Ces diagnostics qui ont pour but de mesurer l'amplitude de l'onde de plasma sont :

- l'observation du spectre du laser et la mesure de son décalage vers le rouge.
- la mesure de la distribution de l'énergie dans le plan image ou plan focal de la sortie du capillaire suivant la position de  $L_1$ .

### 3.5.2.1 Transmission et système d'imagerie

L'image du plan focal, ou de la sortie du capillaire, est effectuée par le système  $L_1 + L_2$  dans le plan objet de l'objectif de microscope. Après la traversée du microscope, le faisceau est divisé en deux par le cube séparateur et envoyé simultanément sur le détecteur d'une caméra CCD 16-bits et sur la fente d'entrée du spectromètre. La même image est donc analysée spatialement et spectralement.

La caméra utilisée pour l'imagerie possède un détecteur carré de 1 cm de côté et comporte

1024×1024 pixels, soit 9.7 μm/pixel, avec 16–bits soit une dynamique de  $2^{16} = 65536$  niveaux de valeurs ou comptes CCD. Pour un rapport signal/bruit optimal la caméra est refroidie à  $-40\text{ °C}$ , ce qui limite les bruits thermique et électronique, et elle est également blindée optiquement par de multiples caches qui limitent la lumière parasite.

La calibration spatiale de la caméra est effectuée en plaçant un objet de taille connue au foyer, ce qui nous donne 1 pixel = 0.82 μm au foyer.

### 3.5.2.2 La mesure de l'énergie

Afin de pouvoir déterminer le taux de transmission d'énergie à travers le tube capillaire, il est indispensable d'avoir accès à l'énergie d'entrée en même temps que l'énergie en sortie. Cette dernière donnée est accessible *via* l'imagerie de la sortie du capillaire. La calibration de l'énergie par compte sur la caméra permet de déduire l'énergie transmise par le capillaire en même temps que l'information sur la répartition spatiale. Pour obtenir l'énergie en entrée à chaque tir, on utilise un photo-détecteur disposé sur la fuite d'un miroir de la chaîne laser habituellement utilisé comme faisceau annexe. Ce faisceau est focalisé après atténuation par une lentille sur le photo-détecteur.

L'étalonnage du photo-détecteur est réalisé à l'aide d'un calorimètre placé en avant du foyer du miroir sphérique, en mesurant simultanément l'énergie du faisceau laser et la tension obtenue sur le photo-détecteur. La calibration est ensuite réalisée pour la caméra d'imagerie 16–bits en comparant le signal mesuré par le photo-détecteur et le nombre de comptes enregistrés par la caméra.

La calibration en énergie de la caméra, est réalisée en comparant l'énergie dans le plan focal déduite de la mesure avec le photo-détecteur et le nombre de comptes reçus par la caméra lors de l'imagerie d'un tir sous vide et sans capillaire. Dans ce cas on obtient une calibration en énergie de  $(2.22 \pm 0.04) \times 10^{-13}$  J/compte. Le signal du photo-détecteur fournit ensuite l'énergie incidente pour chaque tir laser.

### 3.5.2.3 Diagnostic spectral

Le diagnostic spectral est constitué par un spectromètre imageur de type Czerny-Turner ayant un réseau de 300 traits/mm, lequel est couplé à une caméra CCD 16–bits Princeton Pixix :400 ayant un détecteur rectangulaire de 26.8 mm × 8 mm et de 1340 × 400 pixels, soit une taille de pixels de 20 μm × 20 μm. À l'entrée du spectromètre est placée une fente de largeur variable qui dans le cas de cette expérience est ouverte de 100 μm. Le cœur du tube capillaire a un diamètre de 100 μm, la taille de cet objet au niveau de la fente du spectromètre

est donnée par le grandissement du système optique et de l'objectif de microscope et nous trouvons  $G \times 10 \times 2 \times R_{cap} = 0.66 \times 10 \times 100 \simeq 667 \mu\text{m}$ .

Le Czerny-Turner utilisé est composé de deux miroirs convexes ayant des focales de 220 mm ( $f/3.9$ ). Le premier miroir collecte la lumière provenant de la fente et donne un faisceau parallèle, son foyer objet étant le plan de la fente d'entrée, qui est envoyé sur le réseau de diffraction. Celui-ci disperse le faisceau, l'angle de réflexion dépendant de la longueur d'onde. La lumière réfléchie est collectée par le deuxième miroir convexe qui focalise le faisceau dans le plan de sortie du spectromètre. Le détecteur de la caméra est positionné dans ce plan. Cela donne une taille de l'objet sur le détecteur de la caméra :  $667/20 \times 0.22 \simeq 7$  pixels. De manière pratique, le faisceau qui arrive sur la fente à l'entrée du spectromètre est quasi-parallèle. Il ne s'agit donc pas d'une source ponctuelle, et la divergence du faisceau n'est pas celle qui correspond pour obtenir une taille de 7 pixels sur la caméra. Nous obtenons une taille de l'objet sur le détecteur de  $\sim 60$  pixels.

La calibration en longueur d'onde de l'ensemble spectromètre+caméra est réalisée par l'observation des raies spectrales d'une lampe de calibration Hg (Ar), ce qui nous donne une résolution spectrale de 0.19 nm/pixel, avec une fente de 100  $\mu\text{m}$ , et une plage de travail de 255 nm. L'impulsion n'est dispersée que suivant une direction, ici en horizontal. Dans la direction verticale l'image du plan d'entrée du spectromètre est reproduite pour chaque longueur d'onde.

La taille de la fente, 6.7 fois plus petite que la taille de l'image de la sortie du capillaire, permet de s'affranchir des fluctuations spatiales de l'image d'un tir à l'autre, d'obtenir une taille suffisante de la sortie du capillaire sur la CCD pour distinguer le signal du bruit, tout en conservant une résolution spatiale suffisante.

### 3.5.3 Méthodes d'analyse des données

Avec les diagnostics présentés, nous disposons de plusieurs sources d'informations à propos de l'onde de plasma et du couplage laser-tube capillaire. Je présente maintenant les méthodes d'analyse des données recueillies par ces diagnostics.

#### 3.5.3.1 Analyse de la transmission

Le calcul de la transmission de l'énergie à travers le capillaire permet d'évaluer la qualité du couplage du laser avec le tube capillaire. Ce calcul a besoin de deux sources d'information pour pouvoir être effectué. La première est l'énergie en entrée du tube capillaire, donnée par la mesure de l'énergie effectuée par le photo-détecteur. La seconde est la mesure de l'énergie transmise à travers le tube capillaire que l'on obtient par le traitement de l'image de la caméra

16–bits imageant la sortie du tube. La calibration en énergie de la caméra permet de mesurer l'énergie contenue dans le diamètre du capillaire. Un exemple de la répartition d'énergie après la traversée d'un tube capillaire est présenté sur la figure 3.22.

Sur cette figure je présente une image de la répartition d'énergie dans le plan de sortie d'un tube capillaire de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre et de 31 mm de long avec une pression de remplissage de 15 mbar de  $\text{H}_2$ . Le cercle blanc est le diamètre et la position du tube capillaire, ainsi que la surface sur laquelle je mesure l'énergie transmise par le tube.

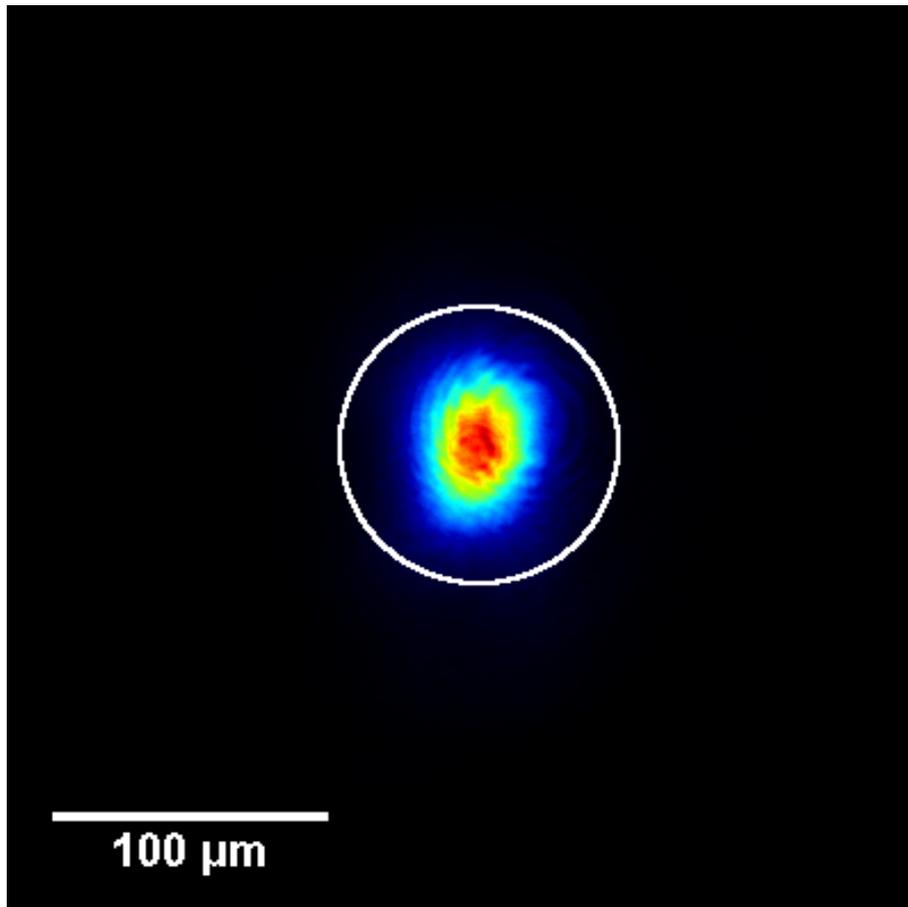


FIGURE 3.22 – Image du plan de sortie d'un tube capillaire de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre et de 31 mm de long rempli par 15 mbar d'hydrogène moléculaire.

La transmission s'écrit :

$$T = \frac{\mathcal{E}_{out}}{\mathcal{E}_{in}} \quad (3.5)$$

où  $\mathcal{E}_{out}$  est l'énergie mesurée en sortie de capillaire dans le diamètre interne du tube et  $\mathcal{E}_{in}$  l'énergie en entrée estimée dans le diamètre du tube. Cette dernière estimation est faite en comparant, sur une image de tache focale prise par la caméra, le nombre de comptes dans un

cercle de diamètre du capillaire centré sur le faisceau par rapport au nombre de comptes total sur l'image. Plusieurs images de taches focales ont été mesurées pour évaluer les fluctuations de répartition d'énergie tir à tir. La valeur moyenne obtenue sur ces images est corrigée de la valeur relative de l'énergie mesurée pour le tir où la transmission est calculée.

L'erreur de mesure de la transmission  $\Delta T/T$  est donnée par :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta \mathcal{E}_{in}}{\mathcal{E}_{in}} + \frac{\Delta \mathcal{E}_{out}}{\mathcal{E}_{out}}. \quad (3.6)$$

L'estimation de l'erreur sur la transmission donne une valeur  $\Delta T/T = 7\%$ . Pour la présentation des valeurs de transmission, nous faisons apparaître des valeurs moyennes. Aussi dans le calcul de l'erreur est incluse la déviation standard  $\sigma_T$  des valeurs de transmission à paramètre constant. L'erreur est donc finalement  $\Delta T/T = 7\% + \sigma_T/T$ .

### 3.5.3.2 Analyse des spectres

L'analyse des spectres obtenus par la caméra 16-bit fixée au spectromètre nous fournit la source principale de résultats concernant la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma. Cette caméra reçoit le signal provenant du plan image de sortie du capillaire qui est dispersé par le spectromètre imageur et qui donne accès à la répartition d'énergie en fonction de la longueur d'onde ainsi qu'une information sur la répartition spatiale dans la direction transverse.

La figure 3.23 est l'image d'un spectre tel qu'il est obtenu sur la caméra du spectromètre, avec une sélection de la zone où se trouve le signal, après la propagation dans un tube capillaire de 71.4 mm vide et de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les longueurs d'ondes croissent de la gauche (677 nm) vers la droite (933 nm) tandis qu'en vertical nous avons une information spatiale, le faisceau n'étant pas dispersé suivant cette direction.

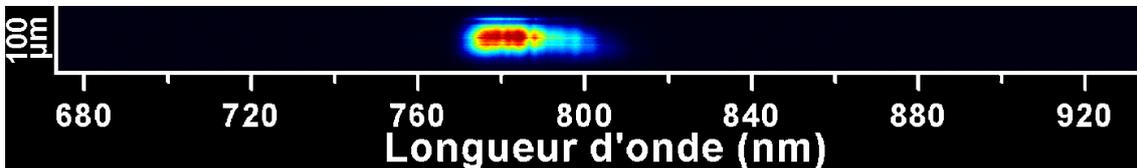


FIGURE 3.23 – Spectre expérimental de l'impulsion laser après la propagation dans un tube capillaire vide ( $P_{\text{H}_2} = 0$  mbar) de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre et 71.4 mm de long.

L'image du spectre expérimental obtenu par la caméra, visible figure 3.23, doit subir un traitement avant son exploitation. Pour cela, le bruit de fond est retiré en soustrayant la valeur moyenne du bruit de fond prise dans une zone sans signal de l'image. Cette méthode n'est

valable que si une image prise sans signal présente une répartition uniforme des valeurs des pixels, c'est à dire sans gradient d'une zone à l'autre de l'image. La soustraction de l'image sans signal de celle avec signal n'est pas réalisable, le niveau du bruit de fond d'origine électronique n'étant pas toujours au même niveau sur chaque image et celui ci dépendant en partie du temps entre l'armement de la caméra et l'acquisition effective de l'image.

A partir de l'image ayant subi ce premier traitement, la zone qui correspond au spectre provenant effectivement du cœur du capillaire est sélectionnée et on calcule la valeur moyenne des pixels dans cette zone pour la longueur d'onde correspondante. On obtient alors le spectre moyen du signal obtenu sur l'image expérimentale, mais qui nécessite encore un dernier traitement, à savoir la prise en compte de l'efficacité de la caméra en fonction de la longueur d'onde. Le spectre est donc multiplié par cette fonction d'efficacité de l'appareil et on obtient le spectre moyen  $S(\lambda, L_{cap})$ , visible sur la figure 3.24. Sur cette figure, le spectre est normalisé à sa valeur maximum.

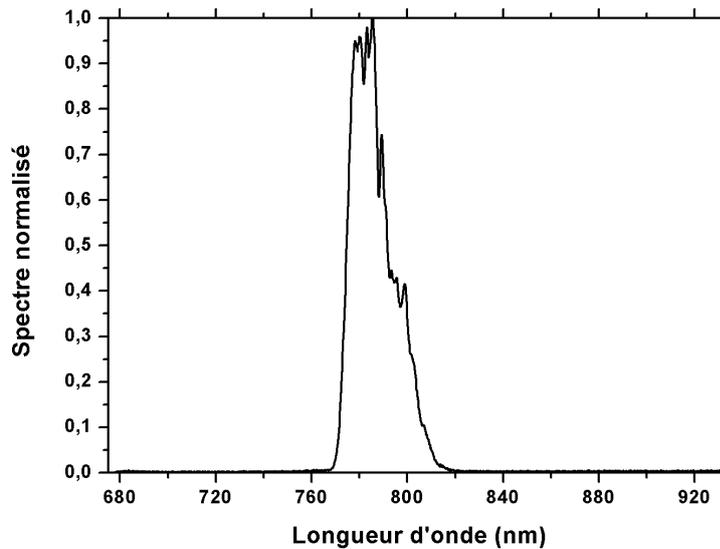


FIGURE 3.24 – Spectre expérimental moyenné sur le diamètre du capillaire à partir de l'image de la figure 3.23.

A partir des spectres moyens, nous effectuons le calcul du décalage spectral moyen  $\Delta\lambda(l)$  qui consiste à comparer le spectre du laser de pompe,  $S(\lambda, L_{cap})$ , après sa propagation dans le capillaire de longueur  $L_{cap}$  rempli de gaz et le spectre du laser dans le vide sans capillaire. Le décalage spectral s'exprime alors par :

$$\Delta\lambda(L_{cap}) = \frac{\int_0^{\infty} \lambda S(\lambda, L_{cap}) d\lambda}{\int_0^{\infty} S(\lambda, L_{cap}) d\lambda} - \lambda_L \equiv \overline{\lambda(L_{cap})} - \lambda_L, \quad (3.7)$$

où  $\lambda_L = [\int_0^\infty S_0(\lambda)d\lambda]^{-1} \int_0^\infty \lambda S_0(\lambda) \simeq 2\pi c/\omega_L$  est la longueur d'onde centrale du laser incident,  $S_0(\lambda)$  est le spectre de l'impulsion laser avant sa propagation dans le tube capillaire, et  $\omega_L$  est la fréquence du laser.

Soit de manière discrète pour l'analyse des images :

$$\Delta\lambda(L_{cap}) = \frac{\sum_{i=1}^n S(\lambda_i)\lambda_i}{\sum_{i=1}^n S(\lambda_i)} - \frac{\sum_{i=1}^n S_0(\lambda_i)\lambda_i}{\sum_{i=1}^n S_0(\lambda_i)}. \quad (3.8)$$

## 3.6 Conclusion

Nous avons pu voir l'importance que revêt le soin apporté à la préparation d'une expérience. Du laser aux diagnostics, chaque élément peut être une source d'erreur ou de dysfonctionnement. C'est pourquoi la stabilisation d'un faisceau laser, bien que demandant un certain investissement tant humain que matériel, et que l'avenir du développement et de la diffusion de ce genre d'installation pour des applications nécessitant une extrême précision, passera obligatoirement par l'ajout de systèmes de stabilisation actifs.

De la même manière, la qualité spatiale du faisceau laser requiert la mise en place de moyens de mesure et de correction du front d'onde. La qualité du faisceau est un problème récurrent sur les installations laser et seule l'adoption de ces systèmes de correction pourra le résoudre. Dans le cas du couplage d'un faisceau laser avec un tube capillaire il s'agit réellement d'un problème critique, mais nous savons que des solutions techniques existent.

Enfin nous avons présentés les méthodes d'analyse des données qui ont été utilisées pour les résultats présentés au chapitre 4.



## Chapitre 4

Mise en évidence de l'onde de plasma :  
résultats expérimentaux et comparaison  
aux résultats de simulations

## 4.1 Introduction

Dans ce chapitre je présenterai des résultats expérimentaux et numériques obtenus sur la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma créée dans le sillage d'un laser femtoseconde guidé par un tube capillaire. Comme nous avons pu voir dans le chapitre 1, il est important de savoir contrôler l'amplitude de l'onde de plasma excitée afin, à terme, de maîtriser l'énergie des électrons accélérés. Ce contrôle passe nécessairement par des diagnostics performants, fiables et relativement simples à mettre en œuvre.

Un diagnostic optique servant à mesurer l'amplitude d'une onde de plasma dans le régime linéaire à modérément non-linéaire, couplé à des modélisations numériques, nous permet de connaître le champ électrique longitudinal de l'onde de plasma, ce qui constitue un pas vers le contrôle de l'accélération par sillage laser.

Nous avons utilisé pour obtenir ces résultats expérimentaux le dispositif expérimental et l'installation laser décrits dans le chapitre 3 et les tubes capillaires décrits dans le chapitre 2 pour le guidage de l'impulsion.

Les paramètres expérimentaux du faisceau laser sont :

- longueur d'onde  $\lambda_L = 787 \pm 2$  nm,
- durée d'impulsion  $\tau_L = 45 \pm 5$  fs,
- largeur du spectre à mi-hauteur dans le vide  $\Delta\lambda = 25$  nm,
- énergie maximum dans le plan focal  $\mathcal{E}_{max} = 480$  mJ
- énergie moyenne dans les  $100 \mu\text{m}$  du capillaire  $\mathcal{E}_{100} = 120$  mJ
- taille de faisceau  $r_0 = 36 \pm 5 \mu\text{m}$ .
- rayons des tubes capillaires  $R_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,
- longueurs des tubes capillaires  $L_{cap} = 12, 52, 71, 81$  mm,
- pressions de remplissage de  $\text{H}_2$   $P = 0 \rightarrow 80$  mbar.

## 4.2 Mesure de la transmission

Je présente dans cette section les résultats des mesures de transmission de l'énergie à travers les tubes capillaires. Cette mesure, dans le cadre plus général de la mesure de l'amplitude de l'onde de plasma créée dans un tube capillaire, permet de déterminer la qualité du guidage. Elle permet de rendre compte de l'alignement du capillaire sur l'axe du faisceau laser pendant le tir, qui joue un rôle primordial dans le guidage de l'impulsion et la qualité de l'onde de plasma. En effet, comme indiqué dans le chapitre 2.4.3, le couplage de l'impulsion laser joue grandement sur la qualité du guidage et la fraction d'énergie transmise. Moins bien sera couplé

le laser, moins il y aura d'énergie disponible pour ioniser le gaz et exciter l'onde de plasma ce qui conduit à une amplitude de l'onde de plasma moindre. Un couplage de l'impulsion laser avec des modes d'ordres élevés induit des effets transverses sur l'onde de plasma qui risquent de la rendre moins homogène.

Afin de déterminer le coefficient de couplage dans les conditions expérimentales, la transmission d'un tube capillaire de courte longueur ( $L_{cap} = 12$  mm) a été déterminée. Le remplissage des tubes en gaz est effectué en continu. Lorsque la pression de consigne est atteinte dans le capillaire, un équilibre est établi entre les fuites par les extrémités du capillaire et le remplissage par les fentes. Il s'ensuit qu'une pression résiduelle existe dans l'enceinte ( $10^{-4}$  à  $10^{-3}$  mbar suivant  $P_{rempl}$ ) ainsi que localement des gradients de pression autour des extrémités. Afin de compenser partiellement les effets de la défocalisation par le gradient de densité à l'avant du tube, le laser est focalisé à 2.5 mm à l'intérieur du tube au lieu du plan d'entrée. La longueur de Rayleigh théorique  $z_R$  est de  $\simeq 5.5$  mm, et la longueur mesurée expérimentalement  $z_R \simeq 6.8$  mm. Un capillaire de 12 mm de long permet donc d'évaluer les effets du couplage de l'énergie incidente indépendamment du guidage et en présence de gaz dans et autour du tube. La focalisation dans le vide dans un plan différent de l'entrée du tube provoque la perte d'une partie de l'énergie à l'entrée. Pour cette longueur, le tube capillaire est comparable à un filtre spatial et sert d'étalon pour la mesure du coefficient de couplage. Pour un capillaire de 12 mm de long, ce coefficient de couplage est la transmission obtenue, moyennée sur 43 tirs et sur la gamme de pression 0 – 70 mbar, est de 25% de l'énergie contenue dans le plan focal. On en déduit que l'énergie qui se couple effectivement aux capillaires de  $100 \mu\text{m}$  de diamètre dans ces conditions expérimentales est en moyenne de 120 mJ. Par la suite, cette valeur sera utilisée comme la valeur de l'énergie incidente.

La figure 4.1 présente le résultat du calcul de la transmission de l'énergie à travers un tube capillaire de 71 mm de long pour un diamètre du cœur de  $100 \mu\text{m}$  en fonction de la pression de remplissage de  $\text{H}_2$ . On obtient pour ce capillaire de 71 mm de long une transmission dans le vide  $T \sim 76\%$ . L'augmentation de la pression est accompagnée d'une baisse de transmission en sortie du capillaire. La diminution de la transmission provient à la fois de la propagation du laser dans un milieu de plus en plus dense et de l'existence d'un gradient de densité qui se forme à l'entrée et à la sortie du tube qui défocalise le faisceau et change les conditions du couplage de l'impulsion laser avec le tube capillaire. En conséquence, un couplage qui sera monomode sans gaz pourra par la modification spatiale de l'impulsion laser devenir multimode avec l'augmentation de la pression, or un couplage multimode augmente les pertes d'énergie. Afin de compenser partiellement les effets de la défocalisation par le gradient de densité, le plan de focalisation du laser est positionné à 4 mm à l'intérieur du tube pour les capillaires de 71 et 81 mm. Malgré la compensation, nous obtenons toutefois des pertes sur l'énergie transmise.

La figure 4.2 présente un montage de clichés montrant la répartition de l'énergie en sortie d'un tube capillaire de 71 mm de long et  $100 \mu\text{m}$  de diamètre en fonction de la pression de

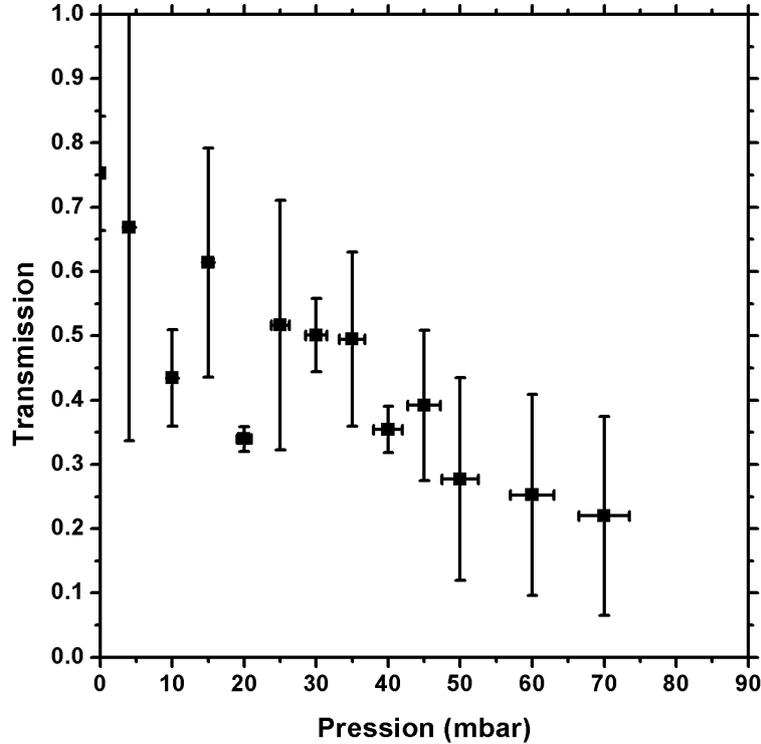


FIGURE 4.1 – Transmission de l'énergie à travers un tube capillaire de 71 mm de long et  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre en fonction de la pression de remplissage de  $H_2$ .

remplissage de  $H_2$ . Cette série d'images correspond à des tirs effectués dans la série dont la transmission est visible sur la figure 4.1. On peut voir sur cette figure qu'il existe une fluctuation sur l'énergie transmise, indépendante de la pression, due essentiellement à la fluctuation de la position du pointé laser. On peut également constater que la figure de répartition de l'énergie se modifie avec le remplissage du tube capillaire. A partir de 45 mbar, on observe l'apparition d'une seconde tache, signe que le faisceau se couple différemment avec le tube capillaire et n'est pas monomode. Il s'agit de la conséquence du gradient de densité formé à l'entrée du tube.

Ce diagnostic bien que fournissant des informations très utiles, aussi bien sur le plan expérimental que pour l'analyse, n'est tout de fois pas le diagnostic principal de l'onde de plasma.

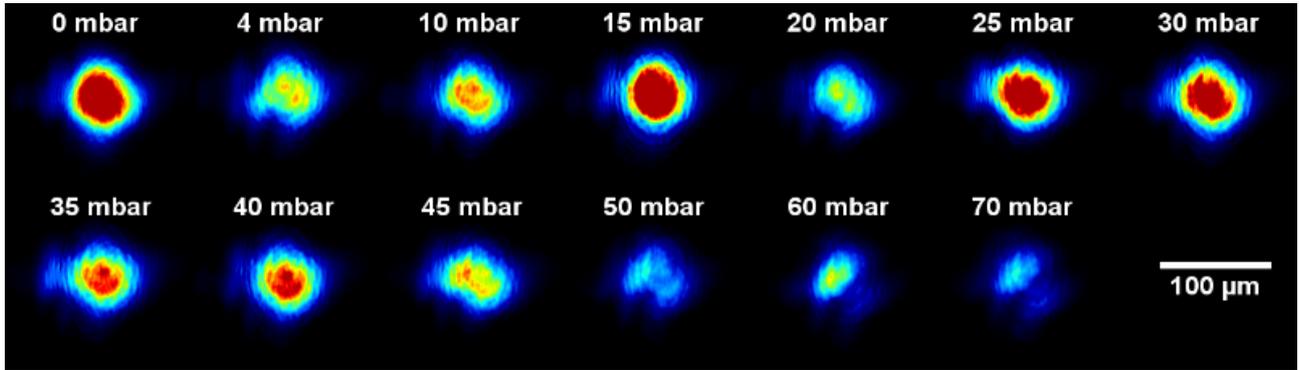


FIGURE 4.2 – Images de la répartition d'énergie en sortie d'un tube capillaire de 71 mm de long et 100  $\mu\text{m}$  de diamètre en fonction de la pression de remplissage de  $\text{H}_2$ .

### 4.3 Effet de l'ionisation du gaz

Afin d'évaluer les effets de l'ionisation du gaz sur le décalage spectral, des simulations ont été réalisées, avec des paramètres proches des paramètres expérimentaux. L'ionisation du gaz lors de la propagation du laser est associée à une variation rapide de la densité électronique.

Pour l'ensemble des simulations qui concernent les effets de l'ionisation, l'impulsion laser est une gaussienne, temporellement et spatialement, à l'entrée du tube capillaire. Ses paramètres sont  $\tau_L = 51$  fs,  $\lambda_L = 800$  nm,  $w_0 = 33.5 \mu\text{m}$  pour un capillaire  $R_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $a_0 = 0.24$ , une énergie  $\mathcal{E}_L = 120$  mJ ce qui correspond à une intensité maximale dans le plan focal  $I_{max} = 1.3 \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>.

#### 4.3.1 Effets de l'ionisation sur le décalage spectral

La figure 4.3 présente le décalage spectral dû à la création d'une onde de plasma dans le sillage d'une impulsion laser dans un tube capillaire rempli d'hydrogène  $\text{H}_2$  à une pression de 20 mbar, calculé analytiquement avec l'équation (1.63) (courbe noire pleine), simulé en incluant l'ionisation dans le champ du laser (OFI) (courbe bleue avec points) et simulé avec un plasma pré-ionisé (courbe rouge à carrés) en fonction de la distance de propagation du laser. Les paramètres sont les suivants : rayon du capillaire  $R_{cap} = 50 \mu\text{m}$ , taille du faisceau  $w_0 = 33.5 \mu\text{m}$ , amplitude normalisée du champ laser  $a_0 = 0.24$ , durée d'impulsion à mi-hauteur  $\tau_L = 51$  fs, longueur d'onde du laser  $\lambda_L = 800$  nm, énergie laser  $\mathcal{E}_L = 0.12$  J, intensité maximum  $I_{max} = 1.3 \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> à comparer avec la valeur de l'intensité du seuil d'ionisation par suppression de barrière de l'hydrogène  $I_{ion} \approx 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.

Les décalages simulés sont en bon accord avec le calcul analytique pour cette pression. Pour cette intensité très au dessus du seuil d'ionisation de l'hydrogène, l'impulsion laser se propage dans le tube capillaire dans un régime quasi-monomode sur quelques centimètres sans distorsion notable sur le spectre du laser à l'exception d'un décalage spectral (visible sur la figure 4.4 b). Pour les mêmes paramètres, quand le tube capillaire est rempli d'hélium (avec une densité de gaz deux fois plus petite pour conserver la même densité électronique que l'hydrogène pour une ionisation totale), le décalage spectral est complètement dominé par l'ionisation. Le décalage spectral est dans ce cas vers le bleu et avec une amplitude beaucoup plus élevée que dans le cas de l'hydrogène comme on peut le voir dans l'insert de la figure 4.3 et sur la courbe noire avec des triangles de la figure 4.4 a). L'impulsion laser et la création de l'onde de plasma dans le tube capillaire rempli d'hélium révèlent dans ce cas des modulations longitudinales et radiales prononcées, causées par la variation de la densité électronique produite de manière auto-consistante par l'ionisation de l'hélium [84, 93, 94].

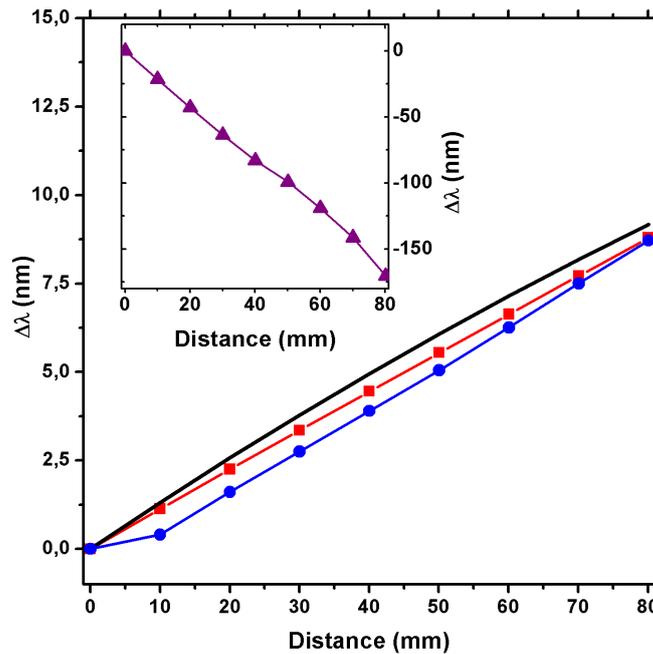


FIGURE 4.3 – Décalage spectral calculé analytiquement avec l'équation (1.63) (courbe noire pleine), obtenue par les simulations en incluant l'ionisation par champ optique (courbe bleue avec points) ou un plasma pré-ionisé (courbe rouge à carrés) en fonction de la distance de propagation du laser pour un capillaire rempli de 20 mbar d'hydrogène ; l'insert montre le décalage spectral vers le bleu pour les mêmes paramètres mais pour un capillaire rempli d'hélium ; paramètres :  $R_{cap} = 50 \mu\text{m}$ ,  $w_0 = 33.5 \mu\text{m}$ ,  $a_0 = 0.24$ ,  $\tau_L = 51 \text{ fs}$ ,  $\lambda_L = 800 \text{ nm}$ , énergie laser  $\mathcal{E}_L = 0.12 \text{ J}$ , intensité maximum  $I_{max} = 1.3 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ .

La figure 4.4 b) présente les spectres simulés correspondants à la figure 4.3, intégrés sur le rayon, d'impulsions laser après leur propagation dans un tube capillaire de 70 mm de long rempli de 20 mbar d'hydrogène, dans le cas où l'on inclut l'ionisation par champ optique (courbe bleue avec points) et avec un plasma pré-ionisé (courbe rouge à carrés). Le spectre initial à l'entrée du tube capillaire est représenté par la ligne verte à tirets. Sur la figure 4.4 a) est présenté le spectre de l'impulsion laser après sa propagation dans un capillaire de 70 mm de long rempli de 10 mbar d'hélium (courbe noire à triangles). On voit sur la figure 4.4 a) que le spectre du laser après sa propagation dans l'hélium est décalé vers le bleu et l'on observe une queue présentant des modulations (entre 700 et 765 nm). Il s'agit des conséquences sur le spectre de l'ionisation de l'hélium. A l'inverse sur la figure 4.4 b) les spectres dans l'hydrogène avec l'OFI ou le plasma pré-ionisé, nous pouvons observer un décalage vers le rouge de la plus grande partie du spectre par rapport au spectre initial, dû à la création de l'onde de plasma.

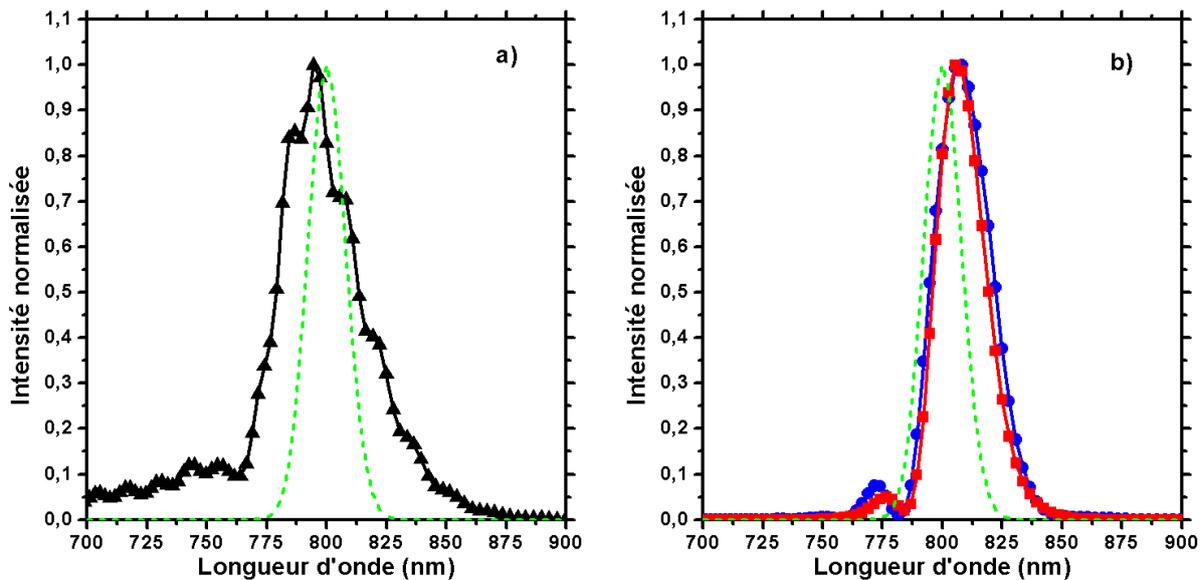


FIGURE 4.4 – Spectres calculés, intégrés sur le rayon, d'impulsions laser après leur propagation dans un tube capillaire de 70 mm de long, figure a) rempli de 10 mbar d'hélium He (courbe noire à triangles) et figure b) rempli de 20 mbar d'hydrogène  $H_2$ , dans le cas où l'on inclut l'ionisation (courbe bleue avec points), et avec un plasma pré-ionisé (courbe rouge à carrés); la densité électronique de l'hélium totalement ionisé est égale à la densité électronique de l'hydrogène totalement ionisé; la ligne verte à tirets est le spectre initial à l'entrée du tube capillaire; les paramètres sont identiques à la figure 4.3.

Pour des pressions de gaz plus élevées et des intensités laser plus basses, l'ionisation du gaz commence à jouer un rôle important dans les modifications spectrales de l'impulsion laser, même pour des capillaires remplis d'hydrogène. La figure 4.5 montre le décalage spectral pour un capillaire rempli de 40 mbar d'hydrogène et pour une impulsion laser avec une énergie de 50 mJ

correspondant à une intensité maximum  $I_{max} = 0.54 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ , tous les autres paramètres étant identiques à la figure 4.3. L'ionisation domine les modifications du spectre et conduit à un net décalage vers le bleu ( $\Delta\lambda < 0$ ) pour des longueurs de capillaire inférieures à 70 mm. Le décalage dû à l'ionisation est en partie compensé par le décalage dû à l'onde de plasma dont l'amplitude augmente avec la pression et la longueur du capillaire, à cause des effets non-linéaires qui modifient la forme temporelle de l'impulsion laser. Il faut noter que dans ce cas l'intensité de l'impulsion laser est très au-dessus du seuil d'ionisation de l'hydrogène (de l'ordre de  $10^{14} \text{W/cm}^2$ ), mais l'ionisation contribue substantiellement à la dynamique de l'impulsion laser et aux modifications spectrales.

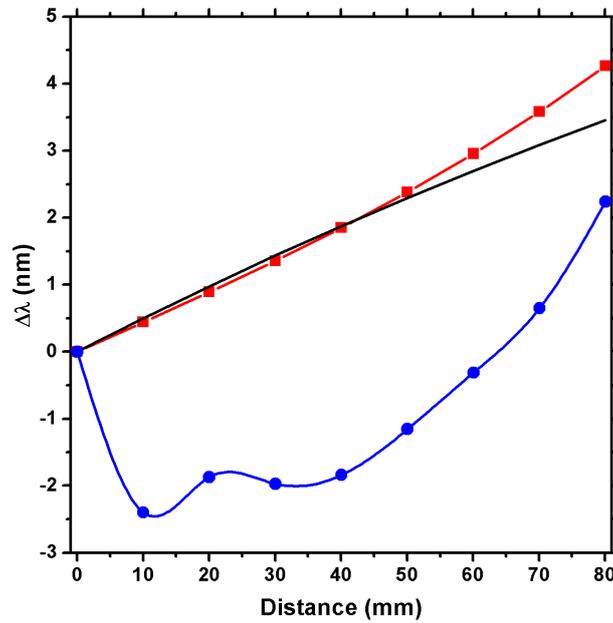


FIGURE 4.5 – Décalage spectral calculé analytiquement avec l'équation (1.63) (courbe pleine noire), et obtenu par simulation incluant l'ionisation (courbe bleue avec points) ou pour un plasma pré-ionisé (courbe rouge avec carrés) en fonction de la distance de propagation du laser dans un tube capillaire rempli de 40 mbar d'hydrogène ; l'énergie du laser est de 50 mJ.

Les figures 4.6 a) et b) montrent l'amplitude de l'enveloppe normalisée de l'impulsion laser  $|a(r, \zeta = z - ct)|$  après la propagation dans un tube capillaire de 50 mm de long rempli de 40 mbar d'hydrogène pour les mêmes paramètres laser que la figure 4.5 (énergie laser de 50 mJ. Sur la figure 4.6 b), où l'ionisation est incluse, le front de l'impulsion est érodé à  $k_p \zeta = 17$  à cause de la réfraction induite par l'ionisation [94]. A l'opposé il n'y a pas de modification sur la propagation de l'impulsion lorsque le plasma est pré-ionisé comme on peut l'observer sur la

figure 4.6 a).

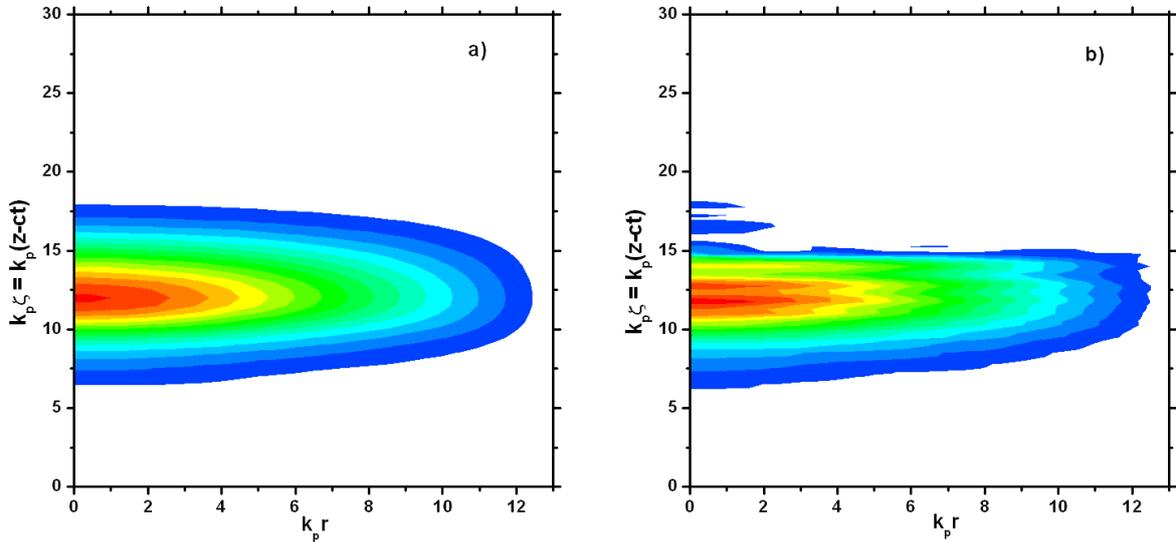


FIGURE 4.6 – Enveloppes normalisées des impulsions laser  $|a(r, \zeta = z - ct)|$  après la propagation dans un tube capillaire de 50 mm de long rempli de 40 mbar d'hydrogène calculées dans le cas où a) le plasma est pré-ionisé et b) l'ionisation est incluse ; les paramètres laser sont identiques à la figure 4.5 où l'énergie laser est de 50 mJ.

La figure 4.7 présente l'enveloppe normalisée sur l'axe d'une impulsion laser dans un tube capillaire de 70 mm de long, rempli de 40 mbar d'hydrogène, pour une simulation figure 4.7 a) incluant l'ionisation et figure 4.7 b) avec un plasma pré-ionisé pour des paramètres laser : énergie de 0.12 J et une intensité maximale  $I_{max} = 1.3 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ . La comparaison de ces deux évolutions montre que l'ionisation conduit à un raccourcissement temporel de l'impulsion et un raidissement du front de montée de l'impulsion. De plus, l'auto-modulation de phase et la dispersion non-linéaire des vitesses de groupe cause un raidissement de l'arrière de l'impulsion juste après le maximum d'intensité. Ces effets mènent à un raccourcissement de l'impulsion et un raidissement des fronts avant et arrière à des pressions supérieures à la pression de résonance initiale, ce qui augmente l'amplitude de l'onde de plasma et par suite le décalage spectral de l'impulsion.

Sur la figure 4.8 est tracée l'évolution de l'enveloppe de l'impulsion laser pour les distances de propagation de 0, 1, 3, 5, 7 cm dans le cas d'une pression de remplissage de 40 mbar et une énergie laser de 0.12 J, pour une simulation incluant l'ionisation par champ. Pour une impulsion laser initialement gaussienne (figure 4.8 a), on constate que le front de montée se raidit au fur et à mesure de la propagation dans le tube capillaire. Ce raidissement du front provoque une augmentation de l'amplitude de la perturbation de densité  $\delta n_e/n_{e0}$ , celle-ci étant proportionnelle au gradient d'énergie du laser.

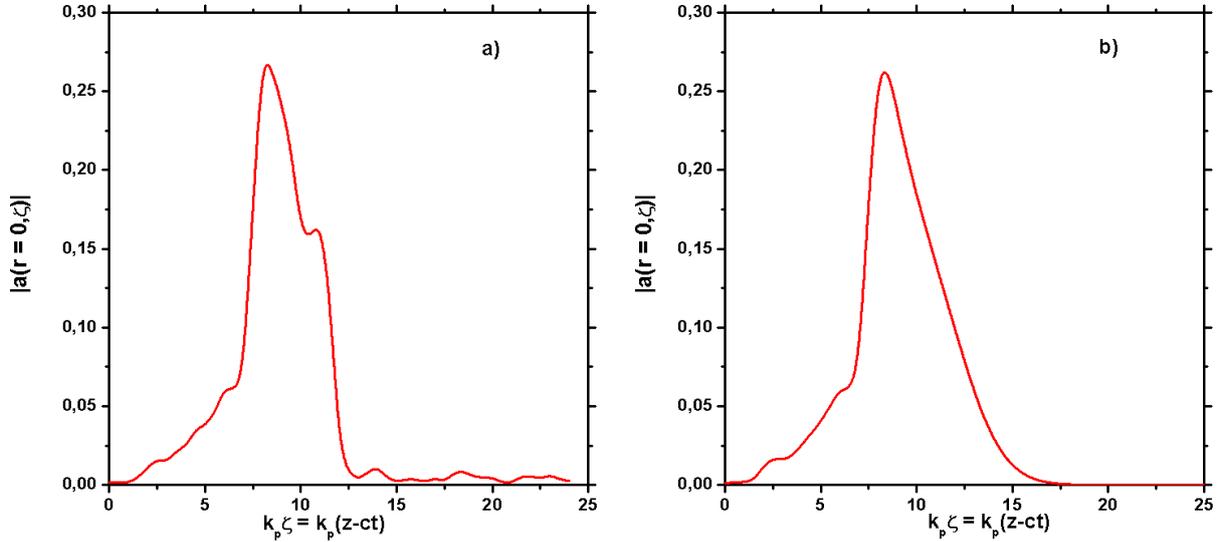


FIGURE 4.7 – Enveloppe de l'impulsion laser  $|a(r = 0, \zeta)|$  sur l'axe du tube capillaire à une distance de 70 mm pour une simulation a) incluant l'ionisation par champ et b) avec un plasma pré-ionisé pour une pression de 40 mbar d'hydrogène, une énergie de 0.12 J et une intensité maximale  $I_{max} = 1.3 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ .

L'analyse de l'évolution de l'impulsion montre donc un raidissement du front de montée de l'impulsion, dû à la propagation dans un gaz ionisé [95], suivie dans le temps par de l'auto-modulation [84]. Un front d'impulsion raide est plus efficace qu'une enveloppe temporelle gaussienne pour générer l'onde de plasma à des pressions supérieures à la pression de résonance.

Ces résultats permettent d'évaluer les effets de l'ionisation du gaz dans la gamme de paramètres où l'onde de plasma a été étudiée expérimentalement.

## 4.4 Etude du décalage spectral

Cette section sera consacrée à l'étude du décalage spectral en fonction des différents paramètres (pression, longueur, énergie). Nous comparerons les résultats expérimentaux aux simulations numériques.

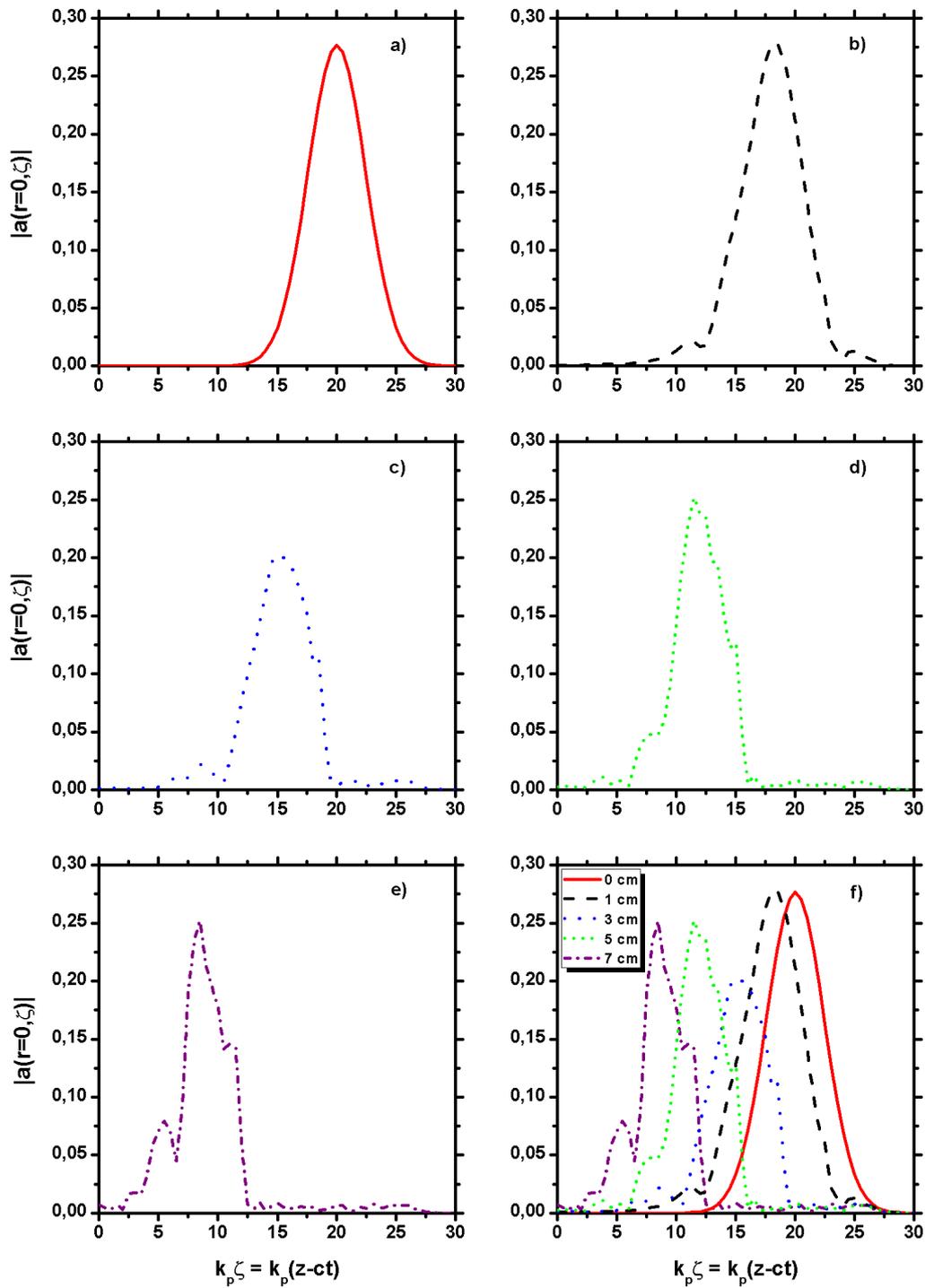


FIGURE 4.8 – Evolution de l'enveloppe de l'impulsion laser pour différentes longueurs de propagation dans un capillaire rempli par une pression de gaz de 40 mbar et une énergie laser de 0.12 J pour une simulation incluant l'ionisation par champ ; l'enveloppe de l'impulsion est représentée a) à l'entrée du capillaire (courbe pleine rouge), b) après 1 cm de propagation (tirets noirs), c) 3 cm (pointillés bleus), d) 5 cm (tirets courts verts), e) 7 cm (tiret-point-tiret violet) et f) l'ensemble des longueurs.

### 4.4.1 Décalage spectral en fonction de la pression

La figure 4.9 présente une série de spectres expérimentaux obtenus dans le cas d'un capillaire de 71 mm de long et de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre à différentes pressions, pour une énergie laser de 0.12 J. La pression augmente de haut en bas, et les longueurs d'onde vont du bleu à gauche (680 nm) au rouge à droite (900 nm). Cette série correspond aux résultats présentés sur la figure 4.10 c). On voit très clairement le décalage vers le rouge du spectre. L'image est volontairement saturée pour augmenter le contraste et visualiser facilement les parties du spectre loin dans le rouge. C'est à partir de ces spectres qu'a pu être calculé le décalage spectral  $\Delta\lambda$ . On voit clairement sur cette figure l'élargissement progressif du spectre au fur et à mesure de

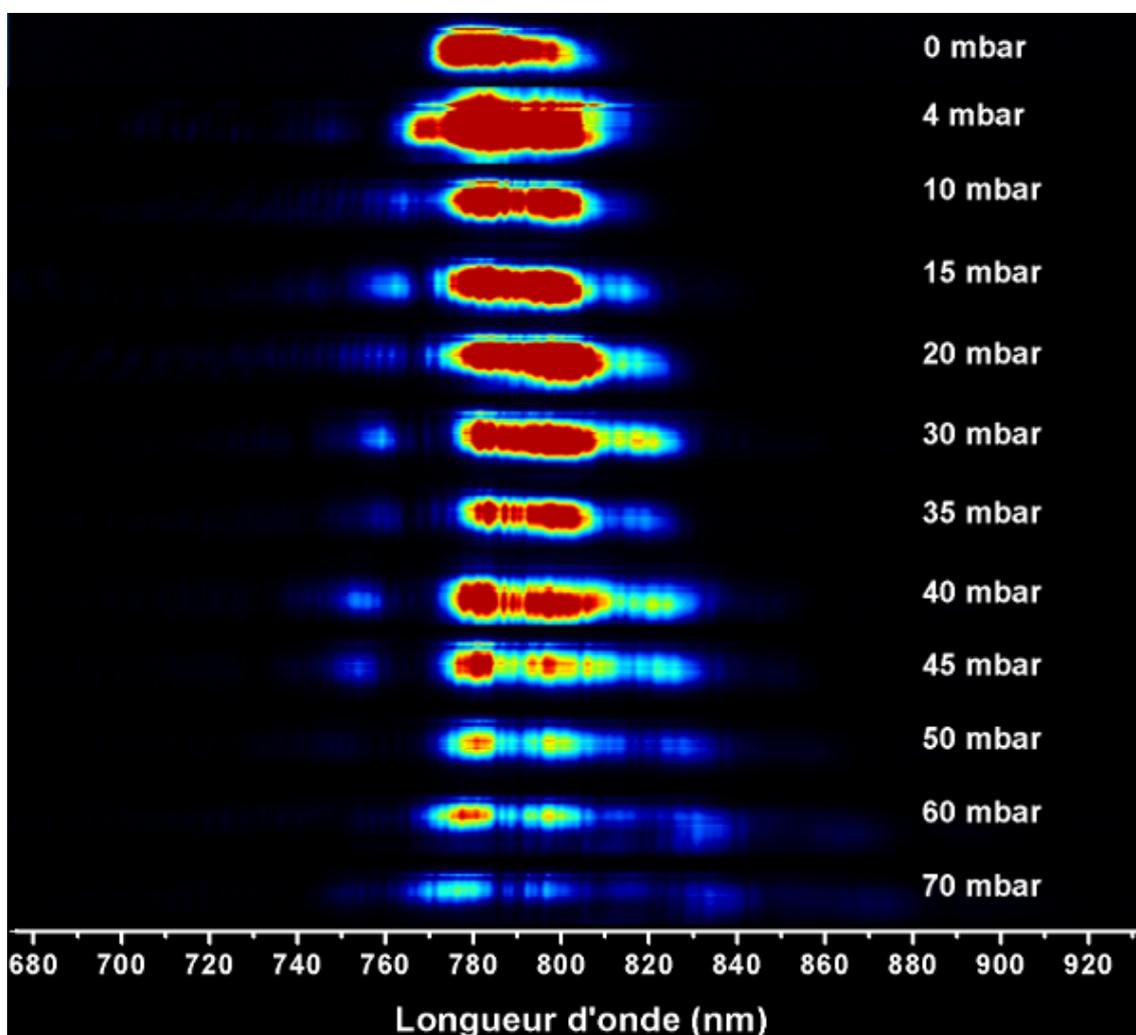


FIGURE 4.9 – Série de spectres expérimentaux obtenus dans un capillaire de 71 mm pour différentes pressions.

l'augmentation de la pression, plus prononcé du côté rouge.

La propagation non-linéaire de l'impulsion laser dans un tube capillaire rempli de gaz, incluant l'ionisation du gaz, la génération de l'onde de sillage et les modifications spectrales auto-consistantes de l'impulsion laser ont été simulées numériquement en utilisant le code décrit dans [84]. Les paramètres utilisés à l'entrée du capillaire sont une durée d'impulsion  $\tau_L = 51$  fs avec une dérive de fréquence négative (« chirp ») de  $\beta_c = -25$  nm, et une énergie du laser incident  $\mathcal{E}_L = 0.12$  J, avec un profil radial correspondant à celui mesuré dans le plan focal dans le vide, moyenné sur tous les angles.

La figure 4.10 présente les valeurs du décalage spectral  $\Delta\lambda$ , calculées par la formule (3.8), pour les spectres mesurés pour différentes longueurs de capillaire, et représentées par les séries de carrés noirs, en fonction de la pression de remplissage du gaz. Les résultats des simulations numériques sont représentés par les courbes avec des triangles rouges tandis que les courbes à tirets bleus sont les résultats analytiques calculés à partir de l'équation (1.63) pour les mêmes paramètres. Les longueurs des tubes capillaires sont respectivement a) 12 mm, b) 52 mm, c) 71 mm et d) 81 mm et leur diamètre interne de  $100 \mu\text{m}$ . La pression donnée est la pression mesurée par le régulateur à sa sortie avec une incertitude de  $\pm 5\%$ . Les barres d'erreurs verticales correspondant à l'erreur sur la mesure du décalage spectral ont été calculées en considérant trois sources d'erreurs principales. La première est l'erreur sur la calibration du spectromètre, la seconde est l'erreur sur la détermination de la longueur d'onde centrale dans le vide du faisceau laser ( $\pm 2$  nm), et la troisième la dispersion des tirs.

Les résultats des simulations sont tracés par les courbes avec des triangles rouges sur la figure 4.10. Par comparaison, le comportement analytique donné par l'équation (1.63) est tracé par les courbes à tirets bleus, pour les mêmes paramètres ( $\tau_L = 51$  fs,  $\mathcal{E}_L = 0.12$  J). Le décalage spectral simulé correspond étroitement à celui mesuré expérimentalement jusqu'à une pression de remplissage de 25 mbar, qui est la pression de résonance. Le décalage spectral de la courbe analytique, la mesure expérimentale et la modélisation ont le même comportement jusqu'à la pression de 25 mbar ( $n_e \simeq 1.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Pour des pressions supérieures à 25 mbar, les données expérimentales et les simulations présentent un décalage spectral vers le rouge supérieur aux prédictions analytiques.

Pour les capillaires courts de 12 mm de long, le décalage spectral mesuré, simulé et prédit analytiquement est proche de zéro. En effet, un décalage vers le bleu (courte longueur d'onde) produit par l'ionisation compense le décalage vers le rouge (grande longueur d'onde) créé par le sillage laser. Pour des tubes capillaires plus longs les dépendances mesurées et simulées montrées sur les figures 4.10 (b)-(d) suivent étroitement la prédiction analytique jusqu'à une pression de l'ordre de 25 mbar.

Pour les pressions supérieures à 40 mbar et pour les capillaires plus longs que 50 mm, les décalages spectraux vers le rouge mesurés et simulés croissent avec la pression, à l'opposé de la dépendance analytique (courbes bleues à tirets) qui décroît du fait de l'éloignement de la

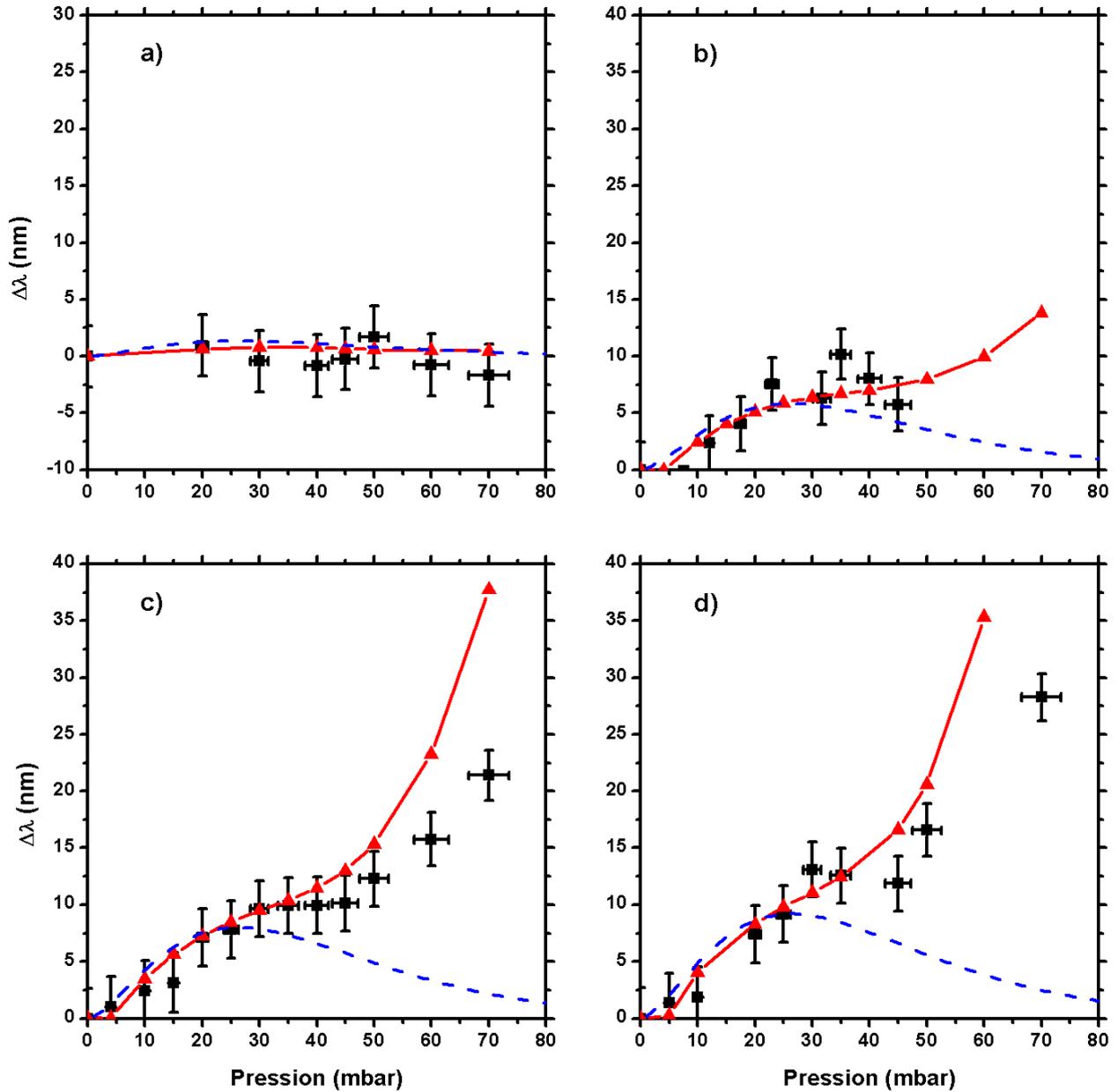


FIGURE 4.10 – Décalage spectral en fonction de la pression de remplissage en hydrogène moléculaire  $H_2$  à la sortie de tubes capillaires de a) 12 mm, b) 52 mm, c) 71 mm et d) 81 mm de long obtenu à partir de données expérimentales (carrés noirs); résultats de simulation (courbe avec triangles rouges) avec  $\tau_L = 51$  fs,  $\mathcal{E}_L = 0.12$  J; résultat analytique calculé à partir de l'équation (1.63) pour les mêmes paramètres (lignes à tirets bleus).

résonance entre la longueur de l'impulsion laser et la longueur d'onde de l'onde de plasma. L'augmentation de l'amplitude de l'onde de plasma dans le sillage laser et le décalage spectral vers le rouge associé pour les pressions supérieures à la pression de résonance est causé par le raidissement et le raccourcissement temporel de l'impulsion laser. Ils sont d'autant plus importants que la pression et la distance de propagation sont élevés, comme on peut le voir sur la figure 4.8.

La déviation observée entre le décalage spectral mesuré et simulé à haute pression est quand à elle attribuée à la dissymétrie de la tache focale dans l'expérience, alors que la symétrie cylindrique est utilisée dans la modélisation, ce qui conduit à des effets non-linéaires plus prononcés.

La figure 4.11 présente des exemples de spectres mesurés de l'impulsion laser a) dans le plan focal dans le vide, et les spectres expérimentaux mesurés à la sortie du tube capillaire de 7.1 cm (lignes noires), ainsi que les spectres simulés correspondants (lignes rouges à tirets) pour des pressions de remplissage de b) 20 mbar, c) 30 mbar et d) 40 mbar. Le spectre simulé en entrée de capillaire de la figure a) est reproduit sur les figures b), c) et d) (tirets courts bleus). Deux tirs dans les mêmes conditions sont montrés pour chaque pression.

Les spectres sont normalisés par leur amplitude maximum et intégrés sur leur coordonnées radiales. Dans le cas où la propagation est monomode, l'intégration sur la dimension radiale n'a d'influence que sur l'intensité maximale du spectre et non sur la forme. On peut voir sur cette figure que des tirs effectués dans les mêmes conditions présentent le même spectre expérimental, ce qui prouve que nous sommes dans un régime stable et reproductible. Nous pouvons également observer que les spectres obtenus par l'expérience et les simulations numériques sont en excellent accord sur une large gamme d'amplitude. Cet accord sur le détail de la structure des spectres confirme donc celui sur les résultats montrés auparavant figure 4.10 obtenus sur le décalage spectral, qui est une quantité intégrée et moyennée. On peut voir en outre que la simulation est capable de reproduire l'élargissement du spectre mais également la croissance des modulations lorsque la pression augmente.

La comparaison permet également de s'assurer que les résultats de simulation concernant la détermination de l'amplitude de l'onde de plasma et du champ électrique seront du bon ordre de grandeur avec la réalité. En effet, si les spectres expérimentaux et simulés sont identiques, il y a lieu de penser que la simulation de l'onde de plasma dans le sillage du laser prend en compte les effets qui gouvernent l'évolution de l'onde de plasma, et on pourra en déduire les caractéristiques du champ électrique.

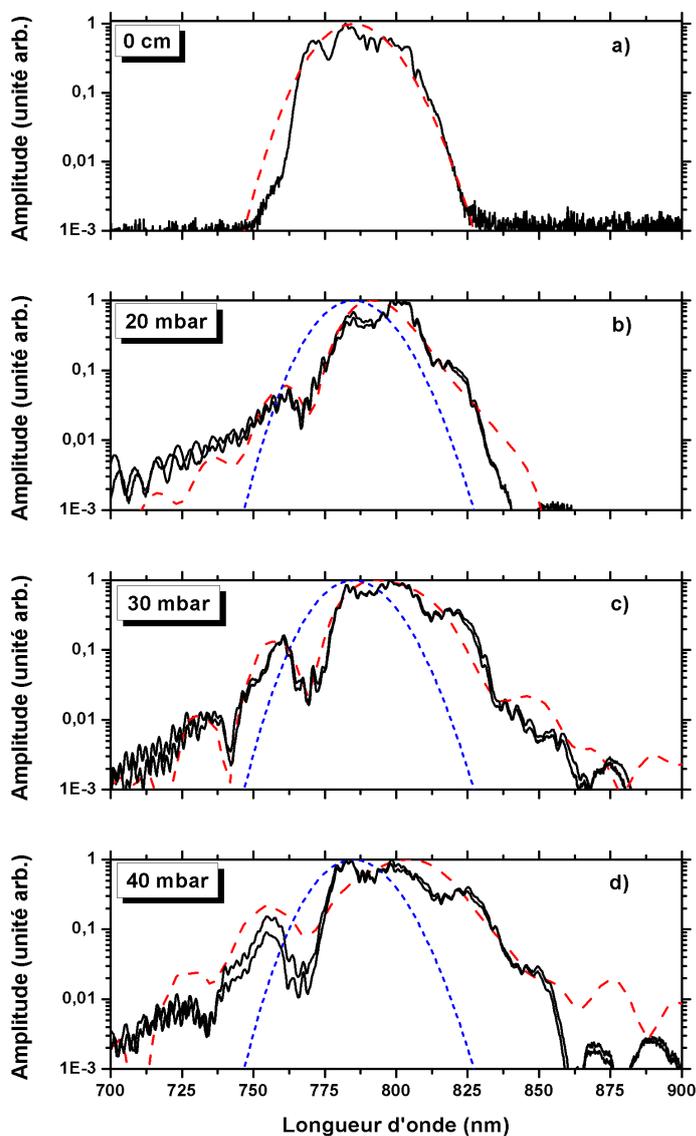


FIGURE 4.11 – Spectres mesurés (lignes noires) a) dans le plan focal dans le vide, et spectres à la sortie du tube capillaire de 71 mm pour des pressions de remplissage de b) 20 mbar, c) 30 mbar et d) 40 mbar ; deux tirs sont présentés pour chaque pression ; spectres simulés correspondants (ligne à tirets rouges) ; spectre de référence utilisé dans la simulation a) reproduit sur b), c) et d) par la ligne à tirets courts bleus.

### 4.4.2 Décalage spectral en fonction de la longueur du capillaire

Après avoir regardé la dépendance du décalage spectral en fonction de la pression de remplissage du tube capillaire, nous avons réalisé l'analyse en fonction de la longueur du capillaire. En premier lieu je présente les résultats de simulation du décalage spectral en fonction de la distance de propagation dans un tube capillaire rempli de 40 mbar d'hydrogène, pour une énergie laser de 120 mJ et une intensité maximale  $I_{max} = 1.3 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ . Sur la figure 4.12 sont représentés les résultats du calcul analytique (courbe noire à tirets) obtenus à partir de l'équation (1.63) et les résultats des simulations incluant l'ionisation (courbe bleue avec points), ou un plasma pré-ionisé (courbe rouge avec carrés). La figure 4.12 peut être comparée à la figure 4.3, qui présente le décalage spectral pour une pression de 20 mbar. La différence de comportements à 20 mbar (figure 4.3) et 40 mbar (figure 4.12) est très nette à partir d'une distance de propagation de 30 mm.

Sur la figure 4.12, le calcul dans un plasma pré-ionisé suit la prédiction analytique pour des longueurs de 0 à 20 mm. Le décalage spectral croît ensuite beaucoup plus vite que la prédiction linéaire. Le calcul prenant en compte l'ionisation montre que le décalage est inférieur au décalage linéaire pour des longueurs inférieures à 30 mm. Pour des longueurs supérieures, l'excitation de l'onde de plasma domine le décalage dû à l'ionisation et dépasse la prédiction linéaire. Pour des longueurs supérieures à 40 mm, le calcul avec l'ionisation induit un décalage supérieur au calcul en plasma pré-ionisé.

Le décalage spectral  $\Delta\lambda$  mesuré à la sortie du tube capillaire en fonction de la longueur du tube est tracé sur la figure 4.13 pour différentes pressions de remplissage ainsi que les résultats de simulations. Sont tracés les décalages spectraux pour 20 mbar (carrés noirs), 30 mbar (points rouges), 40 mbar (étoiles vertes) et 50 mbar (triangles bleus), ainsi que les résultats des simulations correspondantes, pointillés noirs : 20 mbar, tirets rouges : 30 mbar, points-tirets verts : 40 mbar et continue bleue : 50 mbar.

Nous retrouvons sur ces résultats expérimentaux l'excellent accord déjà observé entre l'expérience et les simulations. Le décalage spectral croît linéairement en fonction de la longueur pour une pression de remplissage de 20 mbar, ce qui est en accord avec les prédictions de la théorie linéaire. L'accord entre les points expérimentaux et les résultats de simulation démontre que l'onde de plasma est excitée sur une distance d'au moins 8 cm. Lorsque la pression augmente, l'évolution non-linéaire de l'impulsion laser est amplifiée avec la longueur de propagation ce qui mène à une amplitude de l'onde de plasma plus importante, visible notamment pour une pression de 50 mbar.

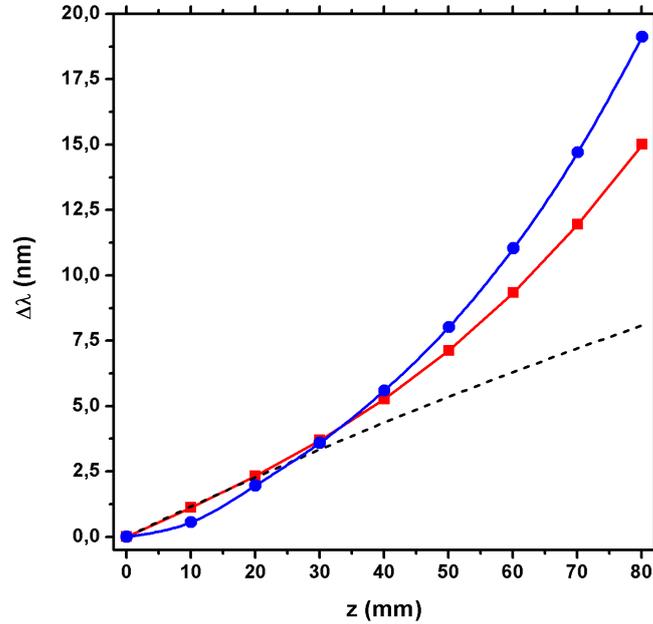


FIGURE 4.12 – Décalage spectral obtenu par le calcul analytique (courbe noire à tirets) à partir de l'équation (1.63) et obtenu dans les simulations en incluant l'ionisation (courbe bleue avec points) ou avec un plasma pré-ionisé (courbe rouge avec carrés) en fonction de la distance de propagation dans un tube capillaire rempli de 40 mbar d'hydrogène pour énergie laser de 120 mJ et une intensité maximum  $I_{max} = 1.3 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ .

### 4.4.3 Décalage spectral en fonction de l'énergie

Le troisième paramètre de dépendance de l'amplitude de l'onde de plasma est l'énergie de l'impulsion laser. On s'attend en régime linéaire, à pression et longueur de capillaire fixée, à ce que la variation du décalage spectral soit linéaire avec l'énergie. Le décalage spectral en fonction de l'énergie du laser incident mesuré expérimentalement (carrés noirs) et celui calculé à partir des simulations (courbe avec points rouges) sont montrés sur la figure 4.14 pour un capillaire de 7 cm de long rempli de 40 mbar d'hydrogène. La droite bleue à tirets est la prédiction analytique pour une amplitude de l'impulsion laser telle que l'énergie contenue dans le mode de propagation principal est égale à l'énergie mesurée expérimentalement.

Les décalages spectraux obtenus expérimentalement et par les simulations sont en excellent accord pour toute la gamme d'énergie explorée, et ont une amplitude plus importante que la prédiction analytique. A la pression de 40 mbar pour laquelle cette variation a été mesurée, au dessus de la pression égale à 25 mbar, et pour des énergies laser supérieures à 100 mJ, le

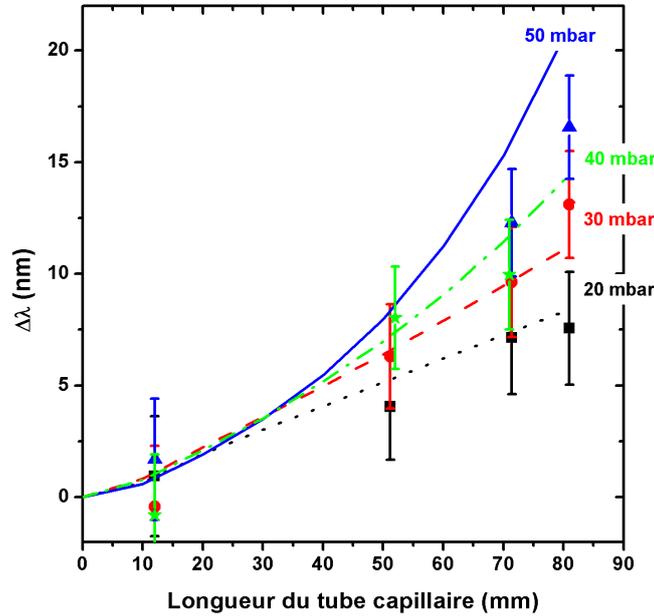


FIGURE 4.13 – Décalage spectral mesuré à la sortie de tubes capillaires en fonction de la longueur des tubes pour des pressions de remplissage de 20 mbar (carrés noirs), 30 mbar (points rouges), 40 mbar (étoiles vertes) et 50 mbar (triangles bleus) et les résultats des simulations correspondantes (pointillés noirs : 20 mbar, tirets rouges : 30 mbar, points-tirets verts : 40 mbar et continue : 50 mbar).

raccourcissement temporel dû aux effets combinés de l'ionisation et de la dispersion non-linéaire de la vitesse de groupe rend la création de l'onde de plasma plus efficace.

Pour des énergies inférieures à 100 mJ, le raidissement du front de montée de l'impulsion dû à l'ionisation est combiné aux modifications transverses de la structure du faisceau laser guidé dans le tube capillaire, dues à la répartition spatiale initiale du faisceau à l'entrée du capillaire ; là encore le raidissement est responsable de l'excitation de l'onde de plasma de plus grande amplitude que ce que l'impulsion initiale aurait dû provoquer suivant la description analytique. On peut évaluer l'importance des effets transverses en comparant la figure 4.14 à 50 mJ et la figure 4.5 pour une distance de 71 mm. Dans le cas de la figure 4.5, où le décalage spectral est obtenu pour une simulation réalisée avec une impulsion gaussienne à l'entrée du capillaire, le décalage est de l'ordre de 0.5 nm à 71 mm tandis qu'il est de l'ordre de 7 nm sur la figure 4.14 pour la même énergie de 50 mJ.

La figure 4.15 présente les spectres en fonction de l'énergie du laser, où les courbes noires

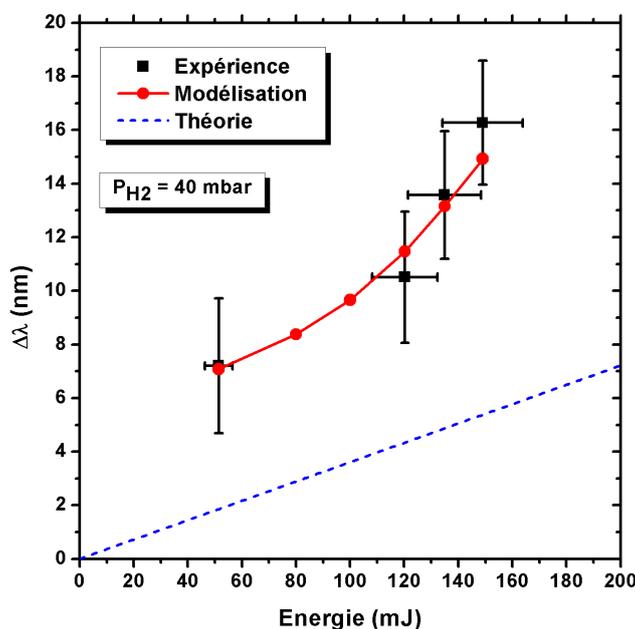


FIGURE 4.14 – Décalage spectral en fonction de l'énergie incidente, à la sortie d'un tube capillaire de 71 mm de long pour une pression de 40 mbar obtenue à partir des données expérimentales (carrés noirs), des résultats de simulation (courbe et points rouges), et la prédiction analytique (courbe pointillée bleue).

et grises pleines présentent sur les figures 4.15 a) et c) sont des spectres de différents tirs, la courbe pleine bleue de la figure 4.15 b) est le spectre obtenu par la moyenne de 4 tirs, et les courbes rouges à tirets sont les spectres obtenus par les simulations numériques. Les paramètres d'énergie laser sont : figure 4.15 a) : 50 mJ, figure 4.15 b) : 120 mJ et figure 4.15 c) 150 mJ. Ces figures montrent que les simulations sont capables non seulement de reproduire l'élargissement des spectres, mais également la modification de l'amplitude des modulations lorsque l'énergie de l'impulsion laser augmente.

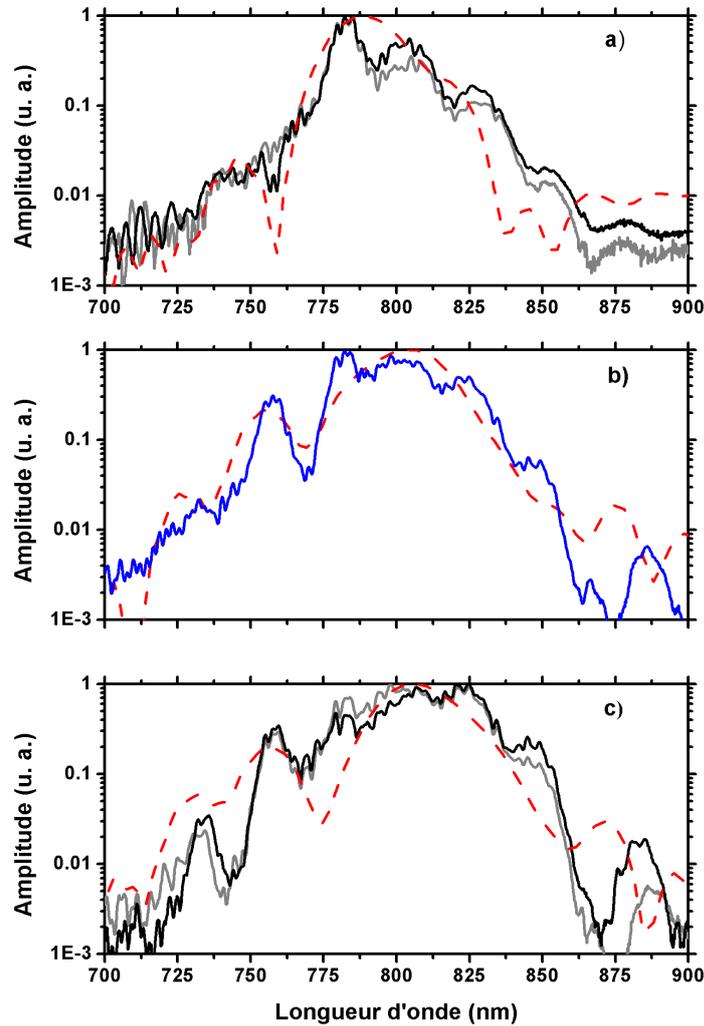


FIGURE 4.15 – Spectres de l'impulsion laser pour une énergie laser : a) 50 mJ, b) 120 mJ et c) 150 mJ, mesurés durant l'expérience (courbe noires et grises pleines dans a) et c)), mesurés durant l'expérience et moyenné sur 4 tirs (courbe pleine bleue dans b)) et obtenus par les simulations (courbes rouges avec tirets).

## 4.5 Propriétés de l'onde de plasma

### 4.5.1 Potentiel de l'onde de plasma dans le sillage de l'impulsion laser

Après avoir montré l'excellent accord entre l'expérience et les simulations, je regarde les résultats fournis par les simulations concernant l'amplitude de l'onde de plasma. La figure 4.16 présente le potentiel de l'onde de plasma (courbe noire à tirets) créée dans le sillage d'une impulsion laser (courbe rouge hachurée) en fonction du temps local, a) à l'entrée d'un tube

capillaire et b) après la propagation dans un tube capillaire de 71 mm de long rempli de 60 mbar d'hydrogène, pour une énergie laser de 120 mJ. Le temps local est le temps dans le référentiel de l'impulsion (qui se déplace à la vitesse de la lumière) et où le temps zéro correspond à l'instant où le maximum de l'intensité laser atteint l'entrée du capillaire. Cette évolution de l'amplitude du potentiel de l'onde de plasma correspond au cas de référence d'une évolution linéaire de l'onde de plasma. Il faut noter que bien que l'impulsion laser soit fortement modifiée par les modifications non-linéaires, le potentiel de l'onde de plasma dans le sillage de cette impulsion est très régulier.

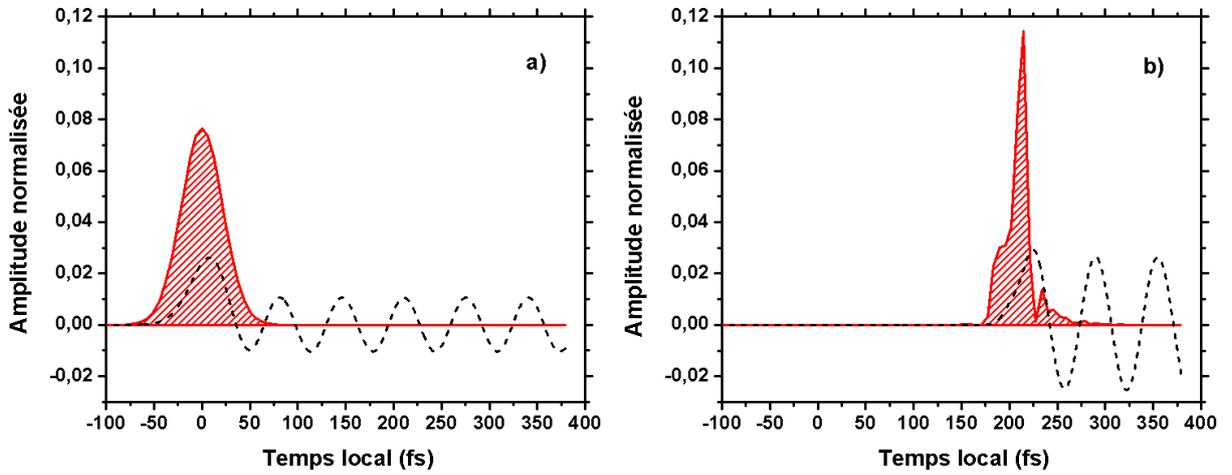


FIGURE 4.16 – Enveloppe normalisée de l'impulsion laser (courbe rouge et hachures) et potentiel de l'onde de plasma (courbe noire à tirets) dans le sillage de l'impulsion en fonction du temps local a) à l'entrée du tube capillaire et b) après la propagation dans un tube capillaire de 71 mm de long rempli de 60 mbar d'hydrogène ; énergie du laser de 120 mJ.

On vérifie sur la figure 4.17 la régularité du potentiel de l'onde de plasma. Cette figure représente la distribution d'amplitude du potentiel de l'onde de plasma dans l'espace rayon - temps local. A partir de cette figure, on trouve une longueur d'onde plasma  $\lambda_p \simeq 19.8 \mu\text{m}$  ce qui donne un facteur relativiste de l'onde de plasma  $\gamma_\varphi \simeq 24.75$ , ainsi qu'une amplitude de l'onde de plasma  $\delta n_e/n_{e0} \simeq 0.028$ . A partir de ces valeurs nous pouvons déterminer la longueur de déphasage donnée par l'équation (1.48),  $L_d \simeq 0.6 \text{ cm}$ . Nous trouvons alors un facteur relativiste minimum d'injection d'électrons  $\gamma_{min} \simeq 5.5$  et le facteur relativiste maximum  $\gamma_{max} \simeq 112.6$ . On obtient pour cette valeur d'amplitude de l'onde de plasma un champ électrique accélérateur longitudinal maximum  $E_{max} \simeq 4.5 \text{ GV/m}$  et finalement un gain d'énergie maximum  $\Delta W_{max} \simeq eE_{max}L_d \simeq 27.3 \text{ MeV}$ .

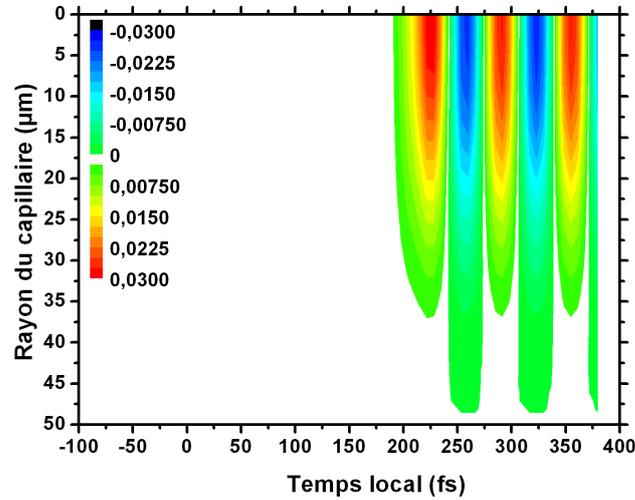


FIGURE 4.17 – Potentiel de l'onde de plasma dans l'espace rayon du capillaire - temps local pour le cas de la figure 4.16.

### 4.5.2 Caractérisation du champ électrique

Après avoir montré que l'expérience et les simulations donnent des résultats similaires, aussi bien sur les spectres que pour les valeurs du décalage spectral  $\Delta\lambda$ , excepté pour des pressions de remplissage supérieures à 50 mbar du fait de l'importance des effets non-linéaires et des conséquences de la symétrie cylindrique dans les simulations pour ces pressions, et que nous étions en présence d'une onde de plasma créée sur plusieurs centimètres, nous pouvons utiliser les résultats du calcul numérique pour déterminer le champ électrique longitudinal associé à l'onde de plasma.

On représente sur la figure 4.18 l'évolution de la valeur crête sur la période du champ électrique longitudinal sur l'axe du tube capillaire en fonction de la distance de propagation pour quatre valeurs de pression de remplissage : a) 10 mbar (courbe noire), b) 30 mbar (courbe rouge), c) 50 mbar (courbe bleue), d) 70 mbar (courbe verte), pour une énergie laser de 0.12 J dans le cadre d'une simulation comprenant l'ionisation par champ.

Quelle que soit la pression, le champ électrique présente des caractéristiques qui arrivent suivant 3 zones de propagation. La première concerne la zone de couplage du laser avec le capillaire et s'étend de l'entrée du capillaire à environ 15 mm à l'intérieur. Dans ce cas des modes d'ordre élevé excités lors du couplage se propagent et par leur battement créent des surintensités locales provoquant des champs électriques locaux dans le plasma très intenses. Ces modes d'ordre élevé ont une longueur d'amortissement très courte (voir chapitre 2.3), ce

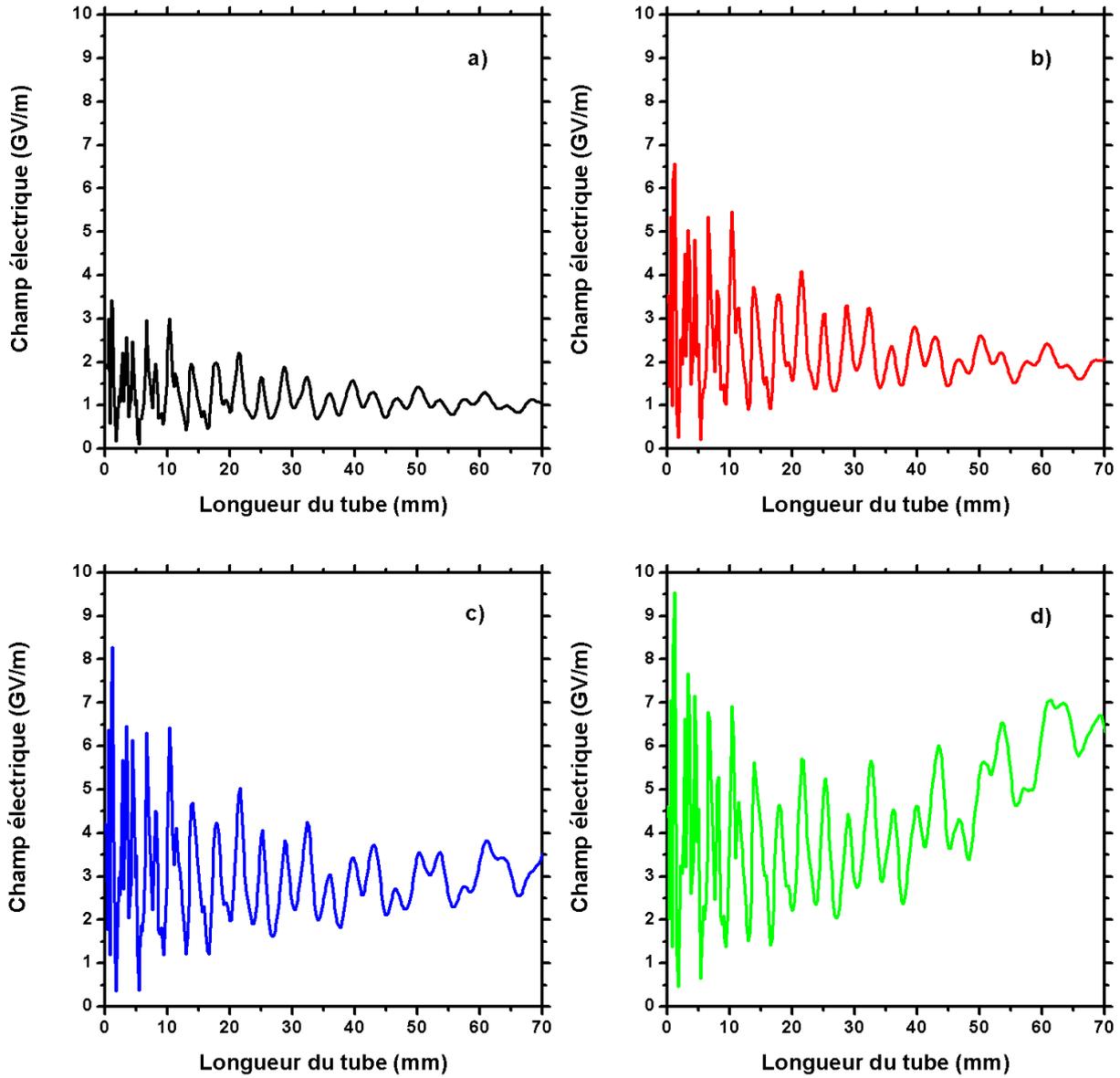


FIGURE 4.18 – Amplitude crête sur la période du champ électrique longitudinal simulé en fonction de la distance de propagation sur l'axe du tube capillaire pour quatre pressions de remplissage ; a) 10 mbar (courbe noire), b) 30 mbar (courbe rouge), c) 50 mbar (courbe bleue), d) 70 mbar (courbe verte) ; énergie laser de 0.12 J.

qui permet en une dizaine de millimètres de se retrouver avec un nombre réduit de modes, réduisant le battement et l'existence de surintensités locales.

La seconde zone concerne des distances entre 15 mm et 40 mm dans le capillaire. Nous nous trouvons alors dans la situation où l'onde de plasma est la plus régulière, quelle que soit la pression, et l'amplitude du champ électrique évolue plus régulièrement.

La dernière zone, au delà de 40 mm, pour les pressions inférieures à 30 mbar, l'amplitude du champ électrique oscille autour d'une valeur constante, en accord avec la théorie linéaire, mais l'on constate la perte de la régularité dans l'évolution de l'amplitude. Pour les pressions supérieures à 30 mbar, l'amplitude du champ accélérateur augmente avec la distance de propagation, celui-ci étant lié à l'amplitude de l'onde de plasma qui augmente, du fait de la modification de l'impulsion laser par les effets non-linéaires lors de sa propagation. Cette augmentation est d'autant plus importante que la pression sera élevée. Au delà de 50 mbar, les effets non-linéaires prennent une grande importance, et l'on assiste à une croissance moyenne linéaire en fonction de la distance parcourue.

Sur la figure 4.19 sont tracés les transformées de Fourier de l'amplitude du champ électrique pour une pression de 30 mbar (visible sur la figure 4.18 b) pour les trois zones, a) entre 0 et 15 mm (courbe et ronds rouges), b) 15 et 40 mm (courbe et carrés noirs), c) 40 et 80 mm (courbe et triangles bleus) et enfin d) pour l'ensemble de la longueur du capillaire entre 0 et 80 mm (courbe et étoiles vertes). Les nombres d'onde sont normalisés au nombre d'onde transverse du premier mode  $k_{\perp 1} \equiv u_1/R_{cap}$ . Ils ne sont pas normalisés au nombre d'onde du laser, car la résolution n'est pas suffisante. La figure 4.19 d) présente la transformée de Fourier sur l'ensemble des zones, et l'on peut constater que le pic principal se trouve à  $k/k_{\perp 1} \simeq 0.034$ , qui correspond à une période  $\simeq 4$  mm ce qui est cohérent avec la figure 4.18. Les autres fréquences étant des harmoniques de cette fréquence principale.

La figure 4.19 a), où la FFT est réalisée pour la zone entre 0 et 15 mm, montre le battement entre les modes de couplage du laser avec le tube capillaire et l'existence de surintensités locales. La transformée de Fourier de cette zone montre de nombreuses fréquences, harmoniques de la fréquence principale située à  $k/k_{\perp 1} \simeq 0.034$ . Le rapport d'amplitude de la seconde fréquence,  $k/k_{\perp 1} \simeq 0.068$ , avec la fréquence principale est de l'ordre de 0.98.

Sur la figure 4.19 b), pour la zone entre 15 et 40 mm, nous ne trouvons plus que trois fréquences, la fréquence principale à  $k/k_{\perp 1} \simeq 0.034$  et deux harmoniques ( $k/k_{\perp 1} \simeq 0.012$  et  $k/k_p \simeq 0.068$ ). Le rapport d'amplitude est cette fois inférieure à 0.1, ce qui traduit de la régularité de l'oscillation de l'amplitude du champ électrique. La réduction du nombre du nombre de pics de fréquence est dû à l'amortissement rapide des modes de couplage d'ordre élevés.

Sur la figure 4.19 c), pour la zone entre 40 et 80 mm, nous trouvons deux pics de fréquence, le principal situé à  $k/k_{\perp 1} \simeq 0.012$ , le second étant à  $k/k_{\perp 1} \simeq 0.034$ . Le rapport d'amplitude entre ces pics étant de l'ordre de 0.35. Le changement de fréquence du pic principal indique une modification de l'oscillation de l'amplitude du champ électrique, ce que l'on observe effectivement sur la figure 4.13. Cette figure permet donc effectivement de conclure à l'existence de trois zones distinctes lors de l'évolution de l'amplitude du champ électrique longitudinal de l'onde de plasma.

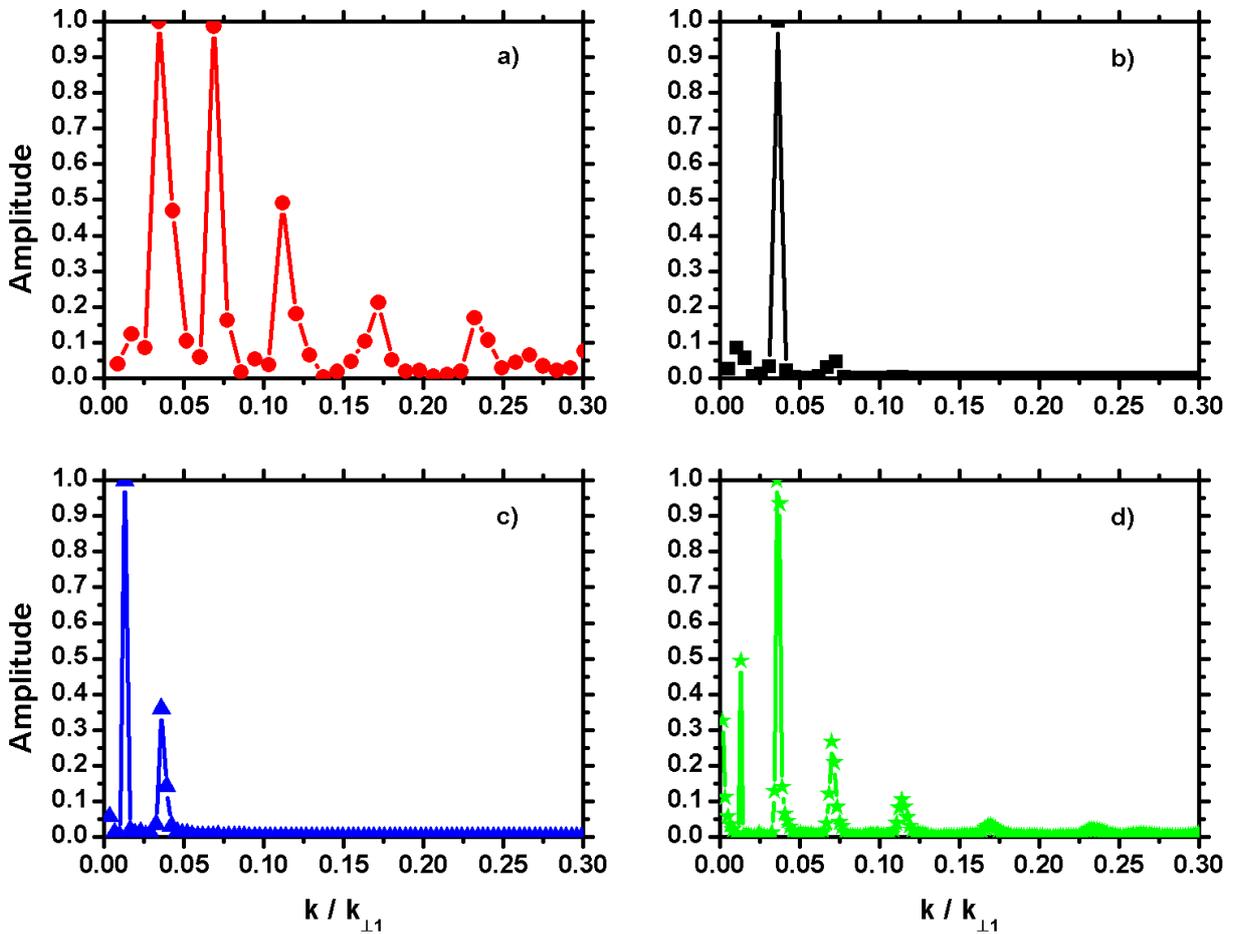


FIGURE 4.19 – Transformée de Fourier de l'amplitude du champ électrique longitudinal pour une pression de 30 mbar et pour une distance comprise entre a) 0 et 15 mm (courbe et ronds rouges), b) 15 et 40 mm (courbe et carrés noirs), c) 40 et 80 mm (courbe et triangles bleus) et d) 0 et 80 mm (courbe et étoiles vertes); la fréquence est normalisée à la fréquence du premier mode transverse  $k_{\perp 1}$ .

De la figure 4.18 nous pouvons tirer les valeurs moyennes et maximales du champ électrique

en fonction de la pression de remplissage. Celles-ci sont représentées sur la figure 4.20. La courbe

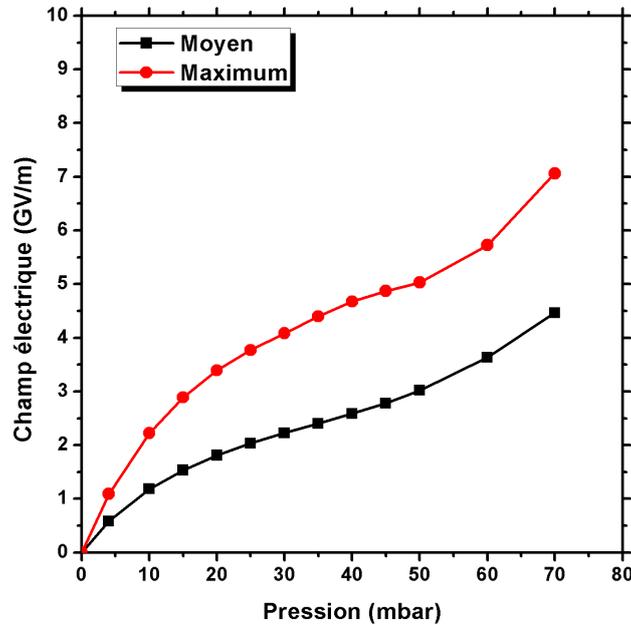


FIGURE 4.20 – Champ électrique moyen (carrés noirs) et maximum (cercles rouges) calculés dans le cas d'un capillaire de 71 mm de long en fonction de la pression de remplissage du tube capillaire pour une énergie laser de 120 mJ.

à cercles rouges donne la valeur maximum du champ électrique observée dans les simulations dans une région comprise entre 15 mm par rapport à l'entrée du capillaire et 71 mm qui est la sortie du capillaire. La distance de 15 mm a été choisie car comme on peut le voir sur la figure 4.18, le champ électrique est fortement perturbé en entrée du capillaire, ceci étant dû aux effets du couplage du laser dans le capillaire.

Après quelques dizaines de millimètres les modes de propagation d'ordre élevé ont été atténués, seul restant les deux premiers modes, favorisant une onde de plasma et un champ électrique plus réguliers. La longueur d'atténuation des modes d'ordre élevé observée dans les simulations est de l'ordre de 15 mm. De la même manière, au-delà d'une distance de propagation de 40 mm dans le capillaire, le champ électrique devient de nouveau perturbé ce qui est la conséquence de l'apparition des effets non-linéaires. Ceux-ci étant cumulatifs, leurs effets ne se ressentent qu'après une longue distance de propagation. Ces effets sont aussi visibles sur la forme de l'impulsion, notamment par le raidissement du front d'onde, chacun des deux influant sur l'autre.

Pour cette courbe de valeur maximum du champ en fonction de la pression, il est intéressant de noter que l'amplitude maximum du champ électrique se met à croître plus rapidement pour une pression supérieure à 50 mbar, ce qui est cohérent avec les mesures du décalage spectral présentées figure 4.10 mais également avec les résultats de simulation du champ électrique de la figure 4.18. En effet on peut observer pour les pressions les plus élevées (supérieures à 50 mbar), c'est-à-dire là où les effets non-linéaires sont les plus prononcés, que l'amplitude du champ électrique tend à croître pour des distances de propagation supérieures à 40 mm. Dans ce cas on a donc l'amplitude maximum du champ électrique dans le tube capillaire qui est localisée près de la sortie du tube et qui a une intensité supérieure à celle mesurée dans la zone « linéaire » comprise entre 15 mm et 40 mm. Pour les pressions inférieures ou égales à 50 mbar, la position de l'amplitude maximum du champ électrique se situe à  $\approx 21$  mm.

Sur la même figure 4.20 est représentée par la courbe de carrés noirs la valeur moyenne du champ électrique dont le calcul a été réalisé pour une longueur comprise entre 0 mm et 71 mm, en fonction de la pression de remplissage. S'agissant d'une valeur moyenne elle est nécessairement inférieure à la valeur maximum présentée auparavant, et nous trouvons un facteur 2 entre les deux.

A partir des mesures du décalage spectral il est intéressant de connaître rapidement les valeurs du champ électrique accélérateur, même en une première approximation avant la confirmation par des simulations numériques. Sur la figure 4.21 est donc présenté le champ électrique maximum calculé dans le cas d'un capillaire de 71 mm de long et une énergie laser de 120 mJ, entre une distance de 15 mm et 71 mm, en fonction du décalage spectral mesuré expérimentalement et obtenu dans les simulations numériques. Les carrés noirs sont les résultats des mesures expérimentales du décalage spectral avec des valeurs du champ électrique obtenues par les simulations pour les pressions correspondantes. Les barres d'erreurs sur le décalage spectral sont les mêmes que celles déjà présentées auparavant, tandis que les barres d'erreurs sur le champ électrique représentent la déviation standard des maxima du champ électrique simulé. La courbe aux cercles rouges est le résultat des simulations numériques du décalage spectral et du champ électrique.

Nous avons déjà constaté que les décalages spectraux mesurés et simulés étaient en excellent accord pour les pressions en-deçà de 40 mbar ( $\Delta\lambda < 10$  nm pour cette longueur de capillaire et cette énergie laser), ce que l'on vérifie à nouveau ici. Il faut comprendre sur cette figure qu'à un champ électrique donné, correspond un couple de décalage spectral : le décalage mesuré et le décalage simulé, pour une pression identique. Or nous avons vu (cf. figure 4.10) que pour les pressions supérieures à 40 mbar, une divergence apparaissait entre les résultats des mesures expérimentales et les simulations. Nous retrouvons donc cette divergence sur cette figure.

Il est intéressant de noter les deux régimes distincts visibles sur cette figure que ce soit dans les simulations ou expérimentalement. En effet, on voit clairement l'existence de deux zones

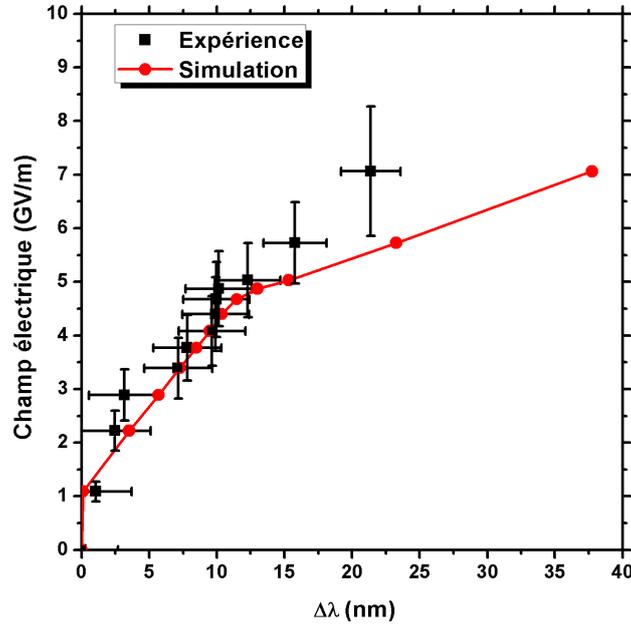


FIGURE 4.21 – Champ électrique maximum calculé dans le cas d'un capillaire de 71 mm de long en fonction du décalage spectral mesuré expérimentalement (carrés noirs) et obtenu par les simulations numériques (cercles rouges).

où l'évolution du champ électrique maximum par rapport au décalage spectral possède deux pentes différentes. Le point d'inflexion correspond à un décalage spectral  $\Delta\lambda \simeq 10$  nm soit une pression de remplissage de 40 mbar. Il marque le passage entre la zone où l'amplitude de l'onde de plasma peut être considérée comme linéaire et la zone où les effets non-linéaires modifient l'impulsion laser et augmentent l'amplitude de l'onde.

De la même façon que la figure 4.21, on représente sur la figure 4.22 les résultats du champ électrique moyen calculés par simulations numériques dans le cas d'un capillaire de 71 mm de long, de l'entrée à la sortie du capillaire, en fonction du décalage spectral mesuré expérimentalement (carrés noirs) et dans les simulations numériques (cercles rouges). Les valeurs moyennes du champ électrique sont celles calculées au moyen des simulations présentées sur la figure 4.18. Les barres d'erreurs verticales représentent la déviation standard du champ électrique. Elles représentent donc l'amplitude des oscillations du champ électrique autour du champ électrique moyen. On observe, à l'instar de la figure 4.21, un point d'inflexion pour un décalage spectral de 10 nm qui correspond à une pression de remplissage de 40 mbar.

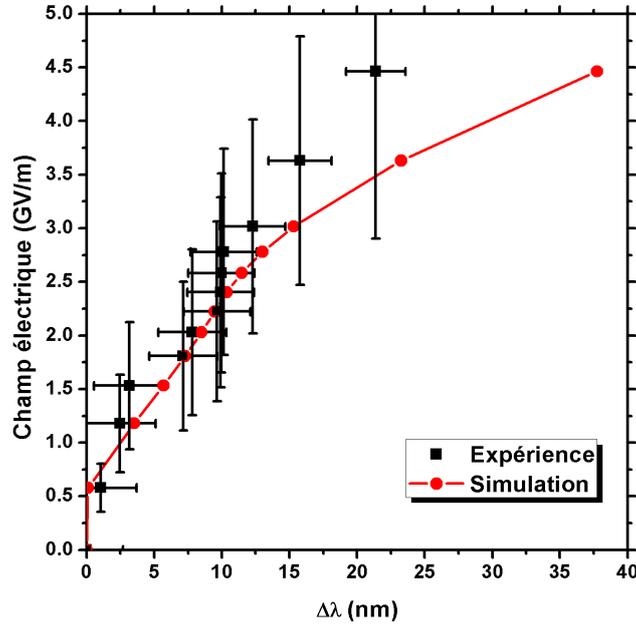


FIGURE 4.22 – Champ électrique moyen calculé dans le cas d'un capillaire de 71 mm de long en fonction du décalage spectral mesuré expérimentalement (carrés noirs) et obtenu par les simulations numériques (cercles rouges)

## 4.6 Discussion

Nous avons créé et caractérisé une onde de plasma par sillage laser guidé dans le régime modérément non-linéaire sur une distance de 8 cm dans un tube capillaire diélectrique. Un excellent accord a été trouvé entre le décalage spectral mesuré et les résultats des simulations numériques en ce qui concerne les dépendances en pression, longueur et énergie. Dans les régimes linéaires et faiblement non-linéaires, ce diagnostic offre une mesure robuste et reproductible de l'amplitude de l'onde de plasma sur une longue distance.

De ce diagnostic, il a également été possible de tirer des informations sur le champ électrique, en comparant ses résultats aux simulations numériques. L'excellent accord entre expérience et simulations permet d'utiliser celles-ci pour déterminer les valeurs du champ accélérateur longitudinal, estimé entre 1 et 7 GV/m au maximum, pour une propagation dans des tubes capillaires allant de 10 mm à 80 mm de long.

Un point important fût de montrer la faible énergie nécessaire dans le tube capillaire, estimée expérimentalement et par les simulations à une centaine de mJ ( $\simeq 120$  mJ), pour créer une

onde de plasma avec un champ électrique à l'amplitude déjà remarquable. Le produit moyen du gradient et de la longueur atteint dans cette expérience est de l'ordre de 0.4 GV pour une pression de remplissage de 50 mbar. Ceci pourrait être augmenté jusqu'à quelques dizaines GV en étendant la longueur et le diamètre du tube capillaire avec une énergie laser plus importante, en diminuant la pression de résonance par l'augmentation de la durée d'impulsion.

L'analyse des résultats des simulations numériques a montré que pour rester en régime linéaire, l'important était de travailler avec la pression la plus basse possible, à durée d'impulsion et énergie laser fixées. Une pression faible permet de travailler dans le régime linéaire où la création de l'onde de plasma suit la dépendance analytique, ce qui permet le contrôle de l'amplitude du champ et de l'énergie des électrons accélérés.

A partir des résultats obtenus, nous pouvons déterminer la configuration nécessaire pour une accélération optimum d'électrons injectés dans l'onde. Avec l'ensemble des mesures et des simulations réalisées, nous avons vu que le seul contrôle possible de l'amplitude de l'onde de plasma, sans recourir à des simulations numériques, est de travailler dans le régime linéaire, pour des pressions inférieures à la pression de résonance, où le décalage spectral mesuré expérimentalement suit la prédiction analytique. Cette gamme de pression rejoint la zone où le gain d'énergie d'un électron sera maximum, et la pression doit être adaptée pour faire coïncider la longueur de déphasage avec la longueur du tube capillaire pour obtenir une énergie de sortie maximale d'un faisceau d'électrons. Pour optimiser l'interaction entre l'impulsion laser avec l'onde de plasma et obtenir une amplitude de l'onde la plus importante possible, la durée de l'impulsion et la pression doivent suivre la condition de résonance  $\omega_p \tau_L = 4\sqrt{\ln 2}$ , plus la pression sera faible, plus la durée d'impulsion sera longue. L'augmentation de l'amplitude de l'onde de plasma peut également être réalisée en augmentant l'énergie de l'impulsion laser. L'augmentation de l'énergie va aussi dans le sens de la diminution de la pression, ceci réduisant les effets non-linéaires, nous pourrions augmenter l'amplitude de l'onde de plasma en restant dans le régime linéaire. Pour augmenter l'efficacité du couplage au tube capillaire, il est possible d'utiliser des cônes à l'entrée du tube [96].

Les paramètres nécessaires pour l'obtention d'1 GeV,  $\tau_L \sim 124$  fs et  $a_0 \sim 0.5$  ( $\mathcal{E}_L \sim 1.08$  J) existent dès à présent. La longueur de déphasage correspondante,  $L_d \sim 0.27$  m est également accessible avec des tubes de rayon  $R_{cap} \geq 50 \mu\text{m}$ . L'effort le plus important à faire nous semble être l'amélioration de la qualité spatiale du faisceau.

Pour être intéressante dans le futur, la technique d'accélération d'électrons par interaction laser-plasma ne doit toutefois pas se cantonner à des énergies de l'ordre du GeV, mais viser les énergies aujourd'hui accessibles ou en projet avec des moyens classiques. Dans le schéma d'accélération d'électrons par interaction laser-plasma en utilisant un tube capillaire pour le guidage, le but est de rester dans le régime linéaire afin de garantir le contrôle de l'amplitude de l'onde de plasma et de guider l'impulsion laser avec la paroi du tube capillaire. Nous l'avons

vu (cf. figure 1.8), les conditions qui assurent un gain d'énergie maximum sont pour des densités électroniques faibles, des durées d'impulsions longues et des énergies laser élevées (en respectant les limites du régime linéaire). Ces paramètres correspondent à une situation où le champ électrique accélérateur est modéré ( $\sim 1 - 10$  GV/m), mais où la longueur de déphasage croît de manière non-linéaire. Une limite sur la longueur accélératrice est toutefois constituée par la longueur d'amortissement  $L_{am} \propto k_0^2 R_{cap}^3$  du laser guidé dans le tube capillaire. Pour augmenter cette longueur, il faut augmenter le rayon du tube, ce qui signifie, pour une amplitude équivalente de l'onde, augmenter l'énergie du laser. Du point de vue expérimental, l'augmentation du rayon du capillaire va vers une simplification de l'alignement du tube sur l'axe laser et un allongement de la durée de vie de ces tubes. En effet, la stabilité du pointé laser étant fixe, l'augmentation du rayon du capillaire diminue l'erreur relative du pointé et au cumul des tirs, moins d'énergie se dépose sur la face avant du capillaire. L'allongement de la longueur accélératrice, qui va de pair avec l'allongement des tubes capillaires, pose toutefois le problème de l'homogénéité du plasma sur une grande distance et de la capacité à contrôler le remplissage des tubes en gaz.

Le tableau de la figure 4.23 est une comparaison numérique montrant l'évolution de l'amplitude de l'onde de plasma ( $\delta_{||}$ ), du champ électrique accélérateur ( $E_z$ ), des distances limitatives ( $L_d, L_p, L_{am}$ ) et du gain d'énergie ( $\Delta W$ ) en fonction des paramètres laser ( $\mathcal{E}_L, \tau_L$  et  $a_0$ ), plasmas ( $n_{e0}$ ) et du tube capillaire ( $R_{cap}$ ). La première ligne reprend les valeurs théoriques données dans le chapitre 1 à la résonance, la seconde ligne les valeurs obtenues par la simulation numérique pour une pression qui n'est pas la pression de résonance. Pour le reste de l'analyse, nous nous fixons à la résonance. J'augmente l'énergie en conservant une durée d'impulsion fixe, en prenant garde à ce que  $p_L < p_c$ , sur la troisième ligne. L'obligation de rester en régime linéaire interdit une valeur plus importante de l'énergie du laser pour cette durée d'impulsion, et fixe donc le gain d'énergie maximum dans ces conditions. On constate sur la quatrième ligne que l'augmentation de la durée d'impulsion permet d'obtenir un gain d'énergie comparable au cas où l'on augmente l'énergie alors que la puissance laser  $p_L$  nécessaire est  $\sim 9$  fois moindre. Sur la cinquième ligne sont donnés les paramètres correspondant à un gain d'énergie de 1 GeV. Finalement, sur la sixième ligne je fais varier le rayon du cœur du capillaire afin d'allonger la longueur d'amortissement  $L_{am}$  pour obtenir un gain d'énergie de 10 GeV.

Pour conclure, nous pouvons faire un bilan de la pertinence de l'utilisation des tubes capillaires pour l'accélération d'électrons. Le point faible de cette méthode réside dans la nécessité d'une bonne qualité de tache focale et un mouvement du pointé laser réduit, ce qui implique une installation laser optimisée sur ces deux paramètres, sous peine d'avoir une durée de vie du capillaire réduite et un contrôle moindre sur l'amplitude de l'onde de plasma créée. Toutefois, il peut être argué que ces qualités nécessaires du faisceau laser ne sont pas l'apanage des tubes capillaires, et que les autres méthodes d'accélération peuvent également profiter de l'amélioration des faisceaux laser. Les points forts de cette technique sont nombreux et divers.

$p_L$ (TW)	$\mathcal{E}_L$ (J)	$\tau_L$ (fs)	$a_0$	$R_{cap}$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_{e0} \times 10^{17}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$\delta_{\parallel}$	$E_z$ (GV/m)	$L_d$ (cm)	$L_p$ (m)	$L_{am}$ (cm)	$\Delta W$ (GeV)
2	0.36	45	0.24	50	17	0.018	2.3	1.3	0.9	92	0.03
2.4	0.12	51	0.26	50	30	0.028	4.5	0.6	0.33	92	0.027
17	0.78	45	0.7	50	17	0.16	20.1	1.3	0.1	92	0.26
2	0.25	124	0.24	50	2.3	0.019	0.9	27	18.7	92	0.23
8.8	1.08	124	0.5	50	2.3	0.16	3.7	27	4.3	92	1
35	10.2	200	1	60	0.9	0.32	9.2	113	4.5	158	10.4

FIGURE 4.23 – Evolution de l'amplitude de l'onde de plasma ( $\delta_{\parallel}$ ), du champ électrique accélérateur ( $E_z$ ), des distances limitatives ( $L_d$ ,  $L_p$ ,  $L_{am}$ ) et du gain d'énergie ( $\Delta W$ ) en fonction des paramètres laser ( $\mathcal{E}_L$ ,  $\tau_L$  et  $a_0$ ), plasma ( $n_{e0}$ ) et du tube capillaire ( $R_{cap}$ ).

En premier lieu, l'accélération n'est plus limitée par la contrainte de la diffraction du laser, et la longueur du guidage peut être étendue aussi loin qu'on le souhaite, et avec des paramètres fixes et connus qui ne dépendent pas du plasma. Ensuite, le régime de travail peut être linéaire. Ceci nous donne accès au contrôle de l'amplitude de l'onde de plasma et du champ électrique accélérateur, et à l'énergie de sortie d'un paquet d'électrons accéléré. Ce régime n'est pas accessible par les méthodes de guidage par plasma. Un autre avantage, qui peut sembler une contrainte à première vue, est l'obligation d'utiliser une source d'électrons externe, les électrons du plasma n'étant pas arrachés à leur milieu pour être accélérés dans le régime linéaire. S'il s'agit d'un avantage, c'est que nous avons un contrôle sur le faisceau d'électrons, c'est-à-dire ses dimensions (spatiales et temporelles) et son énergie. Ces exemples montrent qu'il est pertinent de continuer sur cette voie et de chercher à améliorer la méthode d'excitation de l'onde de plasma dans des tubes capillaires.



## Conclusion

Le travail de cette thèse a concerné la mesure expérimentale de l'amplitude de l'onde de plasma dans le sillage d'une impulsion laser intense guidée par un tube capillaire diélectrique, dans la perspective de contrôler l'énergie finale de paquets d'électrons injectés dans l'onde de plasma et accélérés par le champ électrique associé.

La réalisation expérimentale de cette mesure s'est déroulée sur plusieurs campagnes, sur la chaîne laser TW du LLC, permettant ainsi de progresser dans la méthode de mesure et de profiter des améliorations apportées au laser suite aux problèmes rencontrés lors de ces mesures. Des expériences complémentaires de mesures interférométriques de densité de gaz dans les tubes capillaires ont également été réalisées au Clarendon Laboratory à Oxford ainsi qu'au LLC, visant à vérifier que la pression de remplissage correspondait effectivement à la pression de gaz dans le tube capillaire.

Nous avons montré que la densité de gaz dans le tube capillaire était très sensible aux conditions de remplissage et qu'il était primordial d'apporter un soin tout particulier au système de régulation. Il est indéniable que le diamètre du tube et la section des fentes d'injection jouent un rôle dans l'écoulement du fluide, ce qui fait que chaque capillaire a des conditions de remplissage particulières.

Les expériences de mesure de l'amplitude de l'onde de plasma se sont déroulées lors de trois campagnes différentes. Nous avons pu montrer l'importance que requérait la qualité de la tache focale ainsi que la stabilité spatiale du faisceau laser. Les solutions techniques proposées furent d'utiliser un miroir déformable pour la correction du front d'onde et de stabiliser passivement et activement le faisceau.

Les résultats expérimentaux obtenus ont été comparés à des simulations numériques, et un accord excellent a été trouvé. Nous avons mis en évidence l'existence de processus non-linéaires liés à l'ionisation du gaz, qui ont pour conséquence de modifier l'impulsion laser et d'augmenter l'amplitude de l'onde de plasma créée, ceci pour des valeurs de  $a_0^2 \ll 1$ . La description linéaire n'étant pas suffisante pour décrire la création de l'onde de plasma, le diagnostic optique utilisant cette description doit, pour être exploité, être combiné à des simulations numériques. L'excellent

accord entre expériences et simulations a permis de valider le code numérique, et l'exploitation de ces résultats nous a donné accès à la cartographie du champ électrique accélérateur et à son amplitude.

La démonstration de la capacité à guider une impulsion laser, et à créer une onde de plasma, sur des longueurs jusqu'à 8 cm, permet d'envisager le futur par une extension de la longueur de guidage, une diminution de la pression, un allongement de la durée d'impulsion et l'injection de paquets d'électrons, afin de les accélérer jusqu'au GeV et au-delà.

## Liste des notations

$a$	: Champ électrique normalisé de l'impulsion laser
$a_0$	: Champ électrique normalisé de l'impulsion laser pour $I = I_{max}$
$A$	: Potentiel vecteur
$\alpha_p$	: Polarisabilité du milieu
$\beta$	: Vitesse normalisée à la vitesse de la lumière $c$
$\beta_c$	: Modulation de fréquence de l'impulsion laser
$\beta_\varphi$	: Vitesse de phase normalisée de l'onde de plasma
$c$	: Vitesse de la lumière
$C_m$	: Proportion de l'énergie incidente qui se couple sur le mode $m$
$C(s)$	: Fonction de transfert d'un régulateur PID
$d$	: Diamètre cinétique ou section efficace d'une molécule
$\delta$	: Amplitude relative de la perturbation de densité électronique
$\delta n_e$	: Perturbation de la densité électronique
$\delta n_{e0}$	: Perturbation de la densité électronique initiale
$\delta n_z$	: Perturbation de la densité électronique longitudinale
$\delta n_r$	: Perturbation de la densité électronique radiale
$\delta_{\parallel}$	: Amplitude relative longitudinale de la perturbation de densité électronique
$\delta_{\perp}$	: Amplitude relative transverse de la perturbation de densité électronique
$\delta\omega$	: Décalage spectral total en fréquence de l'impulsion laser
$\delta\omega_{wf}$	: Décalage spectral en fréquence de l'impulsion dû à l'onde de plasma
$\delta\omega_{ion}$	: Décalage spectral en fréquence de l'impulsion dû à l'ionisation du gaz
$\delta R$	: Déplacement total de l'axe du faisceau laser par rapport à l'axe du tube capillaire
$\delta x$	: Déplacement de l'axe du faisceau laser par rapport à l'axe du capillaire sur $\vec{e}_x$
$\delta y$	: Déplacement de l'axe du faisceau laser par rapport à l'axe du capillaire sur $\vec{e}_y$
$D$	: Diamètre du faisceau laser
$D(\Omega)$	: Fonction de résonance de l'onde de plasma
$D_{cap}$	: Diamètre interne du tube capillaire
$\Delta\lambda$	: Décalage spectral en longueur d'onde de l'impulsion laser
$\Delta\lambda_L$	: Largeur spectrale totale à mi-hauteur
$\Delta\psi$	: Déphasage observé à partir de franges d'interférence

---

$\Delta r_i$	: Distance du $i^{\text{ème}}$ tir par rapport à la position moyenne du faisceau
$\Delta W_{max}$	: Gain d'énergie maximum d'un électron
$\varepsilon_0$	: Constante diélectrique du vide
$\varepsilon_r$	: Permittivité diélectrique relative
$\varepsilon_w$	: Constante diélectrique de la paroi du tube capillaire
$e$	: Charge électrique de l'électron
$\vec{e}_{z,r,x}$	: vecteurs unitaires dans les directions $z, r, x$
$\mathcal{E}_L$	: Energie totale du laser incident
$\mathcal{E}_{in}$	: Energie du laser à l'entrée du tube capillaire dans le diamètre du cœur
$\mathcal{E}_{out}$	: Energie du laser en sortie du capillaire dans le diamètre du cœur
$\vec{E}$	: Champ électrique de charge d'espace
$E_A$	: Champ électrique d'une impulsion formant une tache d'Airy au foyer
$E_G$	: Champ électrique d'une impulsion gaussienne
$E_0$	: Champ électrique longitudinal limite de déferlement des plasmas froids
$E_{Def}$	: Champ électrique au déferlement en régime relativiste
$E_L$	: Champ électrique de l'impulsion laser
$E_{max}$	: Amplitude maximale du champ électrique longitudinal
$E_r$	: Champ électrique radial
$E_z$	: Champ électrique longitudinal
$\eta$	: Indice optique du milieu
$\eta_v$	: Viscosité dynamique du gaz
$f$	: Distance focale
$f_{lent}$	: Distance focale de la lentille
$f_{sph}$	: Distance focale du miroir sphérique
$\vec{F}_p$	: Force pondéromotrice
$\gamma$	: Facteur relativiste
$\gamma_{max}$	: Condition d'énergie maximum de piégeage
$\gamma_{min}$	: Condition d'énergie minimum de piégeage
$\gamma_\varphi$	: Facteur relativiste de phase de l'onde de plasma
$\gamma_\perp$	: Facteur relativiste dans la direction transverse
$G$	: Facteur de grandissement du système optique
$Gr$	: Coefficient de l'action proportionnelle du régulateur PID
$I$	: Intensité de l'impulsion laser
$I_{max}$	: Intensité maximum de l'impulsion laser
$J_m(x)$	: Fonction de Bessel à l'ordre $m$
$k_{am}$	: Coefficient d'amortissement du $m^{\text{ème}}$ mode de propagation d'un tube capillaire en verre
$k_B$	: Constante de Boltzmann
$k_p$	: Vecteur d'onde de l'onde plasma
$k_0$	: Vecteur d'onde de l'impulsion laser dans le vide en milieu infini

---

$k_L$	: Vecteur d'onde de l'impulsion laser
$K_n$	: Nombre de Knudsen du fluide en écoulement
$l$	: Libre parcours moyen
$\lambda$	: Longueur d'onde
$\lambda_0$	: Longueur d'onde centrale du laser dans le vide dans un milieu infini
$\lambda_L$	: Longueur d'onde centrale du laser dans le vide
$\lambda_p$	: Longueur d'onde de l'onde de plasma
$L_{acc}$	: Longueur d'accélération
$L_{am}$	: Longueur d'amortissement associée aux modes $\mathbf{EH}_{1n}$
$L_{cap}$	: Longueur du tube capillaire
$L_d$	: Longueur de déphasage
$L_L$	: Longueur caractéristique de l'impulsion laser en $1/e^2$ du profil temporel d'intensité
$L_p$	: Longueur de déplétion de l'énergie laser
$L_R$	: Longueur caractéristique de diffraction
$m_e$	: Masse de l'électron
$\mu_0$	: Constante de perméabilité du vide ou encore permittivité magnétique du vide
$M^2$	: Facteur de qualité du faisceau
$n_c$	: Densité électronique critique
$n_e$	: Densité électronique du plasma
$n_{e0}$	: Densité électronique initiale du plasma
$n_{res}$	: Densité électronique à la résonance
$N_k$	: Moyenne sur la période du laser de la densité ionique
$\omega_0$	: Pulsation ou fréquence centrale du laser dans le vide en milieu infini
$\omega_L$	: Pulsation ou fréquence centrale du laser
$\omega_p$	: Pulsation ou fréquence plasma électronique
$\omega_{pe}$	: Pulsation ou fréquence plasma électronique dans un plasma à température nulle
$\omega_{pi}$	: Pulsation ou fréquence plasma ionique
$\Omega$	: Paramètre de résonance de l'onde de plasma
$\varphi_{inc}$	: Angle obtenu par la projection du vecteur d'onde du laser dans le plan transverse à l'axe du tube capillaire
$p_c$	: Puissance critique d'autofocalisation
$p_L$	: Puissance du laser
$P$	: Pression du gaz
$P_{moy}$	: Pression moyenne de gaz dans le tube capillaire
$P_{rempl}$	: Pression de remplissage du gaz
$P_{res}$	: Pression de gaz à la résonance
$\phi$	: Potentiel électrostatique normalisé de l'onde de plasma
$\phi_L(t)$	: Phase de l'impulsion laser
$\Phi$	: Potentiel électrostatique de l'onde de plasma
$r$	: Distance radiale à l'axe du tube capillaire

---

$r_0$	: Rayon du premier zéro de la fonction d'Airy
$R_{cap}$	: Rayon interne du tube capillaire
$Re$	: Nombre de Reynolds du fluide en écoulement
$R_L$	: Référentiel du laboratoire
$R_n^m$	: Polynômes radiaux
$R_\varphi$	: Référentiel lié à l'onde de plasma
$R(z)$	: Rayon de courbure du front d'onde de l'impulsion laser
$\sigma_0$	: Déviation standard du pointé laser
$T_a$	: Température ambiante ou température du gaz
$T$	: Transmission de l'énergie à travers le tube capillaire
$T_d$	: Coefficient de l'action Dérivé du régulateur PID
$T_e$	: Température électronique
$T_i$	: Coefficient de l'action Intégral du régulateur PID
$\tau_0$	: Durée de l'impulsion laser en $1/e^2$ du profil temporel d'intensité
$\tau_L$	: Durée de l'impulsion laser : largeur totale à mi-hauteur du profil temporel d'intensité
$\theta_{inc}$	: Angle d'incidence du laser par rapport à l'axe du tube capillaire
$u_m$	: $m^{\text{ième}}$ racine de l'équation $J_0(x) = 0$
$v_e$	: Vitesse de l'électron
$v_g$	: Vitesse de groupe de l'onde de plasma
$v_{gL}$	: Vitesse de groupe de l'impulsion laser
$v_\varphi$	: Vitesse de phase de l'onde de plasma
$v_{\varphi L}$	: Vitesse de phase de l'impulsion laser
$v_{Te}$	: Vitesse thermique des électrons
$w$	: Rayon en $1/e^2$ du profil spatial d'intensité
$w_0$	: Rayon en $1/e^2$ du profil spatial d'intensité dans le plan focal
$w(z)$	: Rayon en $1/e^2$ du profil spatial d'intensité à une distance $z$ du plan de focalisation
$\overline{W}_k$	: Moyenne sur la période du laser de la probabilité d'ionisation par effet tunnel des ions
$\bar{x}$	: Position moyenne du faisceau laser sur l'axe $\vec{e}_x$ dans le plan focal
$\bar{y}$	: Position moyenne du faisceau laser sur l'axe $\vec{e}_y$ dans le plan focal
$z$	: Distance au plan focal
$z_0$	: Position longitudinale du plan focal
$Z_e$	: Nombre de charge de l'atome ou de la molécule
$Z_n^m$	: Polynôme de Zernike
$z_R$	: Longueur de Rayleigh
$\zeta = z - ct$	: Distance de propagation dans le référentiel de l'impulsion laser

## Annexe A

# Equations sur l'excitation de l'onde de plasma

### A.1 Les équations de bases

#### A.1.1 Les équations de Maxwell

Une impulsion laser est une onde électromagnétique se propageant dans l'espace et le temps, qui répond donc aux lois de l'électromagnétisme. La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu est décrite par les quatre équations de Maxwell.

L'équation de Maxwell-Thomson :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (\text{A.1})$$

L'équation de Maxwell-Gauss :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (\text{A.2})$$

L'équation de Maxwell-Faraday :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (\text{A.3})$$

L'équation de Maxwell-Ampère :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right). \quad (\text{A.4})$$

On rappelle que  $\vec{j} = -en\vec{p}/\gamma$  est le vecteur de densité de courant, où  $\gamma$  est le facteur relativiste des électrons,  $\rho = -e(n_e - n_{e0})$  est la densité de charge où  $n_e$  est la densité électronique perturbée du plasma et  $n_{e0} = Z_en_{i0}$  la densité équivalente au fond ionique. A partir de l'analyse vectoriel qui montre que la divergence d'un rotationnel est toujours nulle :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = 0, \quad (\text{A.5})$$

nous pouvons définir un potentiel-vecteur  $\vec{A}$  tel que :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}. \quad (\text{A.6})$$

De la même manière on montre que le rotationnel d'un gradient est toujours nul :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \vec{A} = 0. \quad (\text{A.7})$$

L'équation de Maxwell-Faraday (A.3) couplée à l'existence d'un potentiel-vecteur permet de définir un potentiel électrique  $\Phi$  tel que :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (\text{A.8})$$

### A.1.2 Les équations fluides

Ces équations permettent la description du plasma et ses conservations.

Equation de continuité :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}) = 0. \quad (\text{A.9})$$

Equation du mouvement du fluide :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{p} = -e \left( \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad (\text{A.10})$$

### A.1.3 Mise en forme des équations

L'utilisation des potentiels permet de compléter le système d'équations et de simplifier le problème, en se plaçant dans la jauge de Coulomb,  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ . La représentation physique des potentiels s'explique par  $\vec{A}$  qui est le champ laser haute fréquence tandis que  $\Phi$  représente les champs associés aux déplacements des charges électriques du plasma qui sont de basses fréquences.

Avec les approximations posées dans le chapitre 1.3.1, notamment en ce qui concerne la densité du plasma ( $\omega_p \ll \omega_L$ ), on peut voir que les deux quantités sont donc séparables temporellement en considérant des champs ayant des variations lentes ou rapides.

En utilisant cette jauge, avec (A.8) insérée dans l'équation (A.2), on obtient l'équation de Poisson :

$$\boxed{\Delta\Phi = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_{e0})}. \quad (\text{A.11})$$

On peut également transformer l'équation (A.4) avec les potentiels en utilisant les équations (A.6) et (A.8), et en rappelant que  $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A}$ , on obtient l'équation d'onde :

$$\boxed{\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \vec{A} = \frac{n_e m_e e}{\varepsilon_0 c^2} \vec{v} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{\nabla} \Phi}{\partial t}}. \quad (\text{A.12})$$

A partir de l'équation du mouvement du fluide (A.10) et des potentiels (A.6) et (A.8), on accède facilement à :

$$\boxed{\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}\right) \vec{p} = e \left(\vec{\nabla} \Phi + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{v} \times \vec{\nabla} \times \vec{A}\right)}. \quad (\text{A.13})$$

On rappelle une autre propriété de l'analyse vectorielle :

$$\vec{\nabla} \frac{p^2}{2} = (\vec{p} \cdot \vec{\nabla}) \vec{p} + \vec{p} \times (\vec{\nabla} \times \vec{p}) = \gamma m_e \left[ (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{p} + \vec{v} \times (\vec{\nabla} \times \vec{p}) \right]. \quad (\text{A.14})$$

Sachant que  $\gamma = \left(1 + \frac{p^2}{m_e^2 c^2}\right)^{-1/2}$ , on en déduit que :

$$\vec{\nabla} \gamma = \frac{1}{m_e^2 c^2 \gamma} \vec{\nabla} \frac{p^2}{2}. \quad (\text{A.15})$$

L'introduction de cette égalité dans (A.14) donne :

$$\vec{\nabla} \gamma = \frac{1}{m_e c^2} \left[ (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{p} + \vec{v} \times (\vec{\nabla} \times \vec{p}) \right], \quad (\text{A.16})$$

d'où l'on tire finalement :

$$(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{p} = m_e c^2 \vec{\nabla} \gamma - \vec{v} \times (\vec{\nabla} \times \vec{p}). \quad (\text{A.17})$$

L'introduction de cette égalité (A.17) dans l'équation du mouvement (A.13) permet d'obtenir l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{p} - e\vec{A}) = \vec{\nabla} (e\Phi - m_e c^2 \gamma) + \vec{v} \times \left[ \vec{\nabla} \times (\vec{p} - e\vec{A}) \right]. \quad (\text{A.18})$$

En prenant le rotationnel de cette équation on obtient, en se souvenant de la propriété (A.7) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \vec{\nabla} \times (\vec{p} - e\vec{A}) \right] = \vec{\nabla} \times \vec{v} \times \left[ \vec{\nabla} \times (\vec{p} - e\vec{A}) \right]. \quad (\text{A.19})$$

Cette équation nous permet de voir que si  $\vec{p} - e\vec{A} = \vec{0}$  à  $t = 0$ , alors  $\forall t, \vec{p} - e\vec{A} = \vec{0}$ . Or à l'instant initial, le système est considéré au repos, et donc  $\vec{v} = \vec{A} = \vec{0}$ .

On obtient donc finalement une équation simplifiée du mouvement des électrons dans le champ électrique d'une impulsion laser :

$$\boxed{\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = e\vec{\nabla}\Phi + e\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - m_e c^2 \vec{\nabla}\gamma} \quad (\text{A.20})$$

Le dernier terme  $-m_e c^2 \vec{\nabla}\gamma$  représente la force pondéromotrice, qui peut être vue comme le gradient d'une pression de radiation.

### A.1.4 Normalisation des équations

L'utilisation de variables normalisées permet la simplification de l'écriture des équations. On pose pour les potentiels :  $\phi = e\Phi/m_e c^2$  et  $a = e\vec{A}/mc$ . Est utilisé de plus  $\vec{u} = \vec{p}/mc = \gamma\vec{v}/c$ , qui donne  $\gamma = (1 + u^2)^{1/2}$ . Le système d'équations est donc ramené à :

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a = k_p^2 \frac{n_e \vec{u}}{\gamma n_{e0}} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \phi, \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + c\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{n_e \vec{u}}{\gamma} \right) = 0, \quad (\text{A.22})$$

$$\Delta \phi = k_p^2 \left( \frac{n_e}{n_{e0}} - 1 \right), \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = c\vec{\nabla} (\phi - \gamma) + \frac{\partial a}{\partial t}. \quad (\text{A.24})$$

Nous avons un système d'équations complet, nous permettant de résoudre le problème qui ne nécessite aucune autre hypothèse.

## A.2 Résolution monodimensionnelle

La résolution du système d'équations (A.21), (A.22), (A.23) et (A.24) est tout d'abord effectuée dans le cas où les grandeurs physiques ne dépendent que des paramètres  $z$  et  $t$ . On a alors  $\vec{\nabla} = \vec{e}_z \partial / \partial z$ , et la condition de la jauge de Coulomb, qui impose  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \vec{0}$ , se ramène donc à  $\partial A_z / \partial z = 0$ , soit  $A_z = 0$ . Le champ laser est donc purement transverse et  $\vec{A} = \vec{A}_\perp$ .

### A.2.1 Equation de conservation de la quantité de mouvement

En reprenant l'équation (A.24) dans le cas 1D, on voit que sa projection sur l'axe transverse montre que le mouvement transverse des électrons n'est dû qu'au champ laser, soit :

$$\vec{u}_\perp = a. \quad (\text{A.25})$$

Le mouvement des électrons peut donc être décomposé en deux parties : les mouvements sur l'axe de propagation et les mouvements sur les axes transverses. On pose  $\beta = v/c$ . On obtient pour le facteur relativiste une nouvelle expression :

$$\gamma = \frac{(1 + a^2)^{1/2}}{(1 - \beta_z^2)^{1/2}}. \quad (\text{A.26})$$

On a alors l'équation du mouvement sur l'axe de propagation :

$$\boxed{\frac{\partial(\gamma\beta_z)}{\partial t} = c \frac{\partial(\phi - \gamma)}{\partial z}}. \quad (\text{A.27})$$

### A.2.2 Equation de propagation de l'impulsion laser

Nous avons vu, dans l'hypothèse monodimensionnelle, que le champ laser est purement transverse. Dans ce cas l'équation d'onde (A.21) s'écrit pour l'axe transverse :

$$\boxed{\left(\Delta_\perp - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) a = \frac{n_e k_p^2}{\gamma n_{e0}} a}. \quad (\text{A.28})$$

Il reste sur l'axe de propagation  $z$  :

$$\frac{n_e k_p^2}{n_{e0} \gamma} u_z = -\frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t \partial z} \phi. \quad (\text{A.29})$$

### A.2.3 Changement de référentiel de l'impulsion laser

De la même manière que nous avons effectué des changements de variables pour certaines grandeurs physiques afin d'alléger l'écriture, il est pratique dans le cadre du suivi de l'interaction d'une impulsion courte, de se trouver dans le référentiel qui suit cette impulsion. Nous effectuons donc le changement de variables suivant :  $\tau = t$  et  $\zeta = z - ct$ . On a donc les transformations

suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial \tau} - c \frac{\partial}{\partial \zeta}, \\ \frac{\partial}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial \zeta}, \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + c^2 \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - 2c \frac{\partial^2}{\partial \zeta \partial \tau}, \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2} &= \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2}.\end{aligned}$$

Ce qui conduit à réécrire le système d'équations dans ce référentiel :

$$\left( \frac{2}{c} \frac{\partial^2}{\partial \zeta \partial \tau} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right)^2 a = \frac{n_e k_p^2}{n_{e0} \gamma} a, \quad (\text{A.30})$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \zeta^2} = k_p^2 \left( \frac{n_e}{n_{e0}} - 1 \right), \quad (\text{A.31})$$

$$\frac{\partial (\gamma \beta_z)}{\partial \tau} = c \frac{\partial}{\partial \zeta} [\phi - \gamma (1 - \beta_z)], \quad (\text{A.32})$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial \tau} = c \frac{\partial}{\partial \zeta} [n_e (1 - \beta_z)]. \quad (\text{A.33})$$

#### A.2.4 Approximation quasi-statique

Une approximation très pratique, pour l'étude des interactions entre impulsion courte et plasma, est l'approximation quasi-statique, qui a été utilisée la première fois dans le cadre d'interactions laser-plasma non-linéaires par P. Sprangle *et al* [58]. Cette approximation fait l'hypothèse que l'enveloppe de l'impulsion laser varie peu durant le temps de transit d'un électron sous le laser, il est alors possible de négliger les termes  $\partial/\partial \tau$ . Autrement dit, cela signifie que  $\tau_L \ll \tau_E$ , où  $\tau_L = L_L/c$  est la durée de l'impulsion laser et  $\tau_E$  est le temps d'évolution du laser qui est de l'ordre du temps de Rayleigh  $\tau_R = z_R/c$ . Les électrons du plasma ne subissent alors qu'un champ laser statique, indépendant de  $\tau$ .

Pour être valable, cette approximation n'est possible que dans le cas où l'impulsion est suffisamment courte et où la focalisation de l'impulsion ne réduit pas drastiquement la longueur de Rayleigh. Cette approximation appliquée à l'équation du mouvement (A.32) et à l'équation de continuité (A.33) permet de les intégrer, et nous obtenons :

$$\gamma (1 - \beta_z) = 1 + \phi, \quad (\text{A.34})$$

$$n_e (1 - \beta_z) = n_{e0}. \quad (\text{A.35})$$

A l'aide de ces deux dernières relations, ainsi que l'équation (A.26) introduite dans l'équation de Poisson (A.31), on obtient finalement une équation sur le potentiel de l'onde de plasma :

$$\boxed{\frac{\partial^2 \phi}{\partial \zeta^2} = \frac{k_p^2}{2} \left[ \frac{1+a^2}{(1+\phi)^2} - 1 \right]}, \quad (\text{A.36})$$

ainsi que :

$$\boxed{\left[ \frac{2}{c} \frac{\partial}{\partial \zeta} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \frac{\partial a}{\partial \tau} = k_p^2 \frac{a}{1+\phi}}. \quad (\text{A.37})$$

## A.3 Résolution des équations dans le cas tridimensionnel

Après avoir résolu les équations dans le cas monodimensionnel, où *de facto*, les cas sont simplifiés à l'extrême et n'apportent que peu d'informations, nous nous attacherons à résoudre les équations dans le cas tridimensionnel. Le passage à trois dimensions nécessite de conserver les mêmes approximations afin de pouvoir résoudre le problème. Ainsi, le plasma est-il toujours considéré comme sous-dense,  $\omega_p \ll \omega_L$ , ce qui permet de décomposer les grandeurs physiques suivant deux échelles de temps. Nous pouvons ainsi écrire  $a = a_r$ ,  $\vec{u} = \vec{u}_r + \vec{u}_l$ ,  $\phi = \phi_l$  et  $n_e = n_l$ ,  $r$  étant le symbole pour rapide et  $l$  pour lent.

Il faut également rappeler que nous nous plaçons dans le cas du régime linéaire ou faiblement relativiste, soit  $a^2 \ll 1$  et  $\delta n_e/n_{e0} \ll 1$ . Ces conditions vont nous permettre de linéariser le système d'équations fondamentales (A.21), (A.22), (A.23) et (A.24) en fonction du paramètre  $a$ . On décompose également  $\gamma = 1 + \delta\gamma$ ,  $n_e = n_{e0} + \delta n$  et  $\phi = \delta\phi$ .

### A.3.1 Equation de l'onde de plasma

Nous allons tout d'abord nous attacher à regarder les équations qui gouvernent la dynamique de l'onde de plasma. La décomposition des grandeurs physiques en deux échelles de temps nous permet d'écrire l'équation du mouvement (A.24) :

$$\frac{\partial \{\vec{u}_l + \vec{u}_r\}}{\partial t} = c \vec{\nabla} (\phi - \langle \gamma \rangle) + \frac{\partial a_r}{\partial t}, \quad (\text{A.38})$$

ce qui nous donne  $a = u_r$  et

$$\frac{\partial u_l}{\partial t} = c \vec{\nabla} (\phi - \langle \gamma \rangle), \quad (\text{A.39})$$

où  $\langle \gamma \rangle$  est la moyenne sur les hautes fréquences de  $\gamma$ , ce qui donne en linéarisant par rapport à  $u$ ,  $\langle \gamma \rangle \simeq 1 + \langle u_r^2 \rangle / 2 + u_l^2 / 2$ . On pose l'hypothèse que  $u_l$  est de l'ordre de  $a^2$  et est donc

négligeable. On a donc  $\langle \gamma \rangle \simeq 1 + \langle a^2 \rangle / 2$  et l'équation (A.39) se réduit à :

$$\frac{\partial \vec{u}_l}{\partial t} = c \vec{\nabla} \phi - c \vec{\nabla} \frac{\langle a^2 \rangle}{2}. \quad (\text{A.40})$$

L'expression  $\vec{\nabla} \frac{\langle a^2 \rangle}{2}$  représente le potentiel pondéromoteur. On linéarise de la même façon l'équation de continuité (A.22) et on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\delta n_e}{n_{e0}} + c \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_l = 0, \quad (\text{A.41})$$

et l'équation de Poisson :

$$\Delta \phi = k_p^2 \frac{\delta n_e}{n_{e0}}. \quad (\text{A.42})$$

La dérivation par rapport au temps de l'équation de continuité linéarisée (A.41) et l'insertion dans cette équation des équations (A.39) et (A.42) permet d'obtenir l'équation de l'onde de plasma :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\delta n_e}{n_{e0}} + c \vec{\nabla} \cdot \left( \frac{\partial \vec{u}_l}{\partial t} \right) = c^2 \Delta \phi - c^2 \Delta \frac{\langle a^2 \rangle}{2}, \quad (\text{A.43})$$

soit finalement :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \frac{\delta n_e}{n_{e0}} = c^2 \Delta \frac{\langle a^2 \rangle}{2}, \quad (\text{A.44})$$

et en fonction du potentiel en utilisant l'équation de Poisson (A.42) :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \phi = \omega_p^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{2}. \quad (\text{A.45})$$

On trouve donc que le potentiel  $\phi$  et  $\delta n_e/n_{e0}$  sont de l'ordre de  $a^2$  ce qui, à l'aide de l'équation du mouvement (A.39), permet de vérifier l'hypothèse que  $\vec{u}_l$  est aussi de l'ordre de  $a^2$  et est donc négligeable.

Nous venons de montrer par ces équations que le plasma réagit au champ laser par le biais de la force pondéromotrice comme un oscillateur. A la suite de l'impulsion laser nous avons donc une onde de plasma électronique qui oscille avec une amplitude  $\delta n_e/n_{e0}$ .

Nous pouvons de nouveau effectuer un changement de variable dans le référentiel de l'impulsion laser ( $\tau = t, \zeta = z - ct$ ) sur cette dernière équation, ce qui donne :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + c^2 \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \zeta} + \omega_p^2 \right) \phi = \omega_p^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{2}. \quad (\text{A.46})$$

On retrouve, en appliquant l'approximation quasi-statique qui néglige les termes  $\partial/\partial \tau$  :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} + k_p^2 \right) \phi = k_p^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{2}. \quad (\text{A.47})$$

### A.3.2 Equation d'évolution de l'enveloppe laser

Le développement des termes de basses fréquences, lents, a permis de voir la réponse du plasma à une excitation provenant d'un champ électrique laser, qui se traduit par la création d'une onde de plasma. Nous allons maintenant regarder ce qui se produit au niveau de l'enveloppe du laser, en se focalisant sur les termes qui oscillent à la fréquence du laser dans l'équation d'onde (A.21). Les termes lents  $\bar{u}_l$  et  $\phi$  sont donc négligés, et de la même manière que dans la section A.3.1,  $u_r = a$ . L'équation d'onde se ramène donc à :

$$\boxed{\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) a = k_p^2 \frac{\delta n_e}{n_{e0}} a.} \quad (\text{A.48})$$

La linéarisation de  $n_e$  et  $\gamma$  conduit à :

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) a = k_p^2 \left(1 + \frac{\delta n_e}{n_{e0}} - \frac{\langle a^2 \rangle}{2}\right), \quad (\text{A.49})$$

et dans le référentiel de l'impulsion :

$$\boxed{\left(\Delta_{\perp} + \frac{2}{c} \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \zeta} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right) a = k_p^2 \left(1 + \frac{\delta n_e}{n_{e0}} - \frac{\langle a^2 \rangle}{2}\right) a.} \quad (\text{A.50})$$

### A.3.3 Approximation paraxiale

L'approximation paraxiale fait l'hypothèse que  $\hat{a}$ , qui est l'enveloppe du potentiel vecteur moyenné sur la fréquence laser, évolue lentement au cours de la propagation. En faisant la supposition que l'impulsion laser s'écrive  $a(\zeta, \tau) = \exp^{ik_L \zeta} \hat{a}(\zeta, \tau) / 2 + \text{c.c.}$ , le développement de l'équation (A.50) donne :

$$\left(\Delta_{\perp} + \frac{2}{c} \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \zeta} + 2ik_L \frac{\partial}{\partial c\tau} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right) \hat{a} = k_p^2 \left(1 + \frac{\delta n_e}{n_{e0}} - \frac{\hat{a}^2}{2}\right) \hat{a}. \quad (\text{A.51})$$

Une première approximation quasi-paraxiale, où  $\partial^2 \hat{a} / \partial \tau^2 \ll \omega_L \partial \hat{a} / \partial \tau$ , donne une première équation simplifiée :

$$\left(\Delta_{\perp} + \frac{2}{c} \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \zeta} + 2ik_L \frac{\partial}{\partial c\tau}\right) \hat{a} = k_p^2 \left(1 + \frac{\delta n_e}{n_{e0}} - \frac{\hat{a}^2}{2}\right) \hat{a}. \quad (\text{A.52})$$

L'approximation paraxiale, qui reprend l'approximation précédente et qui implique  $\partial \hat{a} / \partial \zeta \ll \omega_L / c \hat{a}$ , nous conduit à l'équation paraxiale :

$$\boxed{\left(\Delta_{\perp} + 2ik_L \frac{\partial}{\partial c\tau}\right) \hat{a} = k_p^2 \left(1 + \frac{\delta n_e}{n_{e0}} - \frac{\hat{a}^2}{2}\right) \hat{a}.} \quad (\text{A.53})$$

## A.4 Le sillage laser

Le sillage laser a été traité dans le chapitre 1. Je propose ici de revenir sur la méthode de calcul analytique du champ de sillage créé par une impulsion gaussienne définie par :

$$|a(\zeta)|^2 = a_0^2 \exp \left[ -\frac{2r^2}{w_0^2} - \frac{2\zeta^2}{L_L^2} \right], \quad (\text{A.54})$$

où je rappelle que  $\zeta = z - ct$ ,  $L_L = c\tau_L/\sqrt{2 \ln 2}$  est la longueur de l'impulsion laser, et  $w_0$  est la taille du faisceau gaussien en  $1/e^2$ .

La solution de l'équation (A.47) qui s'annule en  $\zeta = +\infty$  (il n'existe pas de perturbation avant le passage de l'impulsion), est donnée par :

$$\phi(r, \zeta) = -\frac{k_p}{4} \int_{-\zeta}^{+\infty} \hat{a}^2 \sin[k_p(\zeta - \zeta')] d\zeta', \quad (\text{A.55})$$

que l'on peut aussi écrire :

$$\phi(r, \zeta) = -\frac{k_p}{4} \left[ \sin(k_p\zeta) \int_{-\zeta}^{+\infty} \hat{a}^2 \cos(k_p\zeta') d\zeta' - \cos(k_p\zeta) \int_{-\zeta}^{+\infty} \hat{a}^2 \sin(k_p\zeta') d\zeta' \right]. \quad (\text{A.56})$$

Après le passage de l'impulsion ( $\zeta < 0$ ), nous avons nécessairement  $\hat{a}^2 = 0$ , nous pouvons donc étendre la seconde borne d'intégration à  $-\infty$ . Sachant que l'impulsion est une gaussienne, celle-ci est une fonction paire en  $\zeta$ . La seconde intégrale s'annule donc, la fonction sinus étant impaire. Nous sommes ramenés à calculer la première intégrale :

$$\phi(r, \zeta) = -\frac{k_p}{4} \left[ \sin(k_p\zeta) \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{a}^2 \cos(k_p\zeta') d\zeta' \right], \quad (\text{A.57})$$

et en remplaçant  $\hat{a}^2$  :

$$\phi(r, \zeta) = -\frac{k_p}{4} \left[ \sin(k_p\zeta) \int_{-\infty}^{+\infty} a_0^2 \exp \left[ -\frac{2\zeta'^2}{L_L^2} \right] \cos(k_p\zeta') d\zeta' \right], \quad (\text{A.58})$$

$$= -\frac{k_p}{4} \left[ \sin(k_p\zeta) \int_{-\infty}^{+\infty} a_0^2 \exp \left[ -\frac{2\zeta'^2}{L_L^2} \right] \exp[ik_p\zeta'] d\zeta' \right], \quad (\text{A.59})$$

qui n'est autre que la transformée de Fourier de  $\hat{a}^2$ . Nous obtenons alors le résultat suivant sur le potentiel :

$$\phi(r, \zeta) = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} a_0^2 \frac{k_p L_L}{4} \exp \left( -\frac{k_p^2 L_L^2}{8} \right) \exp \left( -\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \sin(k_p\zeta), \quad (\text{A.60})$$

$$= -\sqrt{\frac{\pi}{2}} a_0^2 \frac{\omega_p \tau_L}{4\sqrt{2 \ln 2}} \exp \left( -\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2} \right) \exp \left( -\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \sin(k_p\zeta). \quad (\text{A.61})$$

Pour trouver les champs électriques, nous utilisons l'équation de Poisson :

$$\vec{E} = -\frac{m_e c^2}{e} \vec{\nabla} \phi = -\frac{m_e c^2}{e} \left( \frac{\partial}{\partial \zeta} \vec{e}_z + \frac{\partial}{\partial r} \vec{e}_r \right) \phi. \quad (\text{A.62})$$

On en déduit, pour  $\zeta < 0$ , le champ électrique longitudinal :

$$E_z = \frac{m_e c}{e} \sqrt{\frac{\pi}{2}} a_0^2 \frac{\omega_p^2 \tau_L}{4\sqrt{2 \ln 2}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2}\right) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \cos(k_p \zeta), \quad (\text{A.63})$$

et le champ électrique radial :

$$E_r = -\frac{m_e c^2}{e} \sqrt{\frac{\pi}{2}} a_0^2 \frac{r \omega_p \tau_L}{w_0^2 \sqrt{2 \ln 2}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2}\right) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \sin(k_p \zeta). \quad (\text{A.64})$$

A partir de l'équation de Poisson,  $\Delta \phi = k_p^2 \delta n_e / n_{e0}$ , et des expressions sur le champ électrique (A.63) et (A.64), nous pouvons calculer l'amplitude normalisée de la perturbation de densité  $\delta n_e / n_{e0}$  correspondante :

$$\frac{\delta n_e}{n_{e0}} = \delta = -\frac{\varepsilon_0}{n_{e0} e} \left\{ \frac{\partial \vec{E}}{\partial \zeta} \cdot \vec{e}_z + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \vec{E})}{\partial r} \cdot \vec{e}_r \right\}. \quad (\text{A.65})$$

Soit :

$$\frac{\delta n_e}{n_{e0}} = \frac{\sqrt{\pi} a_0^2}{8\sqrt{\ln 2}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2}\right) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \sin(k_p \zeta) \frac{\tau_L}{k_p} \left( \omega_p k_p + \frac{8c}{w_0^2} \left(1 - \frac{2r^2}{w_0^2}\right) \right). \quad (\text{A.66})$$

Celle-ci peut être scindée en deux composantes et s'écrit  $\delta = \delta_{\parallel} + \delta_{\perp}$ , chacune des contributions étant dues respectivement aux effets longitudinaux et transverses de la force pondéromotrice. Nous avons donc l'amplitude de l'onde de plasma longitudinale  $\delta n_z / n_{e0} = \delta_{\parallel}$  :

$$\delta_{\parallel} = \sqrt{\pi} a_0^2 \frac{\omega_p \tau_L}{8\sqrt{\ln 2}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2}\right) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) \sin(k_p \zeta). \quad (\text{A.67})$$

Ce qui donne, en comparant ce résultat à l'équation (A.63), à un terme de phase près :

$$\delta_{\parallel} = \frac{E_z}{E_0}, \quad (\text{A.68})$$

où  $E_0 = mc\omega_p/e$  est le champ électrique limite de déferlement non-relativiste des plasmas froids.

Pour la partie transverse de l'onde de plasma  $\delta n_r / n_{e0} = \delta_{\perp}$  nous avons :

$$\delta_{\perp} = \delta_{\parallel} \frac{8}{w_0^2 k_p^2} \left(1 - \frac{2r^2}{w_0^2}\right). \quad (\text{A.69})$$



## Annexe B

### Correction du front d'onde

Il est apparu au fil des expériences qu'une correction de la tache focale était indispensable compte tenu des défauts du faisceau amplifié. Ceci est visible sur la figure 3.10 où l'on voit que la tache focale est déformée. Le principe de la correction de la tache focale consiste à corriger le front d'onde de l'impulsion en utilisant un miroir déformable. Le diagnostic du front d'onde est effectué par un analyseur utilisant la technique d'interférométrie à décalage latéral placé au voisinage du plan focal.

Un tel analyseur est constitué d'un réseau de diffraction 2D qui réplique un faisceau incident en quatre faisceaux identiques qui se propagent selon des directions légèrement différentes. La différence de direction crée des franges d'interférence, qui dans le cas de notre analyseur sont sinusoïdales sur une grille carrée. Ces franges sont détectées par un capteur CCD.

Après quelques millimètres de propagation, les quatre faisceaux sont légèrement séparés. Lorsque le faisceau présente des aberrations, provoquées par des distortions du front d'onde, les franges d'interférence sont modifiées et la grille d'interférence est distordue. Or la déformation de la grille est directement reliée au gradient de la phase du faisceau, que l'on obtient par une analyse spectrale par transformée de Fourier dans les deux directions orthogonales. La carte de la phase est finalement obtenue en intégrant ces gradients. En l'absence d'aberrations, avec un front d'onde plan, la carte de phase est donc uniforme. Le capteur CCD étant connecté à un ordinateur, la mesure est réalisée en temps réel.

Le front d'onde mesuré, il reste à le corriger s'il n'est pas plan. Pour cela, on utilise un miroir déformable à vérins à commandes électriques qui changent la surface du miroir par pression. Le but est alors de corriger les perturbations du front d'onde de manière à le rendre plan. Le nombre de vérins détermine le nombre de degrés de liberté, ou perturbations du front d'onde, que le miroir sera capable de corriger. Ces vérins déforment la surface du miroir, ce qui a pour

effet de changer le front d'onde l'impulsion laser.

La connaissance de la phase spatiale du faisceau permet par reconstruction avec les polynômes de Zernike d'en déduire la tache focale. Les polynômes de Zernike sont des fonctions de deux variables ( $x$  et  $y$  en coordonnées cartésiennes) définies sur un disque de rayon unité. Ces fonctions modélisent un front d'onde lorsqu'elles sont combinées linéairement entre elles, c'est à dire lorsque chaque fonction est multipliée par un coefficient (dit coefficient de Zernike) puis les résultats additionnés.

Il y a deux types de polynômes de Zernike, les polynômes pairs :

$$Z_n^m(\rho, \theta) = R_n^m(\rho) \cos(m\theta), \quad (\text{B.1})$$

et impairs :

$$Z_n^{-m}(\rho, \theta) = R_n^m(\rho) \sin(m\theta), \quad (\text{B.2})$$

où  $m$  et  $n$  sont des entiers positifs avec  $n \leq m$ ,  $\theta$  est l'angle azimutal en radians et  $\rho$  la distance radiale normalisée.

Les polynômes radiaux  $R_n^m$  s'écrivent :

$$R_n^m(\rho) = \begin{cases} \sum_{k=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^k (n-k)!}{k!((n+m)/2-k)!((n-m)/2-k)!} \rho^{n-2k} & \text{pour } n-m \text{ pair} \\ 0 & \text{pour } n-m \text{ impair} \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

Leur développement est donné dans le tableau B.1 pour  $m$  et  $n \leq 5$ .

$m \setminus n$	0	1	2	3	4	5
0	1		$2\rho^2 - 1$		$6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$	
1		$\rho$		$3\rho^3 - 2\rho$		$10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho$
2			$\rho^2$		$4\rho^4 - 3\rho^2$	
3				$\rho^3$		$5\rho^5 - 4\rho^3$
4					$\rho^4$	
5						$\rho^5$

FIGURE B.1 – Développement des polynômes radiaux  $R_n^m(\rho)$  pour  $m \leq 5$  et  $n \leq 5$

La figure B.2 représente le résultat du calcul des polynômes de Zernike, à partir des expressions (B.1) et (B.2), dans un disque de rayon unitaire pour les 21 premiers polynômes.

La reconstruction du front d'onde est basée sur une combinaison linéaire des polynômes de

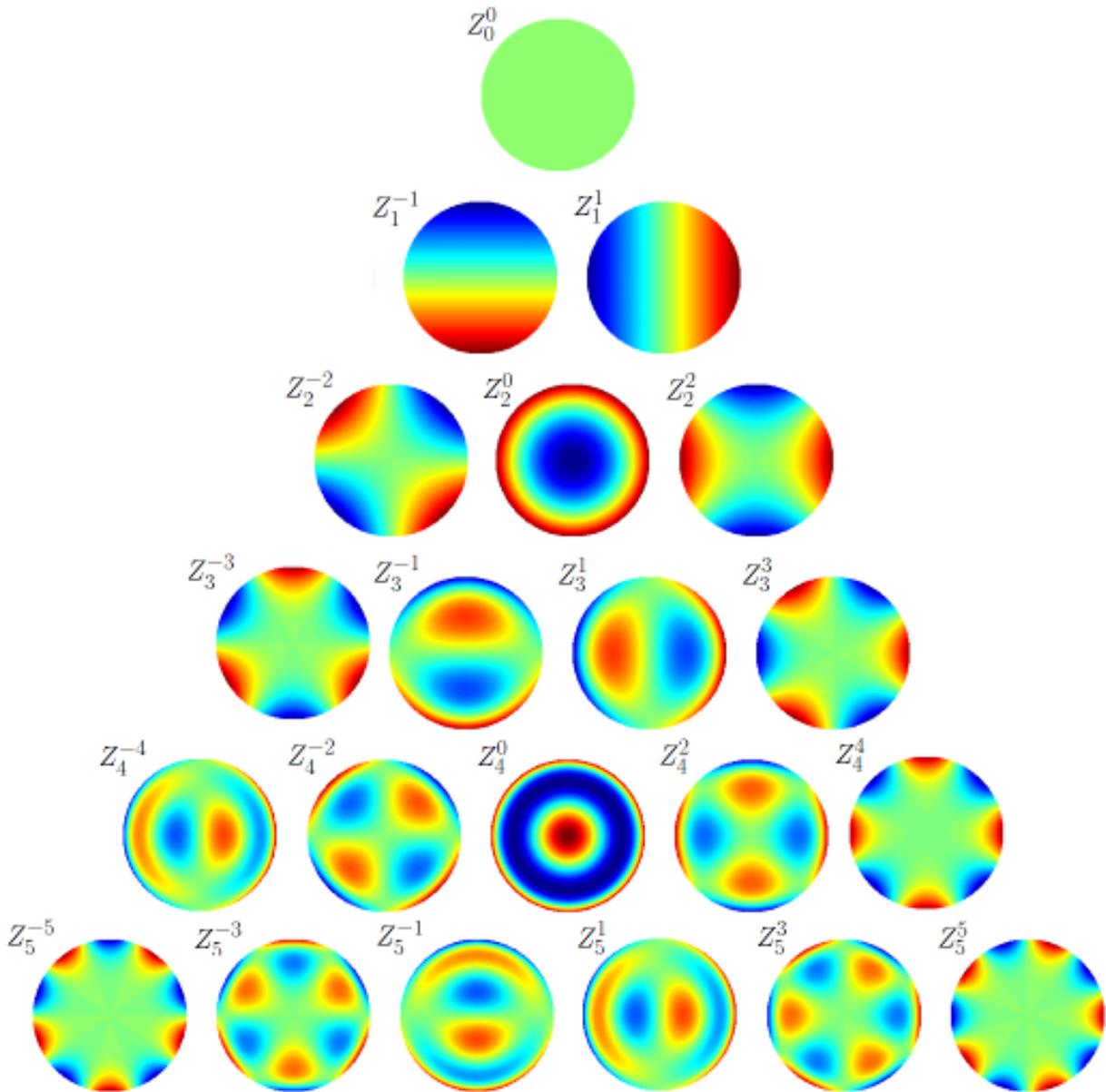


FIGURE B.2 – Polynômes de Zernike dans un disque de rayon unitaire

Zernike  $W(\rho, \theta)$ , les coefficients étant notés  $W_n^m$ , soit :

$$W(\rho, \theta) = \sum_n^k \sum_{m=-n}^n W_n^m Z_n^m(\rho, \phi) \quad (\text{B.4})$$

De l'équation du front d'onde on peut calculer la fonction d'étalement du point, fonction qui décrit la réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle, qui nous donne l'image

du point objet à partir de l'équation du front d'onde. Celle ci s'écrit :

$$PSF(x, y) = \frac{1}{\lambda^2 d^2 A_p} \left\| TF \left\{ p(x, y) \cdot e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} W(x, y)} \right\} \right\|_{f_x = \frac{x}{\lambda d^2}, f_y = \frac{y}{\lambda d^2}}^2 \quad (\text{B.5})$$

où  $TF$  est l'opération de Transformée de Fourier,  $d$  est la distance de la pupille de sortie à l'image dans le cas d'une source ponctuelle,  $A_p$  est la surface de la pupille,  $p(x, y)$  définit la forme, la taille et la transmission de la pupille. Dans le cas d'un senseur de front d'onde, la pupille est définie par la surface du faisceau sur le détecteur.

On observe le résultat de cette transformation par l'équation (B.5) sur la figure B.3, chaque cas correspondant à un front d'onde présenté sur la figure B.2, et représentant une tache focale telle qu'elle est déformée par l'aberration correspondante.

Certaines aberrations courantes et de bas ordre ont été nommées. Nous avons ainsi :

- Ordre 0 ou  $Z_0^0$  : Piston, déplace le plan focal sans altérer le faisceau
- Ordre 1 ou  $Z_1^{-1}$  et  $Z_1^1$  : Tilt, déplace la tache focale verticalement ou horizontalement dans le plan focal
- Ordre 2 :
  - $Z_2^{-2}$  : Astigmatisme à  $45^\circ$
  - $Z_2^2$  : Astigmatisme à  $0^\circ$
  - $Z_2^0$  : Défocalisation
- Ordre 3 :
  - $Z_3^{-3}$  et  $Z_3^3$  : Astigmatisme triangulaire ou Trefoil
  - $Z_3^{-1}$  : Coma x
  - $Z_3^1$  : Coma y
- Ordre 4 ou  $Z_4^n$  : Aberrations sphériques

Les ordres supérieurs ne représentant rien pour l'œil ne sont pas nommés.

A partir de la mesure du front d'onde, nous sommes donc en mesure de déterminer les aberrations du faisceau. La correction par le miroir déformable, pour avoir un front d'onde plan au foyer qui correspond à une situation sans aberrations, est effectuée à l'aide d'un algorithme génétique, qui après calibration de l'effet de l'action de chaque vérin sur la déformation du front d'onde, va chercher une combinaison de positionnement des vérins qui donne un front d'onde plan. Ce type d'algorithme à l'avantage de converger rapidement vers une solution approchée.

De manière pratique pour que la correction du faisceau fonctionne de manière optimale, il faudrait que le miroir déformable soit le dernier ou l'avant dernier miroir dans le trajet optique. Dans notre cas le miroir déformable est situé dans le compresseur. Bien qu'il soit assez éloigné du foyer, on a vu que la correction (figure 3.14) donne de bons résultats sur la tache focale.

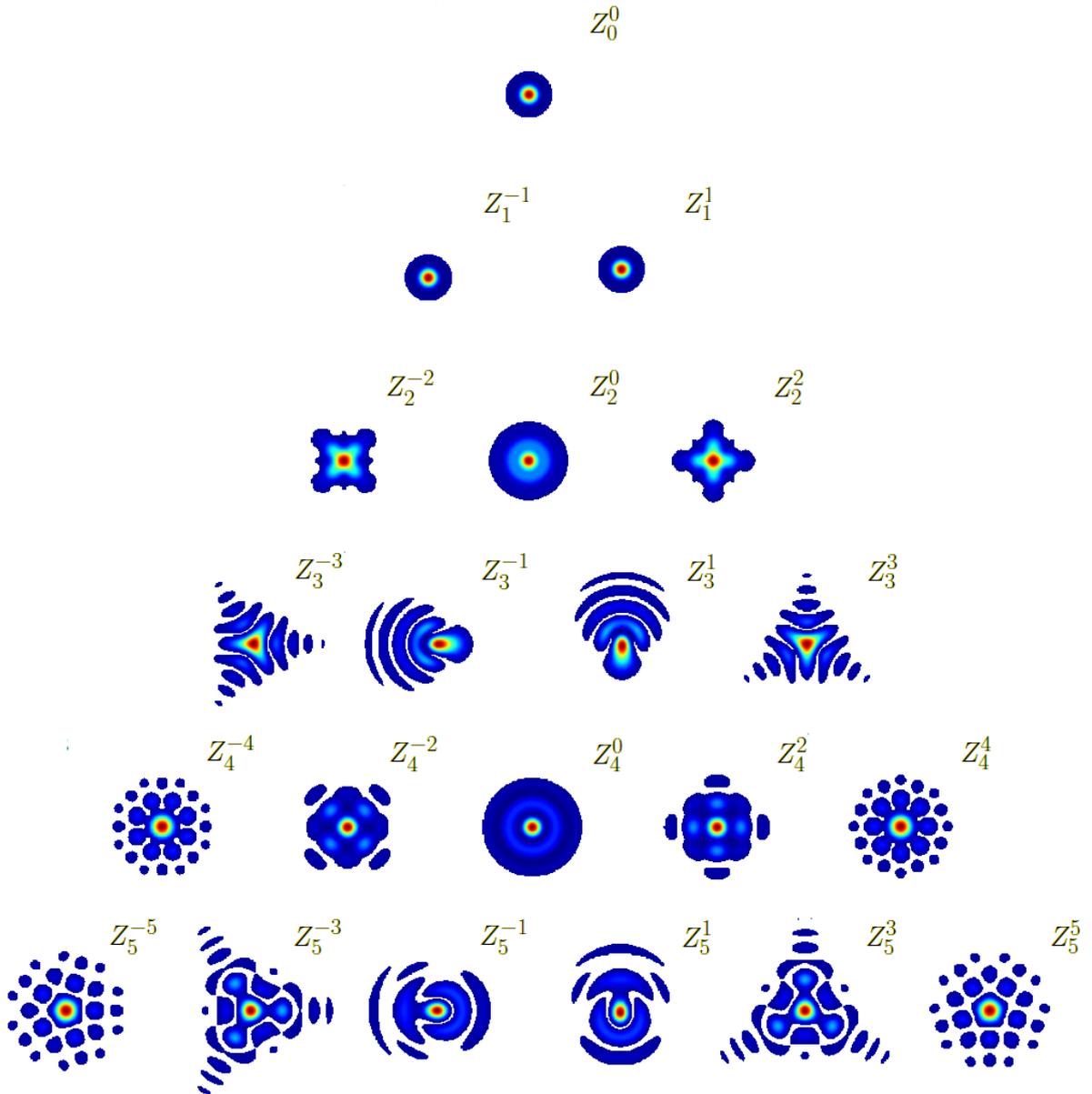


FIGURE B.3 – taches focales calculées à l'aide de l'équation (B.5) pour les cas de polynômes de Zernike présentés sur la figure B.2



# Annexe C

## Articles

Liste des articles publiés durant le travail de thèse :

- N. Andreev, B. Cros, G. Maynard, P. Mora, et F. Wojda. **Coupling efficiency of intense laser pulses to capillary tubes for laser wakefield acceleration.** *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2008, 36, 1746-1750.
- S. P. D. Mangles, G. Genoud, S. Kneip, M. Burza, K. Cassou, B. Cros, N. P. Dover, C. Kamperidis, Z. Najmudin, A. Persson, J. Schreiber, F. Wojda, et C. -G. Wahlström. **Controlling the spectrum of x-rays generated in a laser-plasma accelerator by tailoring the laser wavefront.** *Applied Physics Letters*, Volume 95, Issue 18, id. 181106 (3 pages) (2009).
- F. Wojda, K. Cassou, G. Genoud, M. Burza, Y. Glinec, O. Lundh, A. Persson, G. Vieux, E. Brunetti, R. P. Shanks, D. Jaroszynski, N. E. Andreev, C. -G. Wahlström, et B. Cros. **Laser-driven plasma waves in capillary tubes.** *Physical Review E* (Statistical, Non-linear, and Soft Matter Physics), APS, 2009, 80, 066403.
- N. E. Andreev, K. Cassou, F. Wojda, G. Genoud, M. Burza, O. Lundh, A. Persson, B. Cros, V. E. Fortov, et C. -G. Wahlström. **Analysis of laser wake fields dynamics in capillary tubes.** *New Journal of Physics*, 2010, Volume 12, 045024, Focus Issue on "Laser and Beam Driven Plasma Accelerators".
- G. Genoud, K. Cassou, F. Wojda, M. Burza, C. Kamperidis, A. Persson, J. Uhlig, O. Lundh, S. Kneip, S. P. D. Mangles, H. Ferrari, A. Lifschitz, B. Cros, et C. -G. Wahlström. **Electron beams and betatron X-ray radiation from long plasma target and low intensity regime.** En cours d'écriture.

- G. Genoud, M. Burza, A. Persson, F. Wojda et C. -G. Wahlström. **Active pointing stabilization of a TW laser**. En cours d'écriture.

# Bibliographie

- [1] T. Tajima and J. M. Dawson. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 43(4) :267–270, Jul 1979.
- [2] N. E. Andreev and M.V. Chegotov. Wakefield generation as the mechanism behind spectral shift of a short laser pulse. *Journal Of Experimental and Theoretical Physics*, 101(1) :56–63, 2005.
- [3] B. Cros, C. Courtois, G. Malka, G. Matthieussent, J.R. Marquès, F. Dorchies, F. Amiranoff, S. Rebibo, G. Hamoniaux, N. Blanchot, and J.L. Miquel. Extending plasma accelerators : guiding with capillary tubes. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 28(4) :1071–1077, 2000.
- [4] Cédric Courtois. *Propagation d'impulsions laser de haute intensité dans des tubes capillaires*. PhD thesis, Université de Paris-Sud 11, Orsay, FRANCE, 2001.
- [5] J. B. Rosenzweig, D. B. Cline, B. Cole, H. Figueroa, W. Gai, R. Konecny, J. Norem, P. Schoessow, and J. Simpson. Experimental observation of plasma wake-field acceleration. *Phys. Rev. Lett.*, 61(1) :98, Jul 1988.
- [6] J. B. Rosenzweig, P. Schoessow, B. Cole, W. Gai, R. Konecny, J. Norem, and J. Simpson. Experimental measurement of nonlinear plasma wake fields. *Phys. Rev. A*, 39(3) :1586–1589, Feb 1989.
- [7] J. B. Rosenzweig, P. Schoessow, B. Cole, C. Ho, W. Gai, R. Konecny, S. Mtingwa, J. Norem, M. Rosing, , and J. Simpson. Demonstration of electron beam self-focusing in plasma wake fields. *Phys. Fluids B*, 2(6) :1376–1383, June 1990.
- [8] K. Nakajima, A. Enomoto, H. Kobayashi, H. Nakanishi, Y. Nishida, A. Ogata, S. Oh-sawa, T. Oogoe, T. Shoji, and T. Urano. Plasma wake-field accelerator experiments at kek. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 292(1) :12 – 20, 1990.

- 
- [9] Pisin Chen, J. M. Dawson, Robert W. Huff, and T. Katsouleas. Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 54(7) :693–696, Feb 1985.
- [10] Pisin Chen, J. J. Su, J. M. Dawson, K. L. F. Bane, and P. B. Wilson. Energy transfer in the plasma wake-field accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 56(12) :1252–1255, Mar 1986.
- [11] T. Katsouleas. Physical mechanisms in the plasma wake-field accelerator. *Phys. Rev. A*, 33(3) :2056–2064, Mar 1986.
- [12] J.J. Su, J.M.Dawson, T. Katsouleas, S. Wilks, P. Chen, M. Jones, and R. Keinigs. Stability of the driving bunch in the plasma wakefield accelerator. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, PS-15 :192–198, 1987.
- [13] J. B. Rosenzweig. Nonlinear plasma dynamics in the plasma wake-field accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 58(6) :555–558, Feb 1987.
- [14] J. B. Rosenzweig, B. Breizman, T. Katsouleas, and J. J. Su. Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields. *Phys. Rev. A*, 44(10) :R6189–R6192, Nov 1991.
- [15] Jonathan Krall, Glenn Joyce, and Eric Esarey. Vlasov simulations of very-large-amplitude-wave generation in the plasma wake-field accelerator. *Phys. Rev. A*, 44(10) :6854–6861, Nov 1991.
- [16] N. Barov and J. B. Rosenzweig. Propagation of short electron pulses in underdense plasmas. *Phys. Rev. E*, 49(5) :4407–4416, May 1994.
- [17] T. Katsouleas and J. M. Dawson. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves. *Phys. Rev. Lett.*, 51(5) :392–395, Aug 1983.
- [18] C. Joshi, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. M. Dawson, J. M. Kindel, and D. W. Forslund. Ultrahigh gradient particle acceleration by intense laser-driven plasma density waves. *Nature*, 311(5986) :525–529, October 1984.
- [19] Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, K. Sawai, K. Matsuo, K. Mima, K. Nishihara, H. Azechi, K. A. Tanaka, H. Takabe, and S. Nakai. Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 68(1) :48–51, Jan 1992.
- [20] C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams, and C. Joshi. Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves. *Phys. Rev. Lett.*, 70(1) :37–40, Jan 1993.
- [21] M. N. Rosenbluth and C. S. Liu. Excitation of plasma waves by two laser beams. *Phys. Rev. Lett.*, 29(11) :701–705, Sep 1972.

- 
- [22] C. M. Tang, P. Sprangle, and R. N. Sudan. Excitation of the plasma waves in the laser beat wave accelerator. *Applied Physics Letters*, 45(4) :375–377, 1984.
- [23] T. Tajima. High energy laser plasma accelerators. *Laser and Particle Beams*, 3(04) :351–413, 1985.
- [24] Robert J. Noble. Plasma-wave generation in the beat-wave accelerator. *Phys. Rev. A*, 32(1) :460–471, Jul 1985.
- [25] K. Mima, T. Ohsuga, H. Takabe, K. Nishihara, T. Tajima, E. Zaidman, and W. Horton. Wakeless triple-soliton accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 57(12) :1421–1424, Sep 1986.
- [26] C. J. McKinstrie and D. F. DuBois. Relativistic solitary-wave solutions of the beat-wave equations. *Phys. Rev. Lett.*, 57(16) :2022–2025, Oct 1986.
- [27] W. Horton and T. Tajima. Pump depletion in the plasma-beat-wave accelerator. *Phys. Rev. A*, 34(5) :4110–4119, Nov 1986.
- [28] W. B. Mori, C. Joshi, J. M. Dawson, D. W. Forslund, and J. M. Kindel. Evolution of self-focusing of intense electromagnetic waves in plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 60(13) :1298–1301, Mar 1988.
- [29] P. Gibbon and A. R. Bell. Cascade focusing in the beat-wave accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 61(14) :1599–1602, Oct 1988.
- [30] C. J. McKinstrie and D. A. Russell. Nonlinear focusing of coupled waves. *Phys. Rev. Lett.*, 61(26) :2929–2932, Dec 1988.
- [31] E. Esarey and A. Ting. Comment on "cascade focusing in the beat-wave accelerator". *Phys. Rev. Lett.*, 65(15) :1961, Oct 1990.
- [32] C. E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow, and D. Umstadter. Relativistic plasma-wave excitation by collinear optical mixing. *Phys. Rev. Lett.*, 54(21) :2343–2346, May 1985.
- [33] A.K.L. Dymoke-Bradshaw A.E. Dangor and A.E. Dyson. Observation of relativistic plasma waves generated by the beat-wave with 1  $\hat{\text{I}}_{\frac{1}{4}}\text{m}$  lasers. *Phys. Scr.*, T30 :107–109, 1990.
- [34] F. Amiranoff, M. Laberge, J. R. Marquès, F. Moulin, E. Fabre, B. Cros, G. Matthieussent, P. Benkheiri, F. Jacquet, J. Meyer, Ph. Miné, C. Stenz, and P. Mora. Observation of modulational instability in nd-laser beat-wave experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 68(25) :3710–3713, Jun 1992.
- [35] M. J. Everett, A. Lal, C. E. Clayton, W. B. Mori, T. W. Johnston, and C. Joshi. Coupling between high-frequency plasma waves in laser-plasma interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 74(12) :2236–2239, Mar 1995.

- [36] M. J. Everett, A. Lal, D. Gordon, K. Wharton, C. E. Clayton, W. B. Mori, and C. Joshi. Evolution of stimulated raman into stimulated compton scattering of laser light via wave breaking of plasma waves. *Phys. Rev. Lett.*, 74(8) :1355–1358, Feb 1995.
- [37] W. P. Leemans, C. E. Clayton, K. A. Marsh, and C. Joshi. Stimulated compton scattering from preformed underdense plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 67(11) :1434–1437, Sep 1991.
- [38] W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori, K. A. Marsh, A. Dyson, and C. Joshi. Plasma physics aspects of tunnel-ionized gases. *Phys. Rev. Lett.*, 68(3) :321–324, Jan 1992.
- [39] K.Nakajima, T.Kawakubo, H.Nakanishi, A.Ogata, Y. Kato, Y.Kitagawa, R.Kodama, K.Mima, H.Shiraga, K.Suzuki, T.Zhang, Y.Sakawa, T.Shoji, Y.Nishida, N.Yugami, M.Downer, D.Fisher, B.Newberger, and T.Tajima. A proof-of-principle experiment of laser wakefield acceleration. *Phys. Scr.*, T52 :61–64, 1994.
- [40] L.M Gorbunov and V.I Kirsanov. Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet. *Sov. Phys. JETP*, 66 :290–294, 1987.
- [41] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Rev. Mod. Phys.*, 81(3) :1229–1285, Aug 2009.
- [42] Y. Glinec. *Propagation d'une impulsion laser ultra-intense dans un plasma sous-dense : Génération de faisceaux d'électrons quasi-monoénergétiques et développement d'applications*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2006.
- [43] Ian Blumenfeld, Christopher E. Clayton, Franz-Josef Decker, Mark J. Hogan, Chengkun Huang, Rasmus Ischebeck, Richard Iverson, Chandrashekhar Joshi, Thomas Katsouleas, Neil Kirby, Wei Lu, Kenneth A. Marsh, Warren B. Mori, Patric Muggli, Erdem Oz, Robert H. Siemann, Dieter Walz, and Miaomiao Zhou. Energy doubling of 42[thinsp]gev electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator. *Nature*, 445(7129) :741–744, February 2007.
- [44] F. Amiranoff, D. Bernard, B. Cros, F. Jacquet, G. Matthieussent, P. Miné, P. Mora, J. Morillo, F. Moulin, A. E. Specka, and C. Stenz. Electron acceleration in nd-laser plasma beat-wave experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 74(26) :5220–5223, Jun 1995.
- [45] Sakharov A. S Bulanov S. V., Kirsanov V. I. Excitation of ultrarelativistic plasma waves by pulse of electromagnetic radiation. *JETP*, 50 :176–178, 1989.
- [46] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 71(17) :2725–2728, Oct 1993.

- [47] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2) :398–403, 1988.
- [48] AI Akhiezer and RV Polovin. Theory of wave motion of an electron plasma, 1956.
- [49] John M. Dawson. Nonlinear electron oscillations in a cold plasma. *Phys. Rev.*, 113(2) :383–387, Jan 1959.
- [50] A. G. Litvak. Finite-amplitude wave beams in a magnetoactive plasma. *Sov. Phys. JETP*, 30 :344, 1970.
- [51] Claire Ellen Max, Jonathan Arons, and A. Bruce Langdon. Self-modulation and self-focusing of electromagnetic waves in plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 33(4) :209–212, Jul 1974.
- [52] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, and G. Joyce. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding. *Applied Physics Letters*, 53(22) :2146–2148, 1988.
- [53] P. Sprangle, Cha-Mei Tang, and E. Esarey. Relativistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas. *IEEE transactions on plasma science*, 15(2) :145–153, 1987.
- [54] E. Esarey, B. A. Shadwick, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans. Nonlinear pump depletion and electron dephasing in laser wakefield accelerators. In *AIP Conf. Proc.*, volume 737, pages 578–584, Stony Brook, New York (USA), December 2004. AIP.
- [55] B. A. Shadwick, C. B. Schroeder, and E. Esarey. Nonlinear laser energy depletion in laser-plasma accelerators. *Phys. Plasmas*, 16(5) :056704–8, May 2009.
- [56] S. V. Bulanov, I. N. Inovenkov, V. I. Kirsanov, N. M. Naumova, and A. S. Sakharov. Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma. *Phys. Fluids B*, 4(7) :1935–1942, July 1992.
- [57] Denis Teychenné, Guy Bonnaud, and Jean-Louis Bobin. Wave-breaking limit to the wake-field effect in an underdense plasma. *Phys. Rev. E*, 48(5) :R3248–R3251, Nov 1993.
- [58] P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting. Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas. *Phys. Rev. A*, 41(8) :4463–4469, Apr 1990.
- [59] P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, and G. Joyce. Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 69(15) :2200–2203, Oct 1992.
- [60] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting. Overview of plasma-based accelerator concept. *IEEE Trans. Plasma Science*, 24(2) :252, 1996.
- [61] Loren C. Steinhauer and Harlow G. Ahlstrom. Propagation of coherent radiation in a cylindrical plasma column. *Phys. Fluids*, 14(6) :1109–1114, June 1971.

- [62] L. C. Johnson and T. K. Chu. Measurements of electron density evolution and beam self-focusing in a laser-produced plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 32(10) :517–520, Mar 1974.
- [63] Phillip Sprangle and Eric Esarey. Interaction of ultrahigh laser fields with beams and plasmas. *Phys. Fluids B*, 4(7) :2241–2248, July 1992.
- [64] C. G. Durfee and H. M. Milchberg. Light pipe for high intensity laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 71(15) :2409–2412, Oct 1993.
- [65] P. Volfbeyn, E. Esarey, and W. P. Leemans. Guiding of laser pulses in plasma channels created by the ignitor-heater technique. In *Phys. Plasmas*, volume 6, pages 2269–2277, New Orleans, Louisiana (USA), May 1999. AIP.
- [66] E. W. Gaul, S. P. Le Blanc, A. R. Rundquist, R. Zgadzaj, H. Langhoff, and M. C. Downer. Production and characterization of a fully ionized he plasma channel. *Appl. Phys. Lett.*, 77(25) :4112–4114, December 2000.
- [67] C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*, 431(7008) :538–541, September 2004.
- [68] C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans. Production of high-quality electron bunches by dephasing and beam loading in channeled and unchanneled laser plasma accelerators. *Phys. Plasmas*, 12(5) :056709–10, May 2005.
- [69] Guo-Zheng Sun, Edward Ott, Y. C. Lee, and Parvez Guzdar. Self-focusing of short intense pulses in plasmas. *Phys. Fluids*, 30(2) :526–532, February 1987.
- [70] T. Kurki-Suonio, P. J. Morrison, and T. Tajima. Self-focusing of an optical beam in a plasma. *Phys. Rev. A*, 40(6) :3230–3239, Sep 1989.
- [71] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, A. Ting, and G. Joyce. Optically guided laser wake-field acceleration. *Phys. Fluids B*, 5(7) :2690–2697, July 1993.
- [72] A. Ting, E. Esarey, and P. Sprangle. Nonlinear wake-field generation and relativistic focusing of intense laser pulses in plasmas. *Phys. Fluids B*, 2(6) :1390–1394, June 1990.
- [73] N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogosova, and R. R. Ramazashvili. Resonant excitation of wakefields by a laser pulse in a plasma. *JETP letters*, 55(10), 1992.
- [74] T. M. Antonsen and P. Mora. Self-focusing and raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 69(15) :2204–2207, Oct 1992.

- [75] Eric Esarey, Jonathan Krall, and Phillip Sprangle. Envelope analysis of intense laser pulse self-modulation in plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 72(18) :2887–2890, May 1994.
- [76] F. Dorchies, J. R. Marquès, B. Cros, G. Matthieussent, C. Courtois, T. Vélikorousov, P. Audebert, J. P. Geindre, S. Rebibo, G. Hamoniaux, and F. Amiranoff. Monomode guiding of 1016 w/cm<sup>2</sup> laser pulses over 100 rayleigh lengths in hollow capillary dielectric tubes. *Phys. Rev. Lett.*, 82(23) :4655–, June 1999.
- [77] C. Courtois, B. Cros, G. Malka, G. Matthieussent, J. R. Marquès, N. Blanchot, and J. L. Miquel. Experimental study of short high-intensity laser-pulse monomode propagation in centimeter-long capillary tubes. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(5) :864–867, May 2000.
- [78] C. Courtois, A. Couairon, B. Cros, J. R. Marquès, and G. Matthieussent. Propagation of intense ultrashort laser pulses in a plasma filled capillary tube : Simulations and experiments. *Phys. Plasmas*, 8(7) :3445–3456, July 2001.
- [79] B. Cros, C. Courtois, J. Godiot, G. Matthieussent, G. Maynard, J.-R. Marquès, P.-G. David, F. Amiranoff, N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, P. Mora, and R. R. Ramazashvili. Laser guiding for high energy plasma accelerators. *Physica Scripta*, T107 :125–129, 2004.
- [80] C. W. Siders, S. P. Le Blanc, D. Fisher, T. Tajima, M. C. Downer, A. Babine, A. Stepanov, and A. Sergeev. Laser wakefield excitation and measurement by femtosecond longitudinal interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 76(19) :3570–3573, May 1996.
- [81] A. Ting, K. Krushelnick, C. I. Moore, H. R. Burris, E. Esarey, J. Krall, and P. Sprangle. Temporal evolution of self-modulated laser wakefields measured by coherent thomson scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 77(27) :5377–5380, Dec 1996.
- [82] N. E. Andreev, M. V. Chegotov, B. Cros, P. Mora, and G. Vieux. Spectral diagnostics of laser wakefield in capillary tubes. *Phys. Plasmas*, 13(5) :053109–6, May 2006.
- [83] M.V. Chegotov. Mifi-2004 (mosk. inzh.-fiz. inst., moscow, 2004). *Proceedings of Scientific Session of Moscow Institute of Engineering Physics*, page 163, 2004.
- [84] N. E. Andreev, Y. Nishida, and N. Yugami. Propagation of short intense laser pulses in gas-filled capillaries. *Phys. Rev. E*, 65(5) :056407, May 2002.
- [85] B. Cros, C. Courtois, G. Matthieussent, A. Di Bernardo, D. Batani, N. Andreev, and S. Kuznetsov. Eigenmodes for capillary tubes with dielectric walls and ultraintense laser pulse guiding. *Phys. Rev. E*, 65(2) :026405, Jan 2002.
- [86] M. Veysman, B. Cros, N. E. Andreev, and G. Maynard. Theory and simulation of short intense laser pulse propagation in capillary tubes with wall ablation. *Physics of Plasmas*, 13(5) :053114, 2006.

- [87] M. Veysman, N.E. Andreev, K. Cassou, Y. Ayoul, G. Maynard, and B. Cros. Theoretical and experimental study of laser beam propagation in capillary tubes for non symmetrical coupling conditions. *New Journal of Physics*, 2010.
- [88] I. Mills, T. Cvitaš, K. Homan, and K. Kuchitsu. *Quantities, Units and Symbols in Physical Chemistry*. Blackwell Science, 1993.
- [89] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 1999.
- [90] D. J. Spence and S. M. Hooker. Investigation of a hydrogen plasma waveguide. *Phys. Rev. E*, 63(1) :015401, Dec 2000.
- [91] A. J. Gonsalves, T. P. Rowlands-Rees, B. H. P. Broks, J. J. A. M. van der Mullen, and S. M. Hooker. Transverse interferometry of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. *Physical Review Letters*, 98(2) :025002, 2007.
- [92] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3) :219–221, December 1985.
- [93] N. E. Andreev, B. Cros, L. M. Gorbunov, G. Matthieussent, P. Mora, and R. R. Ramazashvili. Laser wakefield structure in a plasma column created in capillary tubes. *Phys. Plasmas*, 9(9) :3999–4009, September 2002.
- [94] N. Andreev, M. Chegotov, and A. Pogosova. Ionization focusing of a short intense laser pulse and generation of wake plasma waves. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 96(5) :885–896, May 2003.
- [95] N. E. Andreev, S. V. Kuznetsov, A. A. Pogosova, L. C. Steinhauer, and W. D. Kimura. Modeling of laser wakefield acceleration at  $co_2$  laser wavelengths. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 6(4) :041301, Apr 2003.
- [96] NE Andreev, B Cros, G Maynard, P Mora, and F Wojda. Coupling efficiency of intense laser pulses to capillary tubes for laser wakefield acceleration, 2008.
- [97] F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacquet, V. Malka, J. R. Marquès, G. Matthieussent, P. Miné, A. Modena, P. Mora, J. Morillo, and Z. Najmudin. Observation of laser wakefield acceleration of electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 81(5) :995–998, Aug 1998.
- [98] A.A. Babin, D.V. Kartashov, A.M. Kiselev, V.V. Lozhkarev, A.N. Stepanov, and A.M. Sergeev. Ionization spectrum broadening and frequency blue-shift of high-intensity femtosecond laser pulses in gas-filled capillary tubes. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 75(4) :509–514, October 2002.
- [99] Denis Bernard. Accélération de particules dans un plasma excité par un laser. 2005.

- [100] M. Borghesi, A. J. MacKinnon, L. Barringer, R. Gaillard, L. A. Gizzi, C. Meyer, O. Willi, A. Pukhov, and J. Meyer-ter Vehn. Relativistic channeling of a picosecond laser pulse in a near-critical preformed plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 78(5) :879–882, Feb 1997.
- [101] A. B. Borisov, A. V. Borovskiy, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov, O. B. Shiryayev, X. M. Shi, T. S. Luk, A. McPherson, J. C. Solem, K. Boyer, and C. K. Rhodes. Observation of relativistic and charge-displacement self-channeling of intense subpicosecond ultraviolet (248 nm) radiation in plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 68(15) :2309–2312, Apr 1992.
- [102] C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams, and C. Joshi. Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves. *Phys. Rev. Lett.*, 70(1) :37–40, Jan 1993.
- [103] C. E. Clayton, K.-C. Tzeng, D. Gordon, P. Muggli, W. B. Mori, C. Joshi, V. Malka, Z. Najmudin, A. Modena, D. Neely, and A. E. Dangor. Plasma wave generation in a self-focused channel of a relativistically intense laser pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 81(1) :100–103, Jul 1998.
- [104] C. D. Decker and W. B. Mori. Group velocity of large amplitude electromagnetic waves in a plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 72(4) :490–493, Jan 1994.
- [105] J. M. Dias, L. Oliveira e Silva, and J. T. Mendonça. Photon acceleration versus frequency-domain interferometry for laser wakefield diagnostics. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 1(3) :031301–, July 1998.
- [106] E. Esarey, G. Joyce, and P. Sprangle. Frequency up-shifting of laser pulses by copropagating ionization fronts. *Phys. Rev. A*, 44(6) :3908–3911, Sep 1991.
- [107] Eric Esarey and Mark Pilloff. Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves. *Phys. Plasmas*, 2(5) :1432–1436, May 1995.
- [108] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting. Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(11) :1879–1914, Nov 1997.
- [109] E. Esarey, A. Ting, and P. Sprangle. Frequency shifts induced in laser pulses by plasma waves. *Phys. Rev. A*, 42(6) :3526–3531, Sep 1990.
- [110] Jérôme Faure. Accélération de particules par interaction laser-plasma dans le régime relativiste. 2009.
- [111] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature*, 431(7008) :541–544, September 2004.

- [112] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka. Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses. *Nature*, 444(7120) :737–739, December 2006.
- [113] S. Fritzler, E. Lefebvre, V. Malka, F. Burgy, A. E. Dangor, K. Krushelnick, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, J.-P. Rousseau, and B. Walton. Emittance measurements of a laser-wakefield-accelerated electron beam. *Phys. Rev. Lett.*, 92(16) :165006, Apr 2004.
- [114] S. Karsch, J. Osterhoff, A. Popp, T. P. Rowlands-Rees, Z. Major, M. Fuchs, B. Marx, R. Horlein, K. Schmid, L. Veisz, S. Becker, U. Schramm, B. Hidding, G. Pretzler, D. Habs, F. Gruner, F. Krausz, and S. M. Hooker. Gev-scale electron acceleration in a gas-filled capillary discharge waveguide. *New Journal of Physics*, 9, 2007.
- [115] T. Katsouleas and W. B. Mori. Wave-breaking amplitude of relativistic oscillations in a thermal plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 61(1) :90–93, Jul 1988.
- [116] K. Krushelnick, A. Ting, C. I. Moore, H. R. Burris, E. Esarey, P. Sprangle, and M. Baine. Plasma channel formation and guiding during high intensity short pulse laser plasma experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 78(21) :4047–4050, May 1997.
- [117] Lev Landau and Evguéni Lifchitz. *Physique théorique*, volume 6, Mécanique des Fluides. Editions MIR, 1989.
- [118] W. P. Leemans. Gev electron beams from a centimetre-scale accelerator. *Nature Phys.*, 2 :696–699, 2006.
- [119] Victor Malka, A. Lifschitz, J. Faure, and Y. Glinec. Staged concept of laser-plasma acceleration toward multi-gev electron beams. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 9(9) :091301–, September 2006.
- [120] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton, and K. Krushelnick. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. *Nature*, 431(7008) :535–538, September 2004.
- [121] J. R. Marques, F. Dorchies, F. Amiranoff, P. Audebert, J. C. Gauthier, J. P. Geindre, A. Antonetti, T. M. Antonsen, Jr., P. Chessa, and P. Mora. Laser wakefield : Experimental study of nonlinear radial electron oscillations. *Phys. Plasmas*, 5(4) :1162–1177, April 1998.
- [122] N. H. Matlis, S. Reed, S. S. Bulanov, V. Chvykov, G. Kalintchenko, T. Matsuoka, P. Rousseau, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, S. Kalmykov, G. Shvets, and M. C. Downer. Snapshots of laser wakefields. *Nat Phys*, 2(11) :749–753, November 2006.

- [123] P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dulieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka, and J. L. Miquel. Experimental demonstration of relativistic self-channeling of a multiterawatt laser pulse in an underdense plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 74(15) :2953–2956, Apr 1995.
- [124] C. I. Moore, A. Ting, K. Krushelnick, E. Esarey, R. F. Hubbard, B. Hafizi, H. R. Burris, C. Manka, and P. Sprangle. Electron trapping in self-modulated laser wakefields by raman backscatter. *Phys. Rev. Lett.*, 79(20) :3909–3912, Nov 1997.
- [125] G. Mourou and D. Umstadter. Development and applications of compact high-intensity lasers. *Phys. Fluids B*, 4(7) :2315–2325, July 1992.
- [126] C. D. Murphy, R. Trines, J. Vieira, A. J. W. Reitsma, R. Bingham, J. L. Collier, E. J. Divall, P. S. Foster, C. J. Hooker, A. J. Langley, P. A. Norreys, R. A. Fonseca, F. Fiuza, L. O. Silva, J. T. Mendonca, W. B. Mori, J. G. Gallacher, R. Viskup, D. A. Jaroszynski, S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, K. Krushelnick, and Z. Najmudin. Evidence of photon acceleration by laser wake fields. *Phys. Plasmas*, 13(3) :033108–8, March 2006.
- [127] M. V. Chegotov N. E. Andreev and A. A. Pogosova. Ionization focusing of a short intense laser pulse and generation of wake plasma waves. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 96 :885–896, 2003.
- [128] Kazuhisa Nakajima. Compact x-ray sources : Towards a table-top free-electron laser. *Nat Phys*, 4(2) :92–93, February 2008.
- [129] K. Nakamura, B. Nagler, C. Toth, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, E. Esarey, W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, and S. M. Hooker. Gev electron beams from a centimeter-scale channel guided laser wakefield accelerator. *Physics of Plasmas*, 14(5) :-, 2007.
- [130] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn. Laser wake field acceleration : the highly non-linear broken-wave regime. *Appl. Phys. B*, 74 :355–361, 2002.
- [131] T. P. Rowlands-Rees, C. Kamperidis, S. Kneip, A. J. Gonsalves, S. P. D. Mangles, J. G. Gallacher, E. Brunetti, T. Ibbotson, C. D. Murphy, P. S. Foster, M. J. V. Streeter, F. Budde, P. A. Norreys, D. A. Jaroszynski, K. Krushelnick, Z. Najmudin, and S. M. Hooker. Laser-driven acceleration of electrons in a partially ionized plasma channel. *Phys. Rev. Lett.*, 100(10) :105005–4, March 2008.
- [132] H. P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus, F. Budde, O. Jackel, S. Pfotenhauer, H. Schworer, E. Rohwer, J. G. Gallacher, E. Brunetti, R. P. Shanks, S. M. Wiggins, and D. A. Jaroszynski. A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator. *Nature Physics*, 4(2) :130–133–, 2008.

- 
- [133] C. W. Siders, S. P. Le Blanc, D. Fisher, T. Tajima, M. C. Downer, A. Babine, A. Stepanov, and A. Sergeev. Laser wakefield excitation and measurement by femtosecond longitudinal interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 76(19) :3570–, May 1996.
- [134] P. Sprangle, E. Esarey, and B. Hafizi. Propagation and stability of intense laser pulses in partially stripped plasmas. *Phys. Rev. E*, 56(5) :5894–5907, Nov 1997.
- [135] P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting. Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 64(17) :2011–2014, Apr 1990.
- [136] H. Suk, N. Barov, J. B. Rosenzweig, and E. Esarey. Plasma electron trapping and acceleration in a plasma wake field using a density transition. *Phys. Rev. Lett.*, 86(6) :1011–1014, Feb 2001.
- [137] F. S. Tsung, Ritesh Narang, W. B. Mori, C. Joshi, R. A. Fonseca, and L. O. Silva. Near-gev-energy laser-wakefield acceleration of self-injected electrons in a centimeter-scale plasma channel. *Phys. Rev. Lett.*, 93(18) :185002, Oct 2004.
- [138] R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter. Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel. *Phys. Rev. Lett.*, 78(16) :3125–3128, Apr 1997.
- [139] F. Wojda, K. Cassou, G. Genoud, M. Burza, Y. Glinec, O. Lundh, A. Persson, G. Vieux, E. Brunetti, R. P. Shanks, D. Jaroszynski, N. E. Andreev, C.-G. Wahlström, and B. Cros. Laser-driven plasma waves in capillary tubes. *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, 80(6) :066403, 2009.
- [140] P. E. Young, M. E. Foord, J. H. Hammer, W. L. Kruer, M. Tabak, and S. C. Wilks. Time-dependent channel formation in a laser-produced plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 75(6) :1082–1085, Aug 1995.