



**HAL**  
open science

# Etudes d'amplificateurs plasma laser à haute cadence dans le domaine X-UV.

Kevin Cassou

► **To cite this version:**

Kevin Cassou. Etudes d'amplificateurs plasma laser à haute cadence dans le domaine X-UV.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT : . tel-00170172

**HAL Id: tel-00170172**

**<https://theses.hal.science/tel-00170172>**

Submitted on 24 Sep 2007

**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.

Kevin Cassou

# Études d'amplificateurs plasma laser à haute cadence dans le domaine X-UV et applications

Propriétés du pré-plasma et couplage de la pompe en incidence rasante dans le schéma collisionnel transitoire



Thèse présentée  
à la Faculté des Sciences Physique de l'Université Paris Sud XI  
pour l'obtention du grade de Docteur en Sciences

Jury

Sylvie Jacquemot - Rapporteur  
Dimitri Batani - Rapporteur  
Jean-Marcel Rax - Président  
Claes-Göran Wahlström - Examineur  
Brigitte Cros - Examineur  
Philippe Zeitoun - Membre Invité  
David Ros - Directeur

14 décembre 2006

UNIVERSITÉ PARIS SUD XI, Orsay

# Résumé

Les progrès réalisés tant sur les chaînes laser infrarouges, que dans la maîtrise et la compréhension des sources X-UV pompées par laser ont permis la construction d'une station laser X-UV dédiée aux applications à l'Université Paris XI. Mon travail de thèse s'inscrit dans le développement de cette station et plus particulièrement sur la caractérisation d'un amplificateur plasma laser X-UV.

L'étude expérimentale concerne l'amélioration du couplage du laser infrarouge de pompe avec le plasma dans le cadre de la génération d'un laser X-UV en régime collisionnel transitoire. Ces lasers X-UV sont générés dans un plasma formé par l'interaction d'une cible solide et d'une impulsion laser d'environ 500 ps de durée, suivie d'une seconde impulsion laser infrarouge dite de pompe ( $\approx 5$  ps) arrivant sur la cible en incidence rasante. Pour la première fois, une étude paramétrique complète a été entreprise sur l'influence de l'angle de rasance sur la création du milieu amplificateur. Un des résultats de cette étude a été d'atteindre des brillances pics très élevées de l'ordre de  $1 \times 10^{28}$  photons/s/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>/(0.1%bandwidth), comparables aux brillances des lasers à électron libres. De plus, nous avons modifié puis utilisé un nouveau code hydrodynamique bidimensionnel eulérien à mailles raffinées dynamiquement au cours du temps (AMR) afin de comprendre l'influence des propriétés spatio-temporelles du laser infrarouge sur la formation et l'évolution du plasma amplificateur. Nos modélisations ont mis en évidence l'intérêt d'utiliser un profil super gaussien pour la ligne focale produisant une augmentation d'un facteur deux de la dimension de la zone de gain et une réduction des gradients de densité de trois ordres de grandeur. Ces améliorations devraient accroître fortement l'énergie contenue dans le faisceau laser X-UV.

L'amélioration de la connaissance de la physique des matériaux ou des biomolécules tirera profit de l'outil que le rayonnement laser dans le domaine X-UV est en passe de devenir. Nous avons ainsi utilisé le laser X-UV pour étudier l'apparition de défauts transitoires produits par un laser IR en face arrière d'un miroir. Nous avons aussi débuté des recherches sur les mécanismes d'endommagement de l'ADN lors de son irradiation par un rayonnement X-UV très intense.

# Abstract

The progress made as well on the Ti :Sa laser system, as in the control and the knowledge of laser produced XUV sources allowed the construction of a XUV laser station dedicated to the applications in the Université Paris XI. My thesis work falls under the development of this station and more particularly on the characterization of a XUV laser plasma amplifier.

The experimental study relates to the coupling improvement of the pump infra-red laser with plasma within the framework of the transient collisional XUV laser generation. These XUV lasers are generated in a plasma formed by the interaction of a solid target and a laser pulse of approximately 500 ps duration, followed by a second infra-red laser pulse known as of pump ( $\approx 5$  ps) impinging on the target in grazing incidence. For the first time, a complete parametric study was undertaken on the influence of the grazing angle on the pumping of the amplifying medium. One of the results was to reach very high peak brightness about  $1 \times 10^{28}$  ph/s/mm<sup>2</sup>/mrad<sup>2</sup>/(0.1%bandwidth), which compares well with the free electron laser brightness. Moreover, we modified then used a new two-dimensional hydrodynamic code with adaptive mesh refinement in order to understand the influence of the space-time properties of the infra-red laser on the formation and the evolution of the amplifying plasma. Our modelings highlighted the interest to use a super Gaussian transverse profile for the line focus leading to an increase in a factor two of the gain region size and a reduction of the electron density gradient by three orders of magnitude. These improvements should strongly increase the energy contained in XUV laser beam.

The knowledge improvement of materials physic or biomolecules behaviour will benefit from the tool that the XUV laser radiation field is on the way to become. We thus used XUV laser to study the appearance of transient defects produced by a laser IR on a beam-splitter rear side. We also began research on the mechanisms of DNA damage induced by a very intense XUV radiation.

# Remerciements

Au cours de ces trois années passées entre le LIXAM et le LOA, j'ai eu l'occasion d'interagir avec de nombreuses personnes, qui ont beaucoup apportées à ce travail de thèse. Je tiens à remercier tous les membres de l'équipe Lasers XUV et Applications du LIXAM : Olivier Guilbaud, Gérard Jamelot, Sophie Kazamias, Annie Klisnick, Moana Pittman, Fabien Plé et David Ros. Je tiens également à remercier tous les membres passés ou présent de l'équipe Sources XUV Cohérentes du LOA : Grégory Faivre, Julien Gautier, Anne-Sophie Morlens, Stéphane Sebban, Philippe Zeitoun pour les discussions que nous avons partagées et leur grande sympathie à mon égard.

Je remercie David Ros mon directeur de thèse qui a accepté la lourde et difficile tâche, de diriger cette thèse, entre ses obligations d'élève et son activité d'enseignant engagé. Il m'a témoigné une grande confiance et m'a laissé une grande liberté dans la manière de mener mes travaux et collaborations. Je te dois certainement quelques leçons de fine politique.

Je remercie également les membres de mon jury de thèse. Tout d'abord mes deux rapporteurs qui ont accepté ce travail malgré un calendrier chargé : Sylvie Jacquemot qui a apporté le regard critique d'une experte du laser XUV, et Dimitri Batani pour ses interrogations critiques d'un extérieur à la communauté des sources XUV. Je tiens à remercier Claes-Göran Wahlström d'avoir accepté d'examiner mon travail de thèse ainsi que de participer à mon jury. Je remercie avec une attention particulière Jean-Marcel Rax, d'une part pour tous les enseignements en physique de plasmas qu'il m'a donné à l'Université Paris XI - enseignements qui par leur richesse et leur clarté ont sans aucun doute influencé mon parcours universitaire - et d'autre part d'avoir pris part à ce jury. Je remercie Brigitte Cros pour la lecture rigoureuse de mon manuscrit qui en a sans aucun doute amélioré la qualité. Enfin je remercie Philippe Zeitoun qui m'a suivi jusqu'au bout prenant part à ce jury.

Certaines personnes ont su par leur amitiés, leurs conseils et aides rendre ces trois années de thèse plus agréables. Je vous exprime à tous ma plus grande gratitude. Sophie

avec qui j'ai au début de ma thèse partagé mon bureau, puis de nombreuses discussions scientifiques et extra-scientifiques, a su me communiquer une vision critique de la recherche et enfin sans qui la manip centrale de ma thèse (et plus encore...), n'aurait pas eu lieu. Une collègue comme toi c'est rare. Anne-Sophie pour tous ces moments de bonne humeur devant D8 à parler de tous et de rien et pour la motivation que tu m'as apportée au moment de la rédaction. Fabrice pour nos discussions musicales et nocturnes devant de délicieuses caparihna à Madrid. Olivier qui a su par sa grande pédagogie et gentillesse me faciliter l'accès à la physique des lasers XUV. Merci à Monsieur M.C. pour ses précieux conseils en optiques XUV. Moana, Denis et tous les gars de la cellule qui ne passent pas leur temps à enfiler des perles, pour leur sympathie et leur humour. Je te remercie Philippe, pour le savoir que tu m'as communiqué, pour toutes ces discussions passionnantes et ces idées qui feront leur chemin. Je te remercie également Stéphane, pour tout le savoir expérimental que j'ai pu acquérir en ta présence. Dobriden à tous les tchèques de Pragues. Muchas gracias vosotros, Pedro, Eduardo y Paco para el apoyo numérico de excelencia de la que pude beneficiarme durante mi tesis. Un grand merci à tous les suédois et français du département Atom Fysik à Lund pour leurs compétences, leur accueil, plus particulièrement dans les moments passés à la découverte du laser XUV haute cadence.

On peut dire que je dois beaucoup au service de gestion et de secrétariat du LIXAM et du LOA, qui ont toujours répondu à mes demandes avec beaucoup de gentillesse même dans l'urgence. Je tiens à remercier Sylvie Apruzesse qui assume seule cette responsabilité au LIXAM et tous les membres du secrétariat du LOA : Cathy, Sandrine, Patricia, Régis et Dolores. Ayant effectué de nombreuses expériences pendant ma thèse, j'ai du faire réaliser, très souvent dans l'urgence et sans grande compétence, des montages et pièces mécaniques. Je tiens pour cela à remercier Charly et Michael du LOA, Jérôme et Eric du LIXAM, pour leur gentillesse et leur compétence.

Tic mon pote t'as toujours été là, et je te remercie pour ta présence, ton aide pour tous les trucs laser et tes remarques pertinentes.

Merci à toute ma famille qui m'a soutenu et su être à mon écoute. Juste un regret de n'avoir pu partagé ce moment avec mon grand père paternel. Merci à tous mes potes pour m'avoir souvent oxygéné la tête.

Enfin, je dois l'avouer, il y a quelqu'un qui a beaucoup souffert de tout cela avec amour et grand coeur. Lin, tout ce que je te dois ainsi que les remerciements qui en découleraient, ne tiendraient pas ici.

*A mon grand-père,  
A ma famille, mes amis,  
A Lin.*

*"La figue ne tombe jamais en plein  
dans la bouche".  
Proverbe Kabyle*

*"For a successful technology, reality  
must take precedence over public  
relations, for Nature cannot be fooled".  
R. Feynman*

# Table des matières

Résumé	ii
Abstract	iii
Remerciements	iv
Table des matières	ix
<b>1 Physique des amplificateurs lasers X-UV à plasma dense</b>	<b>5</b>
1.1 Interaction laser plasma	5
1.1.1 Structure d'un plasma créé par laser	6
1.1.2 Plasma-laser : paramètres et caractéristiques	9
1.1.3 Mécanisme d'absorption du rayonnement laser dans un plasma	10
1.2 Propagation et amplification d'un laser X-UV	14
1.2.1 Amplification en Régime ASE	14
1.2.2 Saturation	16
1.2.3 Profil de raie	18
1.2.4 Propagation et réfraction d'un faisceau laser X-UV	19
1.3 Lasers X-UV collisionnels	21
1.3.1 Laser X-UV collisionnel quasi-stationnaire	26
1.3.2 Laser X-UV collisionnel transitoire	28
<b>2 Optimisation du couplage de l'impulsion laser de pompe et du pré-plasma : pompage en incidence rasante</b>	<b>35</b>
2.1 Principe du laser X-UV collisionnel transitoire pompé en incidence rasante	36
2.2 Présentation de l'expérience	40
2.2.1 Laser de pompe du LLC	40
2.2.2 Générateur de pré-impulsions	41
2.2.3 Focalisation des faisceaux de pompes	44
2.2.4 RILF : Reprise d'Image des Lignes Focales	50
2.2.5 Spectromètre champ Plan	52
2.2.6 Imageur X-UV	54
2.2.7 Imagerie de la zone chauffée du pré-plasma par sténopé	57



2.2.8	Récapitulatif des paramètres de l'expérience . . . . .	58
2.2.9	Principe et détails de l'analyse des images X-UV . . . . .	60
2.3	Angle de rasance comme paramètre de couplage . . . . .	65
2.4	Distribution spatiale de l'énergie dans le champ proche du laser X-UV et conditions pré-plasma . . . . .	71
2.4.1	Influence de la répartition en énergie entre l'impulsion laser longue et l'impulsion laser de pompe . . . . .	81
2.5	Estimations du gain et efficacité . . . . .	84
2.6	Étude de l'influence de la pré-impulsion . . . . .	87
2.7	Caractérisation spatiale du faisceau . . . . .	95
2.8	Fonctionnement du laser X-UV à 10 Hz . . . . .	106
2.9	Conclusion et Perspectives pour le pompage en incidence rasante . . . .	115
<b>3</b>	<b>Simulations hydrodynamiques 2D d'un amplificateur plasma laser X-UV</b>	<b>118</b>
3.1	Introduction . . . . .	118
3.2	Approche théorique et description du code . . . . .	121
3.2.1	Équations fluides . . . . .	122
3.2.2	Transfert d'énergie par conduction . . . . .	124
3.2.3	Transfert radiatif . . . . .	125
3.2.4	Approximations et limiteur de flux . . . . .	134
3.2.5	Le code : ARWEN . . . . .	135
3.2.6	Estimation du gain pic . . . . .	138
3.3	Effet de la mise en forme spatiale de la ligne focale du laser . . . . .	145
3.3.1	Effet de l'ordre $n$ . . . . .	149
3.3.2	Effet de la dimension transverse de la ligne focale . . . . .	160
3.3.3	Effet du profil spatial du laser sur la distribution transverse du gain	167
3.4	Optimisation de la structure temporelle de l'impulsion laser créant le pré-plasma . . . . .	171
3.4.1	Influence du délai entre la pré-impulsion et l'impulsion longue .	172
3.4.2	Remarques sur le contraste de la pré-impulsion . . . . .	186
3.5	Conclusion et Perspectives . . . . .	188
<b>4</b>	<b>Applications des lasers X-UV</b>	<b>191</b>
4.1	Laser X-UV QSS du PALS . . . . .	191
4.2	Irradiation biologique X-UV à doses élevées . . . . .	192
4.2.1	Intérêts et contexte . . . . .	193
4.2.2	Dispositif expérimental . . . . .	195
4.2.3	Résultats et perspectives . . . . .	198
4.2.4	Conclusion . . . . .	198

4.3	Microscopie interférentielle X-UV comme outil pour l'étude des endom- magements des surfaces optiques . . . . .	200
4.3.1	Introduction . . . . .	200
4.3.2	Configuration expérimentale . . . . .	202
4.3.3	Résultats et premières analyses . . . . .	203
4.3.4	Conclusion . . . . .	205
<b>5</b>	<b>Conclusion et perspectives du travail de thèse</b>	<b>206</b>
5.1	Conclusion générale . . . . .	206
5.2	Perspectives . . . . .	208
	<b>Bibliographie</b>	<b>213</b>
<b>6</b>	<b>Articles</b>	<b>228</b>

# Introduction

Depuis la découverte du laser par Théodore Maiman en 1960, le développement des lasers a connu un essor incroyable de par leurs applications dans l'industrie et de par les nombreuses découvertes fondamentales qu'ils ont suscitées. La recherche et les développements sur les lasers a de plus permis d'étendre leurs propriétés vers des énergies considérables et des durées ultra courtes. Dès lors que les lasers atteignent une intensité suffisante pour ioniser la matière, et créer ainsi des plasmas - quatrième état de la matière - une branche nouvelle de la recherche fondamentale apparut : l'interaction laser-plasma. Cette interaction se caractérise par une grande richesse de comportement notamment due à la présence de nombreux phénomènes non-linéaires. Depuis, les plasmas chauds et denses créés par lasers se sont révélés des sources de rayonnement particulièrement attractives. Ainsi, des sources plasma-laser émettant de l'ultraviolet aux rayons X ont été démontrées. Par ailleurs, dès la fin des années soixante dix, la possibilité d'étendre le rayonnement laser à des longueurs d'onde atteignant l'extrême-ultraviolet a été démontrée expérimentalement.

Depuis cette période, d'importants progrès ont été réalisés pour maîtriser ces sources XUV cohérentes (fig .1) et, récemment, augmenter leurs performances. Aujourd'hui, en raison de leurs dimensions compactes, ces sources X-UV deviennent une alternative complémentaire aux grands instruments que sont les synchrotrons de troisième génération et les lasers à électrons libres. Les recherches portent actuellement sur la réalisation de sources fonctionnant à plus haute cadence pour augmenter leur attractivité auprès des futurs utilisateurs. Un laser X-UV, cohérent intense et brillant fonctionnant à haute cadence est en voie de constituer un instrument prometteur pour des applications aussi diverses que la chimie, la biologie, la physique des plasmas, et la science des matériaux.

Ainsi, les technologies portant sur la réalisation et le contrôle d'objets de dimensions nanométriques, ou "nanotechnologies", nécessitent le développement de sources X-UV.

En effet la résolution ( $\mathcal{R}$ ) d'un système d'imagerie ou d'insolation est donnée par :

$$\mathcal{R} = \frac{k_1}{NA} \cdot \lambda$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement utilisé,  $NA$  l'ouverture numérique et  $k_1$  est une constante qui dépend du fonctionnement du système d'imagerie. La résolution est donc directement proportionnelle à la longueur d'onde.

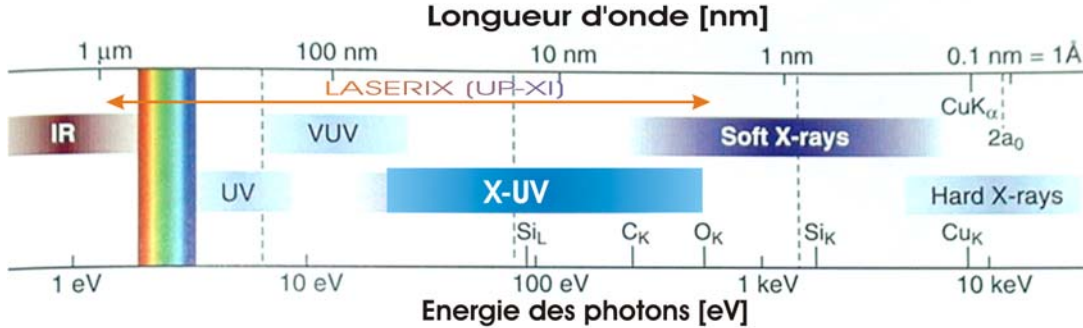


FIG. 1 – Spectre de la lumière et gamme du spectre accessible sur LASERIX - tirée de [6]

L'émergence de chaînes Ti :Sa de classe TeraWatt ( $\sim 1 \text{ J}/30 \text{ fs} / 5 - 10 \text{ Hz}$ ) dans diverses universités permet d'envisager la construction de lignes de lumière X-UV basées sur la génération d'harmoniques d'ordres élevés et de lasers X-UV à taux de récurrence élevés. L'équipe Lasers X-UV et applications (LXA) du Laboratoire d'interaction du rayonnement X avec la matière (LIXAM) est chargée depuis quelques années, en collaboration avec le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), de la construction d'une station laser X-UV, *LASERIX*, dans le cadre du projet "Pôle Lasers" *POLA* de l'Université Paris XI. Cette installation multi-faisceaux est basée sur l'emploi de lasers X-UV, associés à d'autres sources couvrant une gamme spectrale allant de l'infrarouge aux rayons X durs. Le laser X-UV en cours de développement sur la station repose sur le schéma de pompage dit "collisionnel transitoire".

## Présentation et objectifs de la thèse

L'objectif premier de ce travail de thèse était d'optimiser un laser X-UV collisionnel transitoire dans le cadre du développement et de la construction de la station *LASERIX*. Le développement d'un laser X-UV fiable, utilisable en routine pour des applications,

passer par une meilleure compréhension de deux processus fondamentaux : la formation du plasma amplificateur et le couplage de l'impulsion laser de pompe à ce plasma. Les critères d'optimisation dépendent de l'utilisation visée. On peut classer les applications en trois grandes familles selon le paramètre le plus critique pour la réussite de l'expérience :

- **ÉNERGIE** [J] : il s'agit du paramètre essentiel pour toutes les applications d'imagerie non cohérente tels que l'endommagement ou l'irradiation X-UV d'échantillons.
- **LUMINANCE** [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-2}$ ] : La luminance est le paramètre critique pour l'imagerie cohérente utilisant des techniques telles que l'holographie ou l'interférométrie.
- **BRILLANCE IMPULSIONNELLE**[photons/s/mrad<sup>2</sup>/mm<sup>2</sup>/(0.1%bandwidth)] : pour les expériences d'interaction laser X-UV matière à haute intensité, pour lesquelles il est nécessaire de focaliser le rayonnement, la brillance est un paramètre clef.

Ce travail de thèse a été plus particulièrement dédié à la compréhension approfondie d'une nouvelle méthode de pompage des lasers X-UV, dite "pompage en incidence rasante". Nous avons étudié expérimentalement les différents aspects de cette dernière qui, comme nous le verrons, permet d'injecter plus efficacement l'énergie de pompe dans le plasma amplificateur. Nous avons par ailleurs étudié numériquement la formation du plasma amplificateur et son expansion hydrodynamique en deux dimensions. Ces deux études nous ont permis de dégager les points importants pour produire un milieu amplificateur "idéal" et y déposer l'énergie de pompe plus efficacement. Nous verrons que ces travaux nous ont permis d'optimiser l'énergie et la brillance pic du laser X-UV considéré et permettent d'envisager prochainement d'autres progrès. Nous avons enfin exploré le potentiel du laser X comme source pour des applications en science des surfaces et en biologie.

Ce document est divisé en 5 chapitres, en plus de cette introduction, dont les objectifs sont décrits ci-dessous :

- Le **chapitre 2** est consacré à la description des bases de l'interaction laser plasma dans le cadre de la génération de lasers X-UV en régime collisionnel. Une rapide introduction à l'amplification et la propagation d'un rayonnement X-UV dans une colonne de plasma amplificatrice est donnée. Cette partie se conclut par une présentation comparative des différents schémas de pompage d'un laser X-UV collisionnel.
- Le **chapitre 3** présente l'étude expérimentale sur l'optimisation du pompage en incidence rasante. Cette dernière a été réalisée à l'Université de Lund, au LLC (Lund Laser Center). L'ensemble du montage expérimental utilisé y est décrit. A chaque série de mesures effectuées pour caractériser l'émission laser X-UV, nous essaierons de dégager le rôle des propriétés du plasma préformé et l'influence de l'angle de rasance du faisceau laser qui vient le pomper.

- Le **chapitre 4** présente une partie des études numériques réalisées durant les trois années de thèse. Nous mettrons l'accent sur l'importance des effets bidimensionnels dans le pré-plasma grâce à l'utilisation d'un code hydrodynamique nouveau et performant.
- Le **chapitre 5** est dédié aux expériences d'application d'un laser X-UV développé depuis plusieurs années au PALS en République Tchèque. Les deux applications présentées sont d'une part l'irradiation X-UV de plasmides d'ADN en dessous des seuils d'ionisation des atomes les constituants et d'autre part une étude préliminaire de l'endommagement de surface optique soumise à un fort champ laser sondé grâce à un faisceau laser X-UV.
- Le **chapitre 6** dresse une synthèse de ce travail de thèse et montre son importance pour le développement de la station LASERIX. Nous montrerons succinctement comment utiliser les différentes conclusions des études présentées pour réaliser une ligne de lumière X-UV basée sur l'amplification d'harmoniques d'ordres élevés dans un plasma laser X-UV pompé en incidence rasante. Nous conclurons finalement ce manuscrit en donnant quelques perspectives plus générales à ce travail de thèse.

# Chapitre 1

## Physique des amplificateurs lasers X-UV à plasma dense

Dans ce chapitre, nous allons décrire la structure et les principaux mécanismes physiques impliqués dans la création et l'évolution d'un plasma créé par laser pour la génération d'un laser X-UV collisionnel à partir d'une cible solide. Nous rappellerons la base des outils de la physique des plasmas denses pertinents pour l'étude de la génération d'un amplificateur laser X-UV en cible solide. La description et la modélisation d'un plasma produit par laser pour l'amplification de rayonnement X-UV comportent plusieurs aspects. Il faut tout d'abord, rendre compte de la création et de l'évolution hydrodynamique du plasma. Ensuite, il est nécessaire de décrire l'état d'ionisation du plasma pendant le chauffage du plasma par le rayonnement laser incident. Ces deux aspects constituent la première phase de la description du plasma couramment appelé pré-plasma dans le schéma collisionnel transitoire (1.3.2, p. 28). L'impulsion laser pompant le plasma, se propage dans un plasma relativement dense et chauffe les électrons du plasma jusqu'à la densité critique en incidence normale ou quasi normale. Si l'incidence de la pompe est oblique nous verrons que le plasma est chauffé jusqu'au point de réflexion de l'impulsion laser de pompe dans le gradient d'indice.

### 1.1 Interaction laser plasma

Le module du champ électrique d'une onde laser intense de quelques  $10^8 \text{ W.cm}^{-2}$  (pour un élément de  $Z$  moyen) dépasse celui du champ liant l'électron à l'atome. Lors de l'interaction d'un faisceau laser intense avec une cible solide des électrons sont arrachés

très rapidement (dans un temps bien inférieur à la durée de l'impulsion) par absorption multi-photonique. Les premiers électrons éjectés (électrons libres) vont ensuite transmettre leur énergie aux autres électrons du réseau d'atomes par chocs et provoquer une avalanche d'ionisation, laquelle sera suivie d'une expulsion de matière. Les électrons éjectés sont accélérés dans le champ laser et vont par collisions avec les atomes du milieu créer un plasma chaud et dense. Le plasma se détend en générant une onde de choc qui se propage vers l'intérieur de la cible. Le laser interagit alors avec le plasma qui se détend dans le sens inverse de la propagation du faisceau laser. Dans cette dynamique le plasma présente des gradients de densité et de température électroniques. On peut distinguer différentes zones caractéristiques du plasma suivant l'axe du laser incident.

### 1.1.1 Structure d'un plasma créé par laser

Le plasma peut se décomposer en différentes zones, décrites le long de l'axe laser, et dont l'évolution spatiale et temporelle diffère suivant le régime d'interaction. On distingue alors quatre mécanismes régissant l'hydrodynamique de tels plasmas :

- L'absorption de l'énergie laser qui s'effectue par différents processus mais qui est souvent dominée par l'absorption Bremsstrahlung inverse.
- Le transport de l'énergie à l'intérieur de la cible.
- L'expansion de la partie ablatée de la cible.
- L'émission et le transport du rayonnement.

On peut ainsi définir des régions du plasma correspondant à chacun de ces processus. La figure (fig. 1.1) donne l'allure des profils spatiaux des paramètres du plasma, tels que la densité et la température électroniques.

### La densité critique

Un des éléments de base dans l'interaction laser plasma est la densité critique. Quand un laser irradie une cible solide, les électrons libres du plasma créé vont modifier la propagation du faisceau laser dans le plasma. On peut écrire la relation de dispersion de l'onde laser dans le plasma par la relation suivante :

$$\frac{k_L^2 c^2}{\omega_L^2} = 1 - \frac{\omega_{p,e}^2}{\omega_L^2} \quad (1.1)$$



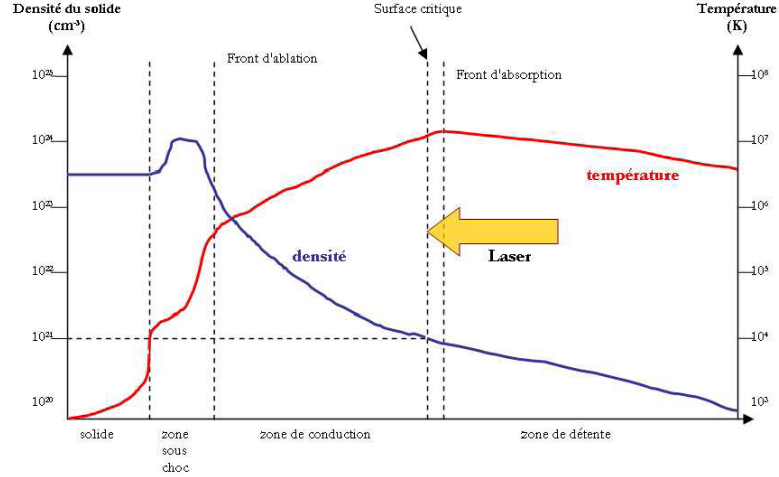


FIG. 1.1 – Structure d'un plasma créé par l'interaction d'un laser avec une cible solide. L'allure des variations spatiales de la densité et de la température dans les différentes zones du plasma est donnée pour un régime d'interaction nanoseconde, et un numéro atomique moyen.

où  $k_L$  et  $\omega_L$  sont le nombre d'onde et la fréquence du laser,  $\omega_{p,e}$  est la fréquence plasma électronique donnée par :

$$\omega_{p,e} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e}} \quad (1.2)$$

où  $n_e$  est la densité d'électrons,  $m_e$  la masse de l'électron et  $e$  sa charge. Le rayonnement laser se propage donc dans des zones de densités de plus en plus élevées (fig. 1.1). Le vecteur d'onde devient de plus en plus petit jusqu'à s'annuler pour une densité telle que

$$\omega_L = \omega_{p,e}$$

Le rayonnement laser ne peut plus se propager, il est alors réfléchi<sup>1</sup>. Cette densité est appelée *densité critique*,  $n_c$ , et est définie par :

$$n_c = \frac{m_e \omega_L^2}{4\pi e^2} \quad (1.3)$$

Pour  $n_e > n_c$  le nombre d'onde devient imaginaire et on a une onde évanescence sur une longueur appelée *épaisseur de peau*. On peut exprimer la densité critique en fonction de la longueur d'onde du rayonnement laser incident dans le plasma :

$$n_c \approx \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_L^2 [\mu\text{m}]} [\text{cm}^{-3}] \quad (1.4)$$

<sup>1</sup>La position de réflexion dépend de l'angle d'incidence

où  $\lambda_L$  la longueur d'onde du laser est en micromètres. Pour un faisceau laser Ti :Sa,  $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$ , la densité critique est  $n_c \approx 1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Tous les processus d'absorption et de réflexion interviennent à  $n_e \leq n_c$ . Cette région du plasma est appelée la région "sous-dense" ou "sous-critique".

## La région sous-critique

En régime d'impulsion longue, cette région est assez étendue et contient la *couronne* du plasma (fig. 1.1) qui correspond à une partie du plasma dont les propriétés sont dominées par la détente et la zone d'absorption qui correspond à la partie du plasma où la plus grande partie de l'énergie du rayonnement laser est absorbée. Dans la couronne, les températures sont élevées (200 eV à 1000 eV) et la densité basse ( $n_e < n_c$ ).

Les mécanismes d'absorption sont diverses : Bremsstrahlung Inverse (BI), absorption résonante, ... et peuvent mener à des processus autres que le réchauffement des électrons du plasma nécessaire au pompage des ions dans le schéma collisionnel transitoire. Les effets tels que l'effet Brillouin ou la rétrodiffusion Raman, et la création d'électrons suprathermiques sont à l'origine de pertes d'énergie dans le pompage des ions lasants.

La structure de cette région particulièrement importante dans le cadre de la génération de laser X-UV en cible solide est dominée par l'hydrodynamique. Nous reviendrons en détails sur les paramètres qui permettent de la caractériser. C'est dans cette région que le laser X-UV est émis.

## La zone de conduction

Nous allons maintenant nous intéresser à la région surdense ( $n_e > n_c$ ) dans laquelle le rayonnement laser ne pénètre pas. En effet, l'énergie laser déposée est ensuite transférée au plasma dans une zone appelée *zone de conduction*. Pour des cibles de numéro atomique  $Z$  faible, cette conduction est purement électronique et est localisée au niveau du gradient thermique. L'épaisseur de la zone de conduction dépend de l'intensité laser et plus particulièrement de la durée de l'impulsion. La structure est dominée par la conduction thermique électronique. La température que les électrons peuvent atteindre est contrôlée par ce processus de transport. Une expression "classique" est :

$$Q = -k \cdot \nabla T \tag{1.5}$$

où  $k$  est une constante et représente la conductivité thermique du milieu et  $T$  la température des particules considérées et  $Q$  le flux de chaleur.

Pour les éléments de  $Z$  élevé, la zone de conduction se prolonge vers les régions plus denses de la cible par une *zone de conversion et de ré-émission*, comme le montre la figure (fig. 1.1). La zone de conversion, optiquement mince à son propre rayonnement, est la région où l'énergie laser absorbée est convertie en rayonnement X. Chauffée par conduction électronique, cette région se refroidit en rayonnant d'une part à travers la couronne et d'autre part vers les régions plus denses du plasma. Une partie du rayonnement X ainsi émis se dirige donc vers des régions denses du plasma : c'est la zone de ré-émission. Elle est optiquement épaisse au rayonnement X et l'absorbe donc en majeure partie pour le restituer sous forme d'un rayonnement quasi-planckien. Ce dernier peut alors se propager vers la couronne en traversant la zone de conversion, sans être trop absorbé. Ajouté au spectre émis par la zone de conduction, il formera la composante thermique du spectre observé en face avant. Mais ce rayonnement peut également se disperser vers des régions plus denses où il sera de nouveau absorbé. Ces multiples processus de ré-émission et d'absorption donnent naissance à une onde de conduction radiative qui se propage à l'intérieur de la cible [49]. En régime d'impulsion longue, les processus d'ablation et l'expansion hydrodynamique consomment une partie de l'énergie laser déposée, ce qui limite la conduction thermique. En régime d'impulsion courte, l'expansion hydrodynamique n'est pas suffisante pour modifier les caractéristiques du transport thermique.

## La zone sous-choc

Après le front d'ablation, dans la zone sous choc, les hautes pressions engendrent une densité supérieure ou égale à la densité du solide alors que la température (de l'ordre de la dizaine d'électronVolt) est trop faible pour que le plasma émette du rayonnement X. Entre la zone sous-choc et la cible solide, il peut exister une région de la cible qui reste non-perturbée, suivant les conditions expérimentales, épaisseur de la cible, matériaux et l'intensité laser. Nous ne nous étendrons pas sur cette partie du plasma car elle n'a pas d'intérêt dans la génération d'un laser X-UV.

### 1.1.2 Plasma-laser : paramètres et caractéristiques

L'objectif est de présenter ici, les grandeurs caractéristiques de densité et température du pré-plasma dans le cadre de la génération d'un laser X-UV collisionnel transitoire.

Nous définirons par ailleurs la région d'intérêt du pré-plasma où a lieu l'amplification X-UV.

Le distribution de densité et température typique d'un pré-plasma est représentée sur la figure (1.1).

Les grandeurs hydrodynamiques les plus significatives pour l'étude des propriétés du pré-plasma pour l'amplification X-UV sont :

- La densité électronique  $n_e$  :  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$
- La longueur de gradient de densité électronique  $L = \frac{n_e}{\nabla n_e}$  :  $5 \mu\text{m} \leq L \leq 300 \mu\text{m}$
- Les températures ionique et électronique
- Le degré d'ionisation du pré-plasma.

Pour le régime de pompage dit "transitoire" (1.3.2, p. 28), on considère que la création du pré-plasma fixe les grandeurs évoquées ci-dessus hormis la température électronique résultant du chauffage des électrons par l'impulsion laser courte. On suppose de plus que les grandeurs hydrodynamiques varient durant l'interaction de l'impulsion courte avec le pré-plasma. Essentiellement, tous les paramètres hydrodynamiques du plasma pendant la durée très courte du pompage par l'impulsion courte (typiquement quelques picosecondes) demeurent presque constants. La courte durée du processus de chauffage des électrons et du pompage des ions assure également que l'ionisation est presque gelée pendant l'amplification.

### 1.1.3 Mécanisme d'absorption du rayonnement laser dans un plasma

Durant l'interaction laser-plasma, l'énergie du laser est absorbée par le plasma. Nous allons décrire ici un des principaux mécanismes d'absorption de l'énergie laser pour des impulsions lasers modérément intenses ( $I < 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ ) et d'une durée d'impulsion pas trop brève ( $\tau > 500 \text{ fs}$ )

Le transfert d'énergie de l'impulsion laser de pompe chauffant les électrons libres du pré-plasma se fait principalement par collision électron-photon dans le champ coulombien de l'ion, i. e. par Bremsstrahlung<sup>2</sup> inverse (BI). On appelle parfois l'absorption Bremsstrahlung inverse, l'absorption collisionnelle [84].

Le processus de Bremsstrahlung normal est la décélération d'un électron par in-

---

<sup>2</sup>"rayonnement de freinage"

teraction coulombienne avec un atome. L'électron passe dans un état libre de moindre énergie. L'excès d'énergie est émis sous forme d'un rayonnement formant un continuum. Le processus peut être écrit comme :

$$e^-(E) + \text{atome} \longrightarrow e^-(E - \Delta E) + \text{atome} + \hbar\omega$$

où  $\hbar\omega = \Delta E$  est l'énergie du photons émis. Le processus de bremsstrahlung inverse est donc :

$$e^-(E) + \text{ion} + \hbar\omega \longrightarrow e^-(E + \Delta E) + \text{ion}$$

où  $\hbar\omega = \Delta E$  est l'énergie du photon absorbé. L'électron est donc accéléré et gagne de l'énergie cinétique. Cette énergie est transformée en énergie thermique par les collisions électron-électron. Il en résulte une augmentation de la température. Les électrons libres du plasma oscillent dans le champ électromagnétique du laser et subissent des collisions aléatoires avec les ions. L'énergie cohérente d'oscillation est ainsi convertie en énergie thermique [9].

On voit que la perte d'énergie du faisceau laser dans le plasma dépend alors de la fréquence de collision électron-ion et de l'énergie d'oscillation des électrons dans le champ laser. La fréquence de collision électron-ion  $\nu_{e,i}$  dépend de la densité, de la température et de l'état d'ionisation du plasma comme :

$$\nu_{e,i} \propto \frac{n_e Z}{T_e^{\frac{3}{2}}} \quad (1.6)$$

Le taux de chauffage  $K$  du plasma sera donc proportionnel à :

$$K \propto \frac{n_e Z}{T_e^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{n_e}{n_c} \quad (1.7)$$

On peut montrer que le coefficient d'absorption par Bremsstrahlung Inverse linéique  $\kappa$  est donné en  $\mu\text{m}^{-1}$  par [121]

$$\kappa = 3.236 \times 10^4 \cdot \frac{Z \cdot \ln \Lambda}{\lambda_L^2 (kT_e)^{3/2} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} \cdot \left( \frac{n_e}{n_c} \right)^2 \quad (1.8)$$

où le logarithme de coulomb s'écrit

$$\ln \Lambda = \ln(3.07 \times 10^5 \cdot Z^{-1} \lambda \cdot (kT_e)^{3/2}) \quad (1.9)$$

On exprime alors l'énergie laser absorbée dans le plasma par :

$$I_{abs} = I_0 e^{-\kappa \cdot r} \quad (1.10)$$

ou  $r$  est la distance parcourue par le faisceau laser dans le plasma et  $I_0$  l'intensité laser dans le vide. Par ailleurs plus le plasma est chauffé ( $T_e$  augmente) plus l'absorption diminue [105].

Une loi d'échelle donne le seuil couramment utilisée pour déterminer si l'interaction laser-plasma est dominée par l'absorption collisionnelle est : [7]

$$\frac{I}{10^{14} [\text{W.cm}^{-2}]} \cdot \lambda_L^2 [\mu\text{m}] \leq 1 \quad (1.11)$$

où  $I$  est l'intensité laser et  $\lambda_L$  la longueur d'onde du laser. Dans le cadre de la génération de laser X-UV transitoire collisionnel, les intensités typiques sont  $I = 5 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$  pour l'impulsion longue et  $I = 1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$  ce qui donne respectivement  $I\lambda_L^2/10^{14} = 0.0032$  et  $I\lambda_L^2/10^{14} = 0.64$  pour  $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$ . Pour les intensités lasers typiques utilisées pour la génération de lasers X-UV transitoires, le BI est le processus d'absorption dominant.

La figure (fig. 1.2) montre les différents régimes d'interaction laser-plasma. Le régime collisionnel et celui du régime par Bremsstrahlung inverse. Quand  $I\lambda_L^2/10^{14} > 1$ , l'absorption devient plus faible à cause de la distortion de la fonction de distribution des vitesses électroniques. Pour  $I\lambda_L^2/10^{14} > 10^4$ , l'interaction laser-plasma est alors dominée par les effets relativistes.

Dans le régime collisionnel, le processus de chauffage par BI chauffe le corps de la distribution des vitesses maxwellienne des électrons. Or la fréquence de collision électron-ion comme nous l'avons vu dépend de l'énergie thermique des électrons,  $\nu_{e,i} \propto v_{th,e}^{-3/2}$  où  $v_{th,e}$  est la vitesse thermique des électrons. Les électrons les plus lents sont donc ceux qui absorberont de préférence l'énergie du laser. Ce sont les collisions électron-électron qui peuvent équilibrer l'absorption de l'énergie assez rapidement pour maintenir une distribution de type Maxwellienne.

La "vitesse" à laquelle l'énergie est équilibrée par les collisions électron-électron est approximativement [9] :  $\frac{1}{2}\nu_{e,e}m_e v_{th,e}^2$  et  $\nu_{e,e}$  est la fréquence de collision électron-électron. On doit donc comparer ce taux à l'énergie perdue par l'onde laser dans le processus d'absorption collisionnelle qui est proportionnelle à  $\nu_{e,i} \frac{n_e m_e v_e^2}{2}$  où  $v_e$  est ici la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser [9]. On peut donc distinguer les cas suivants :

- Si  $\nu_{e,e}v_{th,e}^2 \gg \nu_{e,i}v_e^2$  ou encore  $Z \frac{v_{th,e}}{v_e} \ll 1$  la distribution reste une maxwellienne
- $Z \frac{v_{th,e}}{v_e} \gg 1$  les électrons plus énergétiques élargissent la maxwellienne et crée une distribution qui ressemble à un profil carré. L'absorption collisionnelle diminue [85].

Un écart à la distribution maxwellienne entraîne une diminution du processus d'absorption par BI.

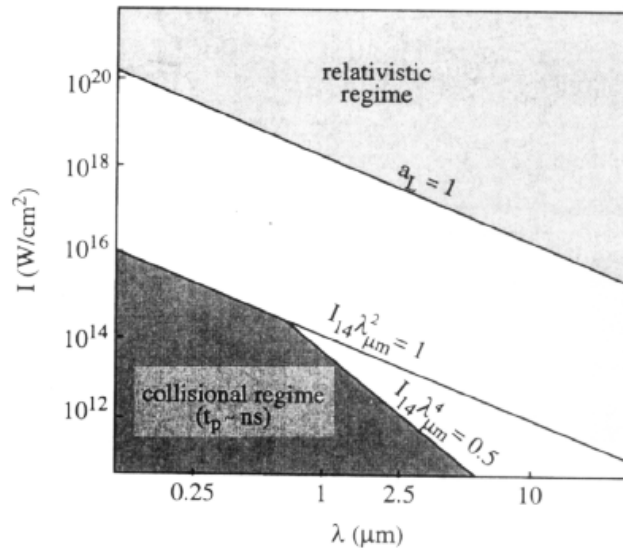


FIG. 1.2 – Régime d'interaction laser plasma en fonction de l'intensité et de la longueur d'onde[7]

Si on se place dans le cas du chauffage du pré-plasma par l'impulsion laser courte dans le schéma de pompage transitoire, il a été mesuré expérimentalement que le signal laser X-UV dépend de la durée de l'impulsion laser courte  $\tau_{SP}$  [138] et est maximisé pour une durée telle que

$$\tau_{SP} \sim \tau_{gain}$$

Il est couramment admis que la durée du gain en régime transitoire  $\tau_{gain}$  est de quelques picosecondes [138].

Les mesures expérimentales montrent une forte diminution de l'émission laser X-UV pour des courtes durées d'impulsion de pompe ( $\tau_{SP} < 20$  ps [138, 136]). A haute intensité comme nous l'avons exposé plus tôt l'absorption collisionnelle devient moins importante et les instabilités et les effets non-linéaires deviennent importants.

Par ailleurs, si on se place dans le cas de plasmas laser X-UV, la période de collision électron-ion est typiquement de  $\tau_{e,i} \sim 0.3$  ps et la période de collision électron-électron  $\tau_{e,e} \approx Z^{-1} \times \tau_{e,i}$ . Les valeurs des temps typiques de collisions sont alors à comparer à la durée de l'impulsion laser de pompe. Le processus responsable de la diminution de l'efficacité du pompage par absorption collisionnelle est expliqué par *A. B. Langdon* [85] et correspondant à un écart à la distribution maxwellienne des vitesses électroniques. Pour résumer, le pompage du pré-plasma est optimisé pour des intensités comprises entre  $10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup> et  $10^{14}$  W.cm<sup>-2</sup> avec une durée d'impulsion en accord avec la durée

du gain de l'ordre de quelques picosecondes.

## 1.2 Propagation et amplification d'un laser X-UV

Les principales caractéristiques du plasma ayant été décrites, nous allons donner une description simple du processus d'amplification X-UV en régime dit d'amplification de l'émission spontanée (ASE : Amplified Spontaneous Emission) dans un plasma.

### 1.2.1 Amplification en Régime ASE

Un milieu émettant un rayonnement correspondant à une transition entre deux niveaux atomiques, dont les populations sont  $N_2$  (niveau supérieur), et  $N_1$  (niveau inférieur), peut être caractérisé par deux grandeurs physiques : l'émissivité et le coefficient de gain. L'émissivité  $J$  est la densité spectrale d'énergie rayonnée, produite par unité de volume du milieu et par seconde et s'exprime en unités  $\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}$ , sous la forme suivante :

$$J(\nu) = N_2 \cdot h\nu \cdot A_{21}(\nu) \quad (1.12)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence et  $A_{21}(\nu)$  le coefficient d'Einstein, qui traduit la probabilité de l'émission spontanée dans l'intervalle de fréquence  $(\nu, \nu + d\nu)$ . Il s'écrit comme le produit de la probabilité totale  $A$  de l'émission spontanée de la transition entre les deux niveaux et de la fonction normalisée  $\Phi(\nu)$  profil spectral de cette émission, comme suit :

$$A_{21}(\nu) = \Phi(\nu)A_{21} \quad (1.13)$$

avec  $\Phi(\nu)$  vérifiant :

$$\int_0^\infty \Phi(\nu)d\nu = 1 \quad (1.14)$$

Lorsqu'une inversion de population est réalisée,  $N_2 > N_1$ , le coefficient de gain  $G(\nu)$  à la fréquence  $\nu$  donnée s'exprime suivant la formule :

$$G(\nu) = \left( N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} \cdot A_{21} \cdot \Phi(\nu) \quad (1.15)$$



où  $g_1$  et  $g_2$  sont les poids statistiques des niveaux 1 et 2. La fréquence  $\nu_0$  est la fréquence centrale du profil de la raie. Ces quantités vont nous permettre d'établir une expression concernant le transfert radiatif.

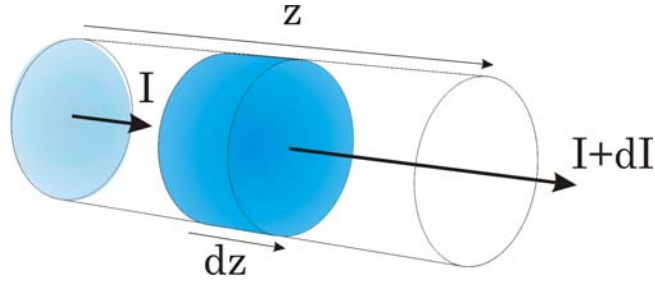


FIG. 1.3 – Notation employée pour le transfert radiatif dans la colonne de plasma

La figure (1.3) rappelle le principe du calcul du transfert radiatif pour le cas d'un élément de plasma homogène et stationnaire de volume cylindrique  $dV$  et de longueur  $dz$ . On considère ici que la propagation du rayonnement s'effectue dans la direction de la colonne de plasma et on néglige les effets de la réfraction du faisceau dans le plasma. En tenant compte exclusivement de la transition entre les niveaux 1 et 2, la variation  $dI_\nu$  de l'intensité à travers l'élément de plasma de longueur  $dz$  (fig. 1.3), avec les équations (1.12), (1.13) et (1.15), s'exprime comme suit :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = J(\nu) + G(\nu) \cdot I_\nu \quad (1.16)$$

En intégrant l'équation (1.16), on obtient l'intensité  $I_\nu$  émise à la fréquence  $\nu$  par une colonne de plasma de longueur  $L$ , soit :

$$I(\nu, L) = \frac{J(\nu)}{G(\nu)} (e^{G(\nu) \cdot L} - 1) = S(\nu) \cdot (e^{G(\nu) \cdot L} - 1) \quad (1.17)$$

où  $S(\nu)$  est la fonction source. L'expression (1.17) montre que dans le cas d'un gain positif, c'est à dire d'une inversion de population, l'intensité va croître avec la longueur du plasma, dans ce régime (appelé également régime du "petit signal"). Les coefficients  $J(\nu)$  et  $G(\nu)$  décrivant les processus d'absorption et d'émission du plasma, dépendent des populations des niveaux correspondants aux transitions de fréquence  $\nu$ . Ces coefficients dépendent également du profil de raie ( $\Phi(\nu)$ ). Toutefois, comme les largeurs spectrales des transitions considérées sont inférieures de plusieurs ordres de grandeur à la fréquence du rayonnement émis, on peut approximer  $\nu$  par  $\nu_0$  la fréquence centrale, dans les définitions de l'émissivité (1.12) et du gain (1.15). En utilisant l'égalité suivante :

$$\frac{J(\nu)}{G(\nu)} = \frac{j_0}{g_0} \quad (1.18)$$

où  $j_0$  et  $\nu_0$  sont respectivement l'émissivité et le gain au centre de la raie, on peut réécrire l'équation (12) :

$$I(\nu, L) = \frac{j_0}{g_0} (e^{G(\nu) \cdot L} - 1) \quad (1.19)$$

En général, les spectromètres utilisés pour observer la raie lasante ont une résolution supérieure à la largeur spectrale de la raie lasante d'origine Doppler. L'émission de sortie sur le profil de la raie lasante est donc intégrée par les détecteurs. Dans le cas de faibles produits gain-longueur, l'intensité est fournie par l'équation (1.16). Pour de plus grands produits gain-longueur ( $\geq 3$ ), *Lindford et al.* [96, 147] ont proposé une expression analytique qui rend bien compte du comportement, dans le cas d'un profil de raie gaussien, et en considérant  $g_0 \times L \gg 1$ , avec  $\delta\nu$  la largeur spectrale du profil de raie à mi-hauteur :

$$I = \frac{\sqrt{\pi} \delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}} \frac{e^{g_0 L}}{\sqrt{g_0 L}} \quad (1.20)$$

La formule de Lindford (1.20) traduit bien l'évolution de l'intensité pour des laser X-UV possédant des produits gain-longueur importants, comme les lasers X-UV pompés par excitation collisionnelle. Cette croissance exponentielle de l'intensité en fonction du produit gain-longueur permet d'obtenir un faisceau laser X-UV intense sur des longueurs assez courtes (environ une dizaine de millimètre). Le produit gain-longueur d'un laser X-UV collisionnel transitoire est  $10 \leq g_0 \times L \leq 20$  Cependant, l'intensité de la raie émise ne croît pas indéfiniment en fonction de la longueur du milieu amplificateur comme pourrait le laisser croire la formule (1.20). En effet, à partir d'une certaine valeur d'intensité, l'émission stimulée réagit sur le système, qui entre alors dans un régime de saturation.

## 1.2.2 Saturation

Quand le produit gain-longueur atteint des valeurs importantes, les transitions induites  $B_{12}\rho(\nu)$  et  $B_{21}\rho(\nu)$  deviennent non-négligeables, en raison d'une forte densité spectrale  $\rho(\nu)$ . Il va y avoir saturation de l'intensité du rayonnement émis, qui va vider l'inversion de population. Introduisons l'intensité de saturation  $I_{sat}$  pour laquelle l'inversion de population (ou le gain) est diminuée de moitié. En comptabilisant les différents processus peuplant et dépeuplant les deux niveaux de la transition correspondant à la fréquence  $\nu$ , on accède simplement à la différence de population  $\Delta\nu$ . Or avec :

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{\Delta N_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (1.21)$$

où  $\Delta N_0$  est la différence de population hors saturation en régime des "petits signaux" et  $I$  l'intensité intégrée sur un profil de raie, agissant sur les populations  $N_1$  et  $N_2$ , on peut exprimer l'intensité de saturation :

$$I_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_{stim}} \cdot \frac{1}{\tau_R} \quad (1.22)$$

avec le temps de recouvrement :

$$\tau_R = \frac{1}{D_2 + A_{21}} \quad (1.23)$$

où  $D_2$  représente le taux de dépeuplement du niveau supérieur correspondant à des processus autres que l'absorption spontanée et stimulée, et  $\sigma_{stim}$  la section efficace d'émission stimulée :

$$\sigma_{stim} = \frac{1}{8\pi} \frac{1}{\Delta\nu} \lambda^2 A_{21} \quad (1.24)$$

L'intensité de saturation est typiquement pour les lasers X-UV de l'ordre de  $\approx 10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$ . L'intensité de saturation peut être simplement interprétée comme la comparaison entre le nombre d'émetteurs effectifs régénérés pendant le temps  $\tau_R$  et l'augmentation du nombre de photons dans un petit élément de volume du milieu amplificateur sur un intervalle de temps infinitésimal. De même que pour l'inversion de population (1.21), on peut écrire pour le gain :

$$G(\nu) = \frac{g_0(\nu)}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (1.25)$$

Lorsque le régime de saturation est atteint, les processus de peuplement alimentant la transition entrent dans un état d'équilibre, et ceux d'émission stimulée provoquent une diminution du gain. En supposant que  $G(\nu) \rightarrow 0$ , on a d'après l'équation (1.20) :

$$I(\nu, L) \xrightarrow{G(\nu) \rightarrow 0} J(\nu) \cdot L \quad (1.26)$$

La croissance linéaire de l'intensité est caractéristique du régime de saturation (figure 6) On peut trouver un ordre de grandeur du produit gain-longueur pour lequel on atteint la saturation, en posant  $I = I_{sat}$ , on a d'après (1.16) et (1.22) :

$$(g_0(0) \times L)_{sat} = \ln \left( \frac{4\pi\Delta N}{\Omega_{spont} N_2 A_{21} \tau_R} \right) \quad (1.27)$$

avec  $\Omega_{spont}$  l'angle solide centré sur l'axe du cylindre de plasma, définissant un cône en dehors duquel le rayonnement est négligeable. La valeur de  $(g_0(0) \times L)_{sat}$  dépend essentiellement des caractéristiques atomiques et de la géométrie du milieu amplificateur.

### 1.2.3 Profil de raie

Le profil de la raie laser dépend des processus dans le milieu actif élargissant la raie. Les processus dominant les formes de raies dans les plasmas produits par laser sont l'élargissement Doppler et l'élargissement homogène (collisionnel).

Dans les plasmas produits par laser, l'élargissement Doppler est dû au mouvement thermique des ions et donne un profil gaussien si la distribution des vitesses est maxwellienne. On écrit couramment :

$$\phi_D(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}(\Delta\nu_D)} e^{-4\ln 2 \frac{\nu^2}{(\Delta\nu_D)^2}} \quad (1.28)$$

ou  $\Delta\nu_D$  est la largeur en fréquence à mi-hauteur (FWHM<sup>3</sup>) du profil de la raie. La valeur de  $\Delta\nu_D$  est déterminée par la température des ions  $T_i$  du plasma :

$$\Delta\nu_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{1}{\lambda} \left( \frac{m}{2kT_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.29)$$

ou  $m$  est la masse des ions émettant et la constante  $k$  de Boltzmann. Au centre de la raie, la largeur du profil de raie Doppler peut s'écrire

$$\phi_D(0) = \lambda \left( \frac{m}{2\pi kT_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.30)$$

Lorsque la densité n'est pas trop élevée (typiquement entre  $10^{19}$  et  $10^{21}$  électrons/cm<sup>3</sup>, l'élargissement Doppler est dominant.

L'effet Stark est une autre cause possible d'élargissement inhomogène. Les énergies des niveaux d'un ion sont modifiées par les champs quasi-statiques des ions voisins. Cet effet ne devient significatif qu'à très haute densité, i.e entre quelques  $10^{21}$  et jusqu'à la densité du solide.

Si l'élargissement homogène domine, le profil de raie est Lorentzien avec :

$$\phi_L(\nu) = \frac{2}{\pi(\Delta\nu_L)} \frac{1}{1 + (4\nu^2/(\Delta\nu_L)^2)} \quad (1.31)$$

ou  $\Delta\nu_L$  est largeur de la raie à mi-hauteur. La largeur de la raie s'exprime en fonction de la durée de vie des niveaux de la transition :

$$\Delta\nu_L = \frac{1}{\pi} \sum_i \frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\pi} \sum_i A_i \quad (1.32)$$

---

<sup>3</sup>Full-Width Half Maximum

Les facteurs  $A_i$  correspondent aux différentes probabilités de désexcitation des niveaux : désexcitation spontanée, ou sous l'effet des collisions électroniques.

Pour donner un ordre de grandeur, pour une température ionique de  $T_i = 75$  eV et une densité électronique de  $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , l'élargissement Doppler et collisionnel sont respectivement de 9 mÅ et 2 mÅ

### 1.2.4 Propagation et réfraction d'un faisceau laser X-UV

Comme nous l'avons déjà évoqué, les plasmas produits par laser sont le siège de forts gradients de densité. Donc lors de la propagation et de l'amplification le faisceau laser X-UV subit une réfraction dans le plan transverse à la cible. Ce phénomène peut s'avérer extrêmement néfaste pour l'amplification et l'obtention de la saturation. En effet, le faisceau se propageant est alors réfracté vers les zones de basse densité du plasma, sortant de la région d'amplification de l'émission, et réduisant la longueur "utile" du milieu amplificateur (fig. 1.4) [97].

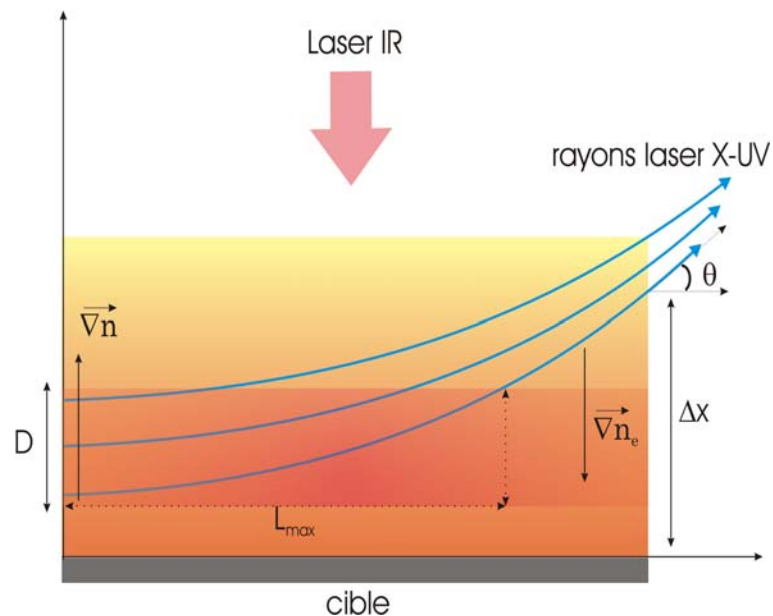


FIG. 1.4 – Réfraction et propagation d'un rayon X-UV dans un plasma à fort gradient de densité

Le court développement qui suit, illustre les effets et ordres de grandeurs mis en jeu dans ces phénomènes. La trajectoire d'un rayon se propageant dans un milieu inhomogène d'indice de réfraction  $n(x, y, z)$  est alors décrite par l'équation suivante, dite

équation eikonale :

$$\frac{d}{ds} \left( n \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n(x, y, z) \quad (1.33)$$

où  $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$  et  $\mathbf{r}$  représente la position donnée du rayon. Des estimations analytiques de la réfraction à partir de l'équation (1.33) ne sont possibles que dans le cas de profils de densités relativement simples (linéaire ou parabolique) [54]. L'indice de réfraction s'écrit en considérant que seuls les électrons libres du plasma interviennent :

$$n(x, y, z) = \sqrt{1 - \frac{n_e(x, y, z)}{n_c}} \quad (1.34)$$

où  $n_c$  est la densité critique et  $n_e(x, y, z)$  la distribution de densité électronique.

En considérant que la trajectoire du faisceau satisfait à une propagation paraxiale, principalement le long de la direction  $z$  de la colonne de plasma, et que, de plus, le profil de densité électronique, ne dépend que de l'équation transverse, alors l'équation (1.33) se réécrit comme suit :

$$n(x, y) \frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{dn(x, y)}{dx} \quad (1.35)$$

$$n(x, y) \frac{d^2 y}{dz^2} = \frac{dn(x, y)}{dy} \quad (1.36)$$

En tenant en compte du fait que dans les cas qui nous intéressent la densité critique  $n_c$  est plus grande que  $n_e$  de quatre ordres de grandeur (respectivement  $10^{24} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ), l'équation (1.34) et (1.33) se réécrivent alors :

$$n(x, y) = 1 - \frac{1}{2} \frac{n_e(x, y)}{n_c} \quad (1.37)$$

$$\frac{d\theta_x}{dz} = \frac{\partial n(x, y)}{\partial x} \quad (1.38)$$

$$\frac{d\theta_y}{dz} = \frac{\partial n(x, y)}{\partial y} \quad (1.39)$$

En se réduisant à une dimension, l'axe  $x$  que l'on considérera être l'axe de la détente du plasma, on peut supposer que la densité a un profil linéaire :

$$n_e(x) = n_{e,0} \cdot \left( 1 - \frac{x}{x_0} \right) \quad (1.40)$$

où  $n_{e,0}$  est la densité en  $x = 0$  et  $x_0$  est la position pour laquelle la densité est nulle. La résolution des deux équations précédente permet alors de déterminer le profil du gradient

d'indice qui est également linéaire et l'équation de la trajectoire  $x(z)$  qui correspond à une loi d'évolution parabolique [54] :

$$n(x) = n_0 + n_1 \cdot x \text{ avec } \begin{cases} n_0 = 1 - \frac{1}{2} \frac{n_{e,0}}{n_c} \\ n_1 = \frac{1}{2} \frac{n_{e,0}}{n_c \cdot x_0} \end{cases} \quad (1.41)$$

$$x(z) = \frac{n_1}{2} z^2 + \alpha_0 + x(0) \quad (1.42)$$

où  $\alpha_0$  et  $x(0)$  sont respectivement l'angle et la position du rayon en  $z = 0$ . Afin de déterminer les effets de la réfraction, considérons le cas d'un plasma ayant une zone de gain dont la largeur est égale à  $D$  et des conditions initiales telles que  $\alpha_0 = 0$  et  $x(0) = 0$ . En se référant à l'équation parabolique du rayon, la longueur maximale  $L_{max}$  que parcourra le faisceau s'exprime comme suit :

$$L_{max} \approx 2 \sqrt{2 \frac{n_c}{n_e} x_0 D} \quad (1.43)$$

On voit que l'effet de la réfraction augmente avec la longueur d'onde du faisceau laser X-UV, puisque  $n_c \approx 1/\lambda^2$ , diminue avec la largeur de la zone de gain et augmente avec le gradient ( $n_{e,0}/x_0$ ).

De façon générale, dans l'approximation des petits angles, on peut montrer que les trajectoires des rayons sont des arcs de cercle de rayon  $R$ , tels que :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \nabla n \quad (1.44)$$

On peut alors en se ramenant à l'axe  $x$ , déterminer (fig. 1.4), la déviation  $\Delta x$  du faisceau réfracté ainsi que son angle de déviation  $\theta_x$  par rapport à l'axe  $z$ , à partir du rayon  $R$  et  $L$  la longueur de la colonne de plasma :

$$\Delta x = \frac{1}{2} \frac{L^2}{R} \quad (1.45)$$

$$\theta_x = \frac{1}{2} \frac{L}{R} \quad (1.46)$$

### 1.3 Lasers X-UV collisionnels

L'idée de l'utilisation de l'excitation par impact électronique d'ions fortement chargés dans un plasma afin réaliser une inversion de population et ainsi de produire une émission dans le domaine X-UV a été proposée en 1975 [37]. Les énergies requises

pour obtenir ces ions étant importantes, on les trouve principalement dans les plasmas chauds et denses, typiquement les plasmas produit par laser. Les ions multi-chargés qui possèdent des configurations électroniques à couches fermées, néonoïdes (10 électrons,  $2p^6$  en couche L), nickelloïdes (28 électrons,  $3d^{10}$  en couche M) et palladiumoïdes (46 électrons,  $4d^{10}$ ) restent stables dans des gammes de température et de densité relativement larges. Ce sont donc, les meilleurs candidats pour être des ions lasants. La figure (fig. 1.5) montre l'abondance d'ions néonoïdes et nickelloïdes dans un plasma où l'équilibre collisionnel radiatif est supposé pour une densité électronique de  $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

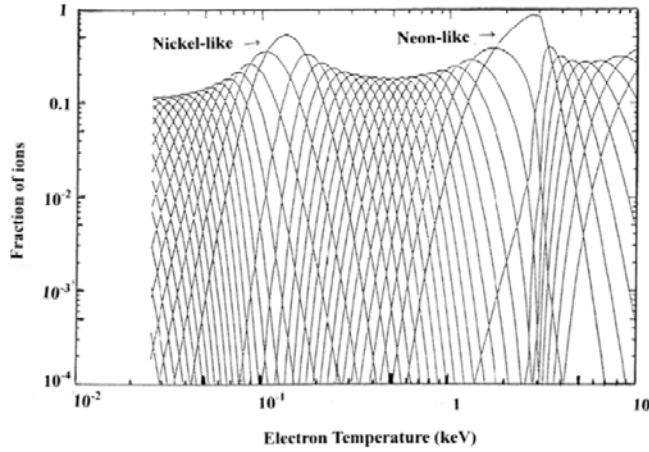


FIG. 1.5 – Abondance des ions néonoïdes et nickelloïdes pour un plasma d'étain en fonction de la température - tiré de *H.Daido et al.* [32].

Dans ce schéma, les électrons liés du niveau fondamental de l'ion, par exemple pour les nickelloïdes  $3d^{10}$  (fig. 1.6(b)), sont excités par les collisions des électrons libres du plasma avec l'ion, vers l'état excité  $n = 4$  et peuplent le niveau  $4p$  de l'ion. L'inversion de population se produit entre les niveaux  $3d^9 4p$  et  $3d^9 4d$  à cause de la grande différence des taux de désexcitation radiative de ces deux niveaux. Le peuplement du niveau supérieur  $3d^9 4p$  se fait également par des mécanismes de recombinaison à partir de l'ion de degré d'ionisation supérieur. Les transitions laser correspondent aux niveaux ( $3s - 3p$ ) pour les ions néonoïdes et les niveaux ( $4p - 4d$ ) pour les ions nickelloïdes.

Pour favoriser l'excitation collisionnelle, il faut des plasmas chauds et denses. En effet la probabilité (en  $s^{-1}$ ) de collisions électrons-ions pour le peuplement du niveau supérieur de la transition peut s'écrire :

$$P_{exc} \propto \frac{n_e}{kT_e} e^{-\frac{E_{exc}}{kT_e}}$$



où  $T_e$  est la température électronique du plasma et  $E_{exc}$  l'énergie d'excitation du niveau fondamental de l'ion au niveau excité. Le pompage est optimum pour  $kT_e \approx \frac{2}{3}E_{exc}$ . De plus il faut que le plasma soit hors équilibre thermodynamique pour avoir une différence de population significative entre les deux niveaux de la transition. C'est la raison pour laquelle ces lasers X-UV sont produits à partir de plasmas produits par laser et par décharge électrique.

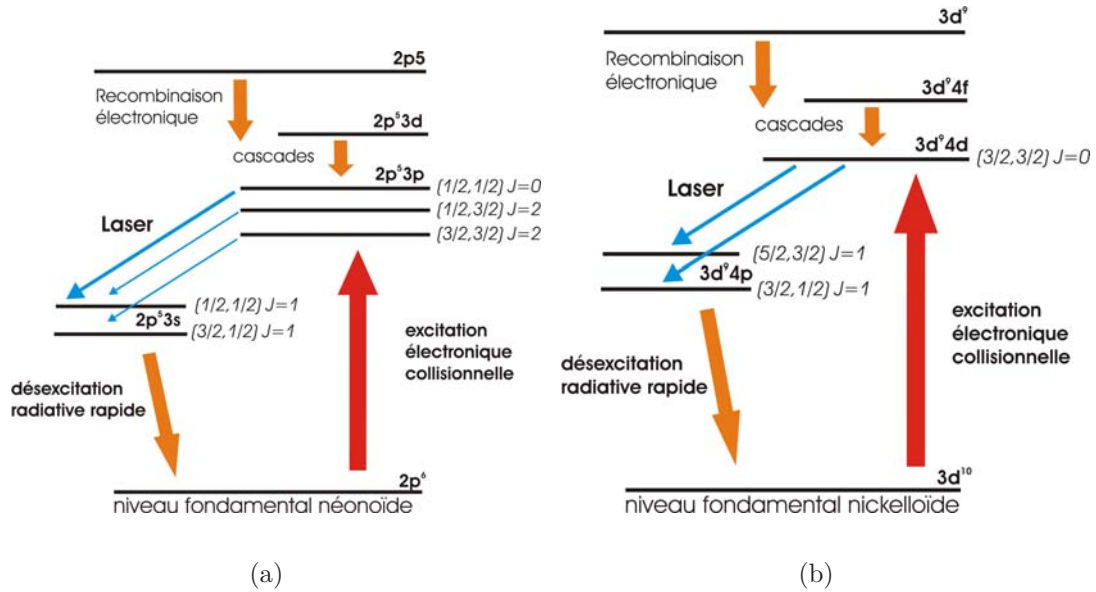


FIG. 1.6 – Schéma simplifié du pompage par excitation collisionnelle : a) cas d'un ion néonoïde b) cas d'un ion nickelloïde

Les ions nickelloïdes ont un meilleur rendement quantique (énergie de la transition laser sur l'énergie d'excitation) par rapport aux ions néonoïdes et permettent d'atteindre de plus courtes longueurs d'onde. La figure (fig. 1.7) montre l'énergie des seuils d'excitation pour les ions néonoïdes et nickelloïdes.

La première démonstration d'une amplification laser X-UV en régime collisionnel fut réalisée en 1985 par *D. Matthews et al.* [104] en utilisant le sélénium néonoïde ( $\lambda = 20.6$  nm). L'amplification par pompage collisionnel dans les ions nickelloïdes fut proposée par *S. Maxon et al.* [106] et démontrée pour la première fois par *B. J. MacGowan et al.* [103]. Depuis, les lasers X-UV basés sur le pompage collisionnel sont les lasers X-UV les plus étudiés et employés [143, 66, 31]. L'observation d'une amplification dans le domaine X-UV a été observée pour les ions néonoïdes du silicium ( $Z = 14$ ) [90] à l'argent ( $Z = 47$ ) [51] correspondant à des longueurs d'ondes de 87.4 nm à 8.15 nm. Toutefois en raison des énergies d'excitation élevée les ions néonoïdes furent délaissés

pour les ions nickelloïdes pour des longueurs d'onde inférieures à 20 nm, même si les ions nickelloïdes sont moins stables que les ions néonoïdes. Une raie laser X-UV a été observée pour les ions nickelloïdes du zirconium ( $Z = 40$ ) à l'or ( $Z = 79$ ) pour des longueurs d'ondes allant de 22 nm à 3.5 nm (fig. 1.7)

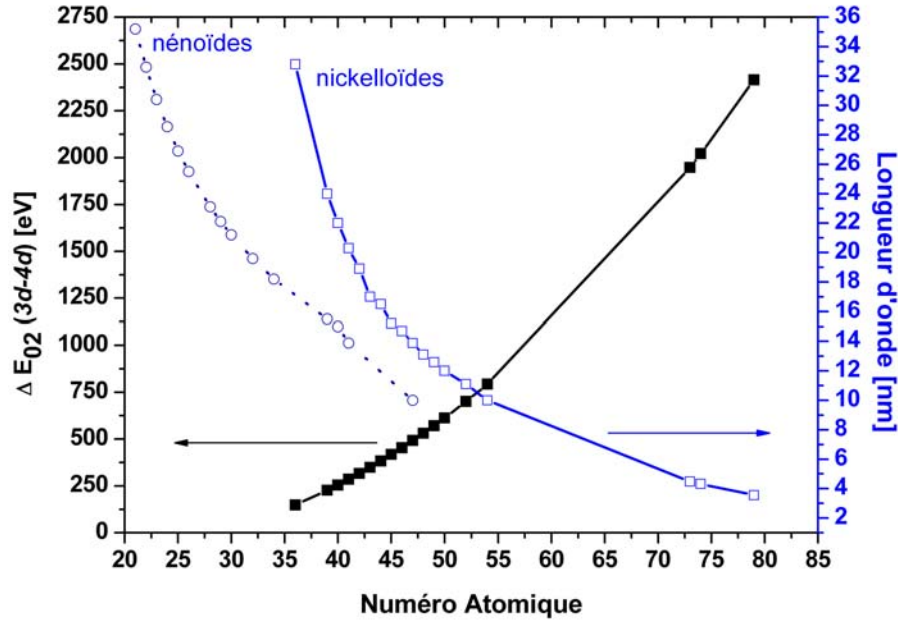


FIG. 1.7 – Seuil d'énergie d'excitation de l'état  $4d$  pour les nickelloïdes en (eV) et longueur d'onde associée (en pointillé les longueurs d'ondes des ions néonoïdes) - tiré de *H.Daido et al.* [32].

Dans les lasers classiques visibles et infrarouges, le milieu à gain est placé dans une cavité optique résonnante. Une telle architecture n'a pu être réalisée dans le cas des lasers X-UV collisionnels, seule une géométrie en demi-cavité a pu être développée [23]. En effet, la durée du gain est de quelques centaines de picosecondes.

Par ailleurs, même si l'optique X-UV a réalisé ces dernières années des progrès importants [56], la réflectivité des optiques dans la gamme spectrale de l'X-UV ne permet pas la réalisation d'une cavité résonnante. Les sources lasers X-UV collisionnels sont donc basées sur l'amplification d'émission spontanée (ASE<sup>4</sup>) le long d'une colonne de plasma produit par la focalisation d'une impulsion laser infrarouge de forte intensité sur une cible solide, d'un capillaire ou une cellule rempli de gaz ou une feuille de métal.

<sup>4</sup>Amplified spontaneous emission

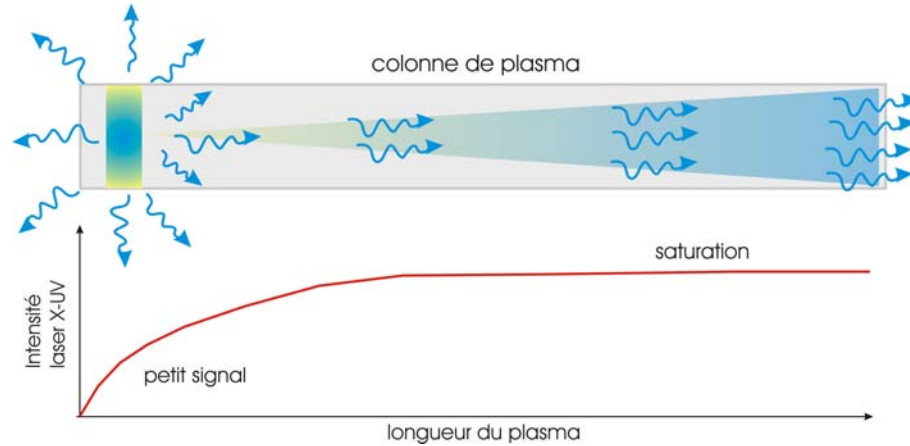


FIG. 1.8 – Représentation schématique du principe de l'amplification de l'émission spontanée par émission stimulée. L'amplification est initiée par l'émission spontanée qui est amplifiée suivant l'axe de longitudinale (propagation). La courbe du bas indique l'évolution du logarithme de l'intensité laser le long de la colonne de plasma

Le milieu a une géométrie en ligne pour permettre une forte amplification suivant la direction longitudinale (fig. 1.8). Les gains obtenus dans les plasmas lasers étant assez élevés (nous verrons que cela dépend du type de pompage, QSS/transitoire), le régime de saturation peut être obtenu en un simple passage ou éventuellement un double passage. Il en résulte que les lasers X-UV collisionnels constituent une source délivrant un faisceau énergétique mais de qualité optique limitée.

On peut résumer les critères nécessaires à l'obtention d'une inversion de population dans le schéma de pompage collisionnel ainsi :

- Le plasma doit être suffisamment ionisé pour contenir une large fraction d'ions néonoïdes ou nickelloïdes susceptibles d'être pompés.
- La densité électronique doit être suffisamment importante ( $n_e \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) pour obtenir des taux d'excitation collisionnelle importants.
- La température électronique doit être suffisamment importante pour que les collisions électroniques excitent les électrons du niveau fondamental de l'ion vers le niveau supérieur de la transition laser X-UV.
- Suivant le critère de McWhirter[? ], le plasma ne doit pas être trop dense pour rester hors équilibre thermodynamique et permettre une inversion de population.
- Les plasmas laser étant fortement inhomogènes, la réfraction du faisceau laser X-UV amplifié dans le milieu doit être maîtrisée pour permettre la propagation du laser X-UV sur la longueur complète de la colonne de plasma.

Le fonctionnement de lasers X-UV en régime saturé a été démontré par différents techniques de pompage. Un résumé exhaustif est donné dans la référence suivante [60]. Nous évoquerons rapidement, l'évolution des lasers X-UV produits suivant le schéma de pompage collisionnel en nous attardant plus particulièrement sur les lasers X-UV en fonctionnement à ce jour. Cette évolution s'est faite de pair avec le développement des chaînes lasers de fortes puissances.

### 1.3.1 Laser X-UV collisionnel quasi-stationnaire

Le laser X-UV collisionnel dit quasi-stationnaire (QSS), fut beaucoup étudié de 1985–1995 et principalement dans quatre laboratoires : le Lawrence Livermore National Lab (USA), le Rutherford Appleton Laboratory (UK), l'ILE (Japon), le Laboratoire d'Utilisation des Laser Intenses et Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique (LULI,LIXAM). C'est avec ce laser X-UV qu'ont été démontrées les applications les plus probantes [149, 28, 29, 124, 22, 65] et qu'a été atteinte la plus courte longueur d'onde en régime saturé [160].

Le laser X-UV collisionnel QSS est produit par la focalisation sur une cible solide d'une impulsion laser infrarouge de classe kilo-Joule en une ligne d'une longueur de quelques centimètres. L'impulsion laser principale peut être précédée d'une pré-impulsion de plus faible énergie pour diminuer la longueur des gradients électroniques du plasma [116] et améliorer l'absorption de l'impulsion principale. La durée de l'impulsion laser infrarouge est typiquement de l'ordre d'une nanoseconde [150]. Il en résulte que la durée du gain dans la colonne de plasma produit par une telle impulsion permet d'envisager la réalisation d'une demi cavité [23]. Avec le développements des optiques dans le domaine X-UV, l'ajout d'un miroir multicouches à une extrémité de la colonne a permis d'augmenter fortement l'énergie de sortie et améliore la qualité optique du faisceau [17].

Un exemple de laser X-UV QSS en fonctionnement aujourd'hui est le laser X-UV du PALS<sup>5</sup> développé par l'équipe de B. Rus. C'est un laser à zinc néonoïde émettant à 21.2 nm. La séquence d'impulsion laser de pompage se compose d'une pré-impulsion d'une énergie de quelques Joules, et de l'impulsion principale d'une énergie 400 à 600 J, toutes les deux ayant une durée identique d'environ 400 ps. Ces impulsions laser infrarouge sont délivrées par le laser *ASTERIX IV* qui est un laser à iode ( $\lambda_L = 1.35 \mu\text{m}$ ) délivrant 1 kJ toutes les 30 minutes [73]. La colonne de plasma produite a une longueur nominale de 3 cm. Le laser X-UV fonctionne en double passage. La demi-cavité est

---

<sup>5</sup>Prague Asterix Laser System

réalisée par un miroir plan multicouche de  $Mo : Si$  situé à environ 1 cm d'une des extrémité du plasma (fig. 1.9)

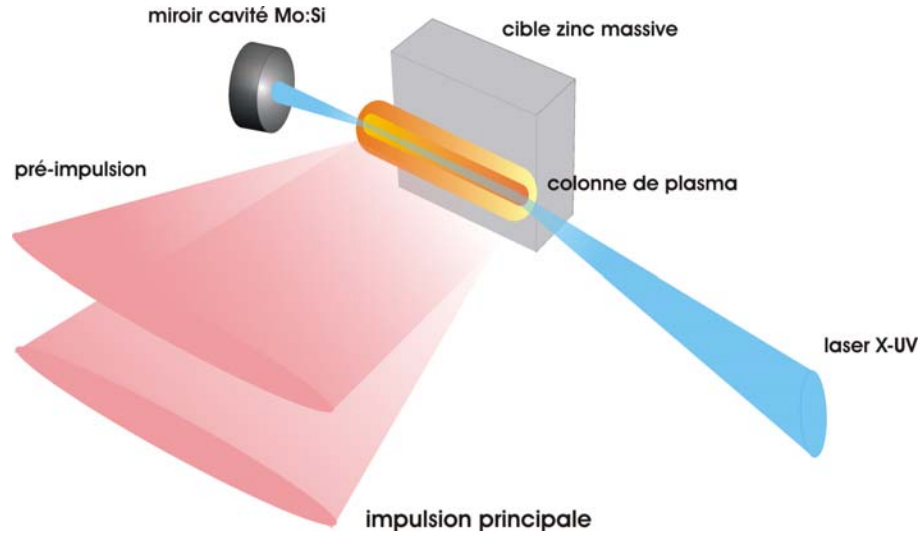


FIG. 1.9 – Représentation du principe de génération du laser X-UV collisionnel QSS à zinc néonoïde au PALS

Le milieu à gain laser X-UV à zinc néonoïde est produit par une pré-impulsion défocalisée (ligne focale d'une largeur d'environ  $700 \mu\text{m}$ ), arrivant 10 à 50 ns avant le pic de l'impulsion laser principale. Cette dernière impulsion est focalisée plus étroitement par un système optique composé d'une matrice de lentilles cylindriques permettant d'obtenir une ligne focale ayant un profil "Flat-top"<sup>6</sup> d'une largeur d'environ  $100 \mu\text{m}$ . Cette configuration, mise en application par l'équipe laser X-UV du PALS, permet de produire un faisceau laser X-UV de forme ellipsoïdale qui présente une bonne qualité optique et une cohérence spatiale élevée [41].

Le faisceau laser X-UV produit avec la demi-cavité délivre de 4 à 10 mJ par impulsion selon le délai entre la pré-impulsion et l'impulsion laser principale [109]. La durée de l'impulsion est d'environ 100 ps. La divergence du faisceau laser X-UV est de  $3 \times 5 \text{ mrad}^2$  (horizontale  $\times$  verticale) [122].

Le laser X-UV QSS du PALS délivre actuellement le plus grand nombre de photons par impulsion au monde (quelques  $10^{14}$  photons / impulsion). Il est couramment utilisé pour des études scientifiques diverses, de l'irradiation biologique ([19], 4.2 p. 192), la mesure d'opacité de plasmas produits par laser [36], la microscopie interférentielle de surfaces optiques sous champ laser intense [132] à l'ablation X-UV [72]. Nous détaillerons deux applications réalisées au cours ma thèse avec le laser X-UV du PALS (chapitre 5)

<sup>6</sup>plat

Les performances du laser X-UV du PALS en fonctionnement actuellement en république Tchèque

	Laser X-UV QSS (PALS)
longueur d'onde ( $\lambda$ ) [nm/(eV)]	21.2 (58.5)
Énergie ( $E_{SXRL}$ ) [ $\mu$ J]	$4 \times 10^3$
durée de l'impulsion ( $\tau_{SXRL}$ )[ps]	100
cadence [Hz]	$8.5 \times 10^{-4}$
Brillance moyenne ( $\langle B \rangle_t$ ) *	$3 \times 10^{12}$
Brillance pic ( $B_p$ ) *	$3 \times 10^{25}$

\* : [photons/s/mrad<sup>2</sup>/mm<sup>2</sup>/(0.1%bandwidth)]

### 1.3.2 Laser X-UV collisionnel transitoire

Quand une impulsion courte ( $0.5 \leq \tau \leq 10$  ps), irradie un plasma préformé par une impulsion laser nanoseconde, un plasma fortement hors équilibre et transitoire est créé dans lequel une inversion de population peut être réalisée. On peut alors avec l'impulsion longue (de l'ordre de quelques centaines de picosecondes à une nanoseconde) préparer une colonne de plasma contenant des ions multi-chargés dans l'état néonoïde ou nickelloïde. L'impulsion laser courte pompe alors le plasma préformé en chauffant les électrons et entraînant ainsi l'excitation des électrons du niveau fondamental vers le niveau supérieur de la transition laser. L'excitation collisionnelle transitoire fut proposée par Afanas'ev et Shlyaptsev [3]. L'excitation collisionnelle transitoire fut présentée comme apportant les propriétés suivantes :

- L'inversion de population peut être créée à une densité électronique arbitraire et augmente avec la densité électronique.
- Le coefficient du gain est plusieurs fois supérieur à ceux mesurés en QSS, donc moins sensible à la cinétique des populations. Ce schéma fonctionne dans un plasma rapidement ionisé où les processus de recombinaison sont faibles.
- Il n'y a *a priori* pas de restriction quant à la taille du milieu à gain.

Les premiers résultats expérimentaux obtenues par *P. Nickles et al.* [114] ont montré que les gains générés en régime transitoire sont très élevés ( $G \geq 30 \text{ cm}^{-1}$ ) tout en utilisant des lasers de pompe infrarouges d'énergie réduite.

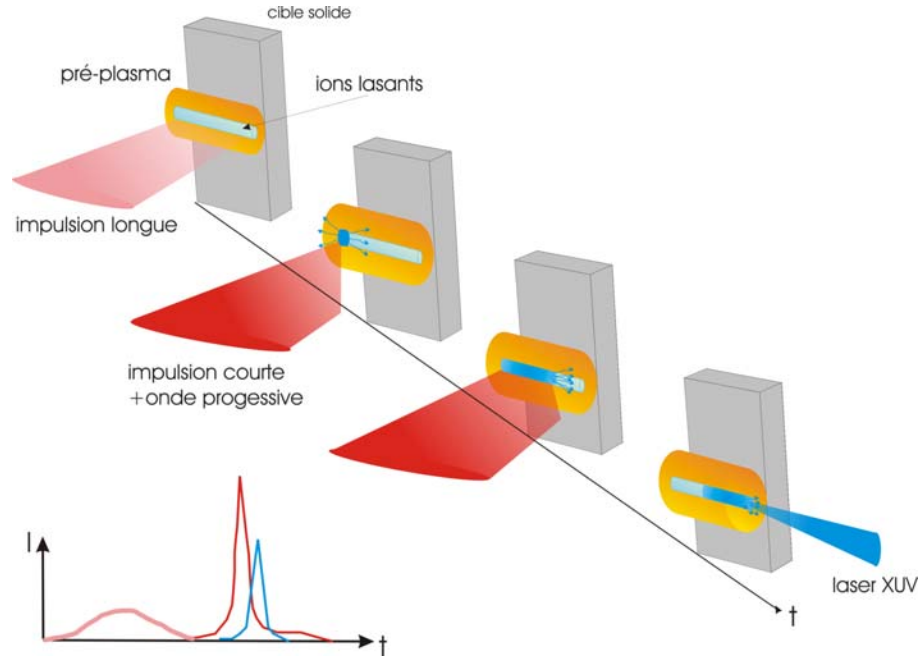


FIG. 1.10 – Diagramme temporel du pompage collisionnel transitoire avec onde progressive. Une impulsion longue crée une colonne de plasma. Le front incliné de l'énergie de l'impulsion courte vient pomper progressivement le milieu

L'inversion de population n'existe qu'à la seule condition que le temps de chauffage des électrons soit bien inférieur au temps d'ionisation du plasma par l'impulsion courte. Ce phénomène observé est le retard à l'ionisation ou le gel de l'ionisation.

La durée du gain généré en régime transitoire [2, 1] est inférieure ( $\leq 10$  ps). La longueur de la colonne de plasma amplificatrice étant souvent de l'ordre de quelques dizaines de millimètres, la durée du gain est alors insuffisante pour que les photons émis au début de la colonne soient amplifiés sur toute la longueur du milieu ( $L = 1$  cm  $\rightarrow$  33 ps). Pour pallier à ce problème, le front d'énergie de l'impulsion courte est tourné d'un angle assurant le pompage synchrone du plasma, c'est à dire se déplaçant "à la vitesse" des photons amplifiés le long de la colonne de plasma. L'expérience [81] et des études analytiques [142] ont montré qu'une vitesse d'onde progressive<sup>7</sup> pour le pompage transitoire devait être proche de la vitesse de la lumière  $c$  (soit une inclinaison du front d'énergie de  $45^\circ$ ) pour maximiser l'énergie extraite. On cherche à faire coïncider la "vague de pompage" de la colonne de plasma avec l'impulsion ASE X-UV, pour une longueur de cible  $L$ , une durée de gain de  $\tau_{gain}$  et une vitesse d'onde progressive de  $(1 + f_{op}) \times c$ , où le facteur de  $f_{op}$  traduit l'écart à une onde progressive de vitesse  $c$ . On

<sup>7</sup>traduction du mot anglais "traveling wave" choisi par opposition au pompage stationnaire le long de la colonne de plasma lorsque le front d'énergie fait un angle nul avec la surface de la cible.



exprime le délai entre l'impulsion ASE XUV et le pompage de la colonne par :

$$\Delta t = \frac{f_{op}}{1 + f_{op}} \cdot \frac{L}{c}$$

pour optimiser l'amplification il faut donc que  $\Delta t \leq \tau_{gain}$ , ce qui entraîne

$$f_{op} \leq \frac{\tau_{gain}}{\frac{L}{c} - \tau_{gain}}$$

où  $f_{op}$  est l'écart à l'onde progressive  $c$ . Grâce à l'utilisation d'une onde progressive, des lasers X-UV collisionnels transitoires ont été démontrés en régime saturé dans le palladium [35] et le titane [74] puis dans de nombreux éléments, Ag, Fe, Ge, Zr...[91]. Par ailleurs, le pompage transitoire en créant de manière séquentielle, le milieu amplificateur et son pompage, a permis d'introduire un nouveau paramètre de réglage : le retard temporel entre le pic de l'impulsion longue et l'impulsion courte. Le délai joue un rôle important dans la préparation du plasma préformé pour avoir une densité d'ions lasants suffisante et des gradients électroniques suffisamment faibles pour permettre la propagation du faisceau laser X-UV sur toute la longueur de la colonne de plasma.

La durée de l'impulsion laser X-UV pompé en régime transitoire a été mesurée de l'ordre de quelques picosecondes [80, 57]. La cohérence temporelle a été mesurée [139, 59] et a permis de révéler une largeur spectrale très fine pour ce type de laser X-UV. En effet, les ions du pré-plasma en régime transitoire sont assez froids  $\sim 20 - 50$  eV et les gains très élevées ce qui implique un fort rétrécissement de la largeur spectrale de la raie laser X-UV. Une image typique du champ proche d'un laser X-UV collisionnel transitoire est représenté sur la figure (fig. 1.11) La cohérence et la qualité spatiale du

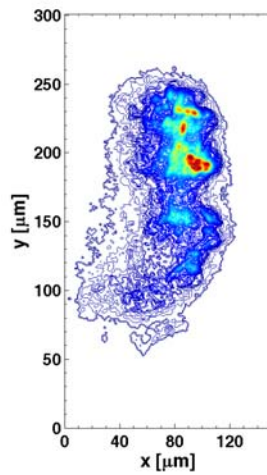


FIG. 1.11 – Image typique d'un laser X-UV collisionnel transitoire (argent nickelloïde, 13.9 nm, LULI/LIXAM 2004)



faisceau produit en régime transitoire restent de qualité médiocre [71] (fig. 1.11). Ceci en raison, d'une part des forts gradients présents dans la zone de gain [117], d'autre part des courtes longueurs de cible utilisés ( $L < 10$  mm). Enfin, il a été montré que la structure du faisceau laser X-UV ASE généré en régime transitoire est constitué d'un ensemble de pupilles incohérentes entre elles et donnant des structures de "speckle" dans le faisceau [58]. Cette propriété est intrinsèque au régime ASE transitoire, en raison de sa grande cohérence temporelle et de sa courte durée d'impulsion. Nous verrons qu'une alternative pour s'affranchir de ce problème est l'injection d'harmoniques laser d'ordre élevé. Depuis la première démonstration, en raison de la réduction de l'énergie des lasers de pompe nécessaire pour produire un laser X-UV collisionnel, en régime transitoire, le développement et la caractérisation de ces lasers X-UV se sont répandus dans de nombreuses universités et instituts de recherche.

Des schémas alternatifs sont apparus pour essayer de résoudre les deux points faibles du laser X-UV généré en régime transitoire collisionnel : la qualité spatiale du faisceau et la cadence de tirs encore trop faible. Nous présentons ici, rapidement les deux évolutions du schéma collisionnel transitoire.

### Pompage longitudinal

Afin d'améliorer l'efficacité du schéma transitoire collisionnel, le pompage en configuration longitudinale fut proposé [87] pour permettre une meilleure superposition entre la distribution spatiale des ions lasants et la zone chauffée par l'impulsion courte afin améliorer les propriétés optiques du faisceau laser X-UV. L'expérience fut d'abord réalisée avec un capillaire de molybdène d'un diamètre de  $450 \mu\text{m}$  et d'une longueur de 2 mm. Deux impulsions, d'une durée de 220 ps et de 0.1 ps respectivement séparées par un délai de 800 ps étaient focalisées à l'entrée du tube capillaire. Une forte émission laser X-UV fut observée à 18.9 nm avec seulement 100 mJ dans l'impulsion courte. Le produit gain longueur fut estimé à 12 et la divergence à 2.6 mrad. [88]

Ce schéma a ensuite été étendu aux cibles solides (fig. 1.12). Une impulsion longue (300 ps,  $I = 1.5 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ ) focalisée sur une cible de molybdène de 2 mm de long crée un pré plasma. L'impulsion courte ( $\tau = 0.5$  ps,  $I = 3 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ ) est focalisée dans le pré plasma parallèlement à la surface de la cible. Le résultat est la production d'un faisceau laser X-UV très collimaté de divergence  $0.34 \text{ mrad} \times 1.2 \text{ mrad}$  dans les directions verticale et horizontale contenant une énergie de  $\sim 27$  nJ [119]. Ce résultat est expliqué par le filtrage des modes spatiaux de l'impulsion de pompe dû à la présence d'un piédestal d'un contraste de  $1 \times 10^{-5}$  créant un canal de densité et de gain dans le plasma. En raison des faibles énergies mises en jeu dans cette configuration de pompage, le laser

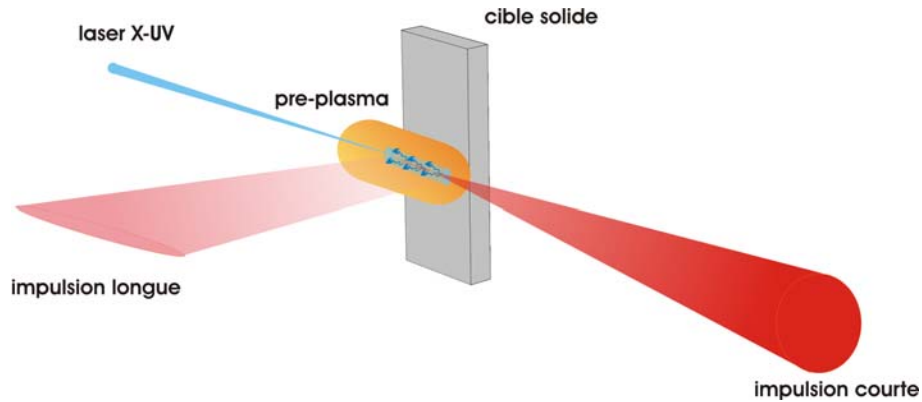


FIG. 1.12 – Représentation schématique du pompage longitudinal. L'impulsion courte est incidente parallèlement à la cible.

de pompe utilisé était un laser Ti :Sa fonctionnant à 10 Hz. Toutefois, ce schéma est difficilement extensible à de plus fortes densités (afin d'extraire plus d'énergie) à cause de la filamentation et des instabilités intervenant dans l'interaction de l'impulsion courte et du pré-plasma. Une proposition pour contrôler le guidage et augmenter la densité a été faite dans la référence suivante [120] en utilisant plusieurs pré-impulsions pour créer le pré-plasma.

### Pompage en incidence rasante

Le pompage en incidence rasante [78] est une évolution de la géométrie du schéma de pompage longitudinal proposée par *R. Keenan et al.* L'impulsion de pompe est focalisée en ligne dans le pré-plasma avec un angle d'incidence très élevée, i. e. rasant à la surface de la cible. Cet arrangement géométrique permet d'utiliser la réfraction de l'impulsion courte dans des régions de densité sous-critique et d'augmenter ainsi le couplage entre la pompe et le pré-plasma.

Ce schéma a fait l'objet d'investigations expérimentales qui seront présentées dans le chapitre 3, où ses spécificités et son fonctionnement seront exposés et étudiés en détails.

Les propriétés des différents laser X-UV collisionnels transitoires sont résumées dans le tableau suivant :

	Transitoire [35, 89, 57]	Longitudinal[119]	GRIP (CSU***)[152]
$\lambda$ [nm/(eV)]	13.9 (89.3) - 18.9 (56.4)	18.9 (65.7)	13.9 (89.3) - 32.6 (38)
$E_{SXRL}$ [ $\mu$ J]	1. - 12.	0.03	0.1 - 1.4
$\tau_{SXRL}$ [ps]	2. -10.	$\sim 5$	5
cadence [Hz]	$8.5 \times 10^{-4}$ - $3.3 \times 10^{-3}$	10	5
$\theta_h \times \theta_v$ [mrad]	$(3.5 - 5) \times (8 - 10)$	$0.34 \times 1.2$	$3 \times 5$
$\langle B \rangle_t$ *	$1.85 \times 10^9$ - $3 \times 10^{12}$	$2.2 \times 10^{14}$	$1.3 \times 10^{13}$
$B_p$ *	$4 \times 10^{23}$ - $1 \times 10^{24}$	$4 \times 10^{24}$	$(0.5 - 1) \times 10^{24}$
$E_{LP}; E_{SP}^{**}$ [J]	3; 5	0.240; 0.15	0.35; 1

\* : [photons/s/mrad<sup>2</sup>/mm<sup>2</sup>/(0.1%bandwidth)] \*\* :  $E_{LP}$  énergie dans l'impulsion longue,  $E_{SP}$  énergie dans l'impulsion courte \*\*\* : CSU : Colorado State University.



# Chapitre 2

## Optimisation du couplage de l'impulsion laser de pompe et du pré-plasma : pompage en incidence rasante

Ce chapitre présente une étape importante et récente dans le développement des lasers X-UV transitoires [18] (1.3.2, p. 28). Nous montrerons que la configuration de pompage en incidence rasante pour l'impulsion laser de pompe dans le schéma transitoire permet d'une part de mieux contrôler la génération du laser X-UV en régime transitoire et d'autre part d'augmenter l'efficacité de génération du laser X-UV collisionnel [78]. L'énergie de pompe nécessaire pour produire un laser X-UV est donc réduite de manière significative et permet alors l'utilisation de systèmes lasers Ti :Sa à taux de répétition élevés (typiquement 5 – 10 Hz). La cadence de tir des lasers X-UV , qui jusqu'alors était d'un tir toutes les 5 à 20 minutes, a longtemps été un obstacle à leurs utilisations comme sources pour la construction de lignes de lumière pour des applications. Cette nouvelle géométrie de pompage ouvre par ailleurs des perspectives intéressantes pour produire des lasers X-UV à des longueurs d'onde inférieures à 10 nm. Enfin avec l'apparition de structures laser X-UV évoluées (injecteur-amplificateur) [158, 151], l'utilisation d'un amplificateur plasma laser X-UV pompé en incidence rasante devrait permettre de s'affranchir des problèmes d'inhomogénéités et de la forte réfraction présents dans la zone de gain d'un laser X-UV en régime collisionnel transitoire (1.3.2, p. 28).

Nous démontrerons que l'angle de rasance de l'impulsion laser de pompe constitue un paramètre crucial de couplage de la pompe au plasma afin de contrôler et optimiser la génération d'un laser X-UV collisionnel transitoire. Nous apporterons des indications

expérimentales permettant de comprendre la nature de cette optimisation.

## 2.1 Principe du laser X-UV collisionnel transitoire pompé en incidence rasante

Le but principal de la recherche sur les lasers X-UV transitoires a été l'amélioration de leur efficacité pour aller vers des systèmes lasers X-UV compacts dit "table-top" [125, 61] pouvant être utilisés de manière réaliste comme sources de lumière facilement accessibles à l'échelle de l'université. Le laser X-UV collisionnel transitoire avec un pompage en incidence normale a permis de générer des impulsions lasers X-UV de durées plus courtes [80] et d'atteindre des longueurs d'onde jusqu'à  $5.8 \text{ nm}$  [137]. Malgré la fiabilité élevée du laser X-UV collisionnel transitoire classique, un obstacle qui doit être surmonté avec ce schéma de laser X-UV, est l'amélioration de la cohérence spatiale et l'homogénéité du faisceau. De fait, ces propriétés sont limitées par la réfraction élevée limitant la longueur effective du milieu à gain utilisé. La réfraction est en partie due à la réduction de la durée des impulsions créant le pré-plasma. Par ailleurs, l'utilisation d'une impulsion de pompe très courte ( $0.4 \text{ ps} \leq \tau \leq 5 \text{ ps}$ ), donc d'intensité élevée, génère des instabilités lors de l'interaction avec le pré-plasma. Une autre difficulté du schéma collisionnel transitoire est l'énergie du laser de pompe requise (de l'ordre de la dizaine de joule) pour générer des gains élevés qui limite le taux de répétition de ce type de laser X-UV à un tir toutes les cinq à dix minutes [112]. Pour finir, bien que les gains simulés dans ce schéma soient très élevés, l'efficacité de conversion (IR-XUV) reste très faible ( $\sim 10^{-7}$ ).

Pour s'affranchir des obstacles inhérents au schéma classique (pompage en incidence normale) du laser X-UV collisionnel transitoire, *R. Li et al.* [87] ont proposé une géométrie de pompage consistant à pomper le plasma longitudinalement, i.e. dans l'axe de génération du laser X-UV (1.3.2). Cette géométrie de pompage a permis d'obtenir [119] un laser X-UV à  $\lambda = 18.9 \text{ nm}$  très collimaté (divergence  $< 1 \text{ mrad}$  avec une taille de source de  $90 \mu\text{m}$ ) avec seulement  $150 \text{ mJ}$  d'énergie de pompe. La cible de molybdène était de  $2 \text{ mm}$  de long. Malgré la combinaison, d'une part d'un pompage dirigé suivant l'axe d'amplification augmentant la longueur de plasma effective sur laquelle le laser X-UV est amplifié, et d'autre part une propagation "guidée" par les gradients de densité générés par le piédestal de l'impulsion courte, cette configuration de pompage a rencontré les problèmes suivants. La forte absorption, la réfraction et les effets d'auto-focalisation rencontrés avec des impulsions lasers très intenses rendent difficile la progression de ce schéma vers des densités plus élevées pour augmenter l'énergie ex-

traite. Par ailleurs, le schéma de pompage s'est révélé être très sensible à la structure du plasma créé et au profil temporel de l'impulsion de pompe.

Une évolution du schéma de pompage longitudinal a été proposée par *R. Keenan et al.* [78], où l'impulsion de pompe est incidente sur la cible avec un angle de rasance de  $13^\circ$ . Cette technique, toujours basée sur le schéma transitoire collisionnel, est dénommée GRIP (Grazing Incidence Pumping). Une première impulsion laser de quelques centaines de picosecondes (LP), focalisée en ligne sur une cible solide en incidence normale, crée une colonne de plasma contenant les ions multi-chargés nickelloïdes ou néonoïdes. La seconde impulsion laser (SP), d'une durée de quelques picosecondes, est incidente sur la cible avec un angle de rasance compris typiquement entre  $10^\circ$  et  $25^\circ$  et chauffe la colonne de plasma par absorption Bremsstrahlung inverse.

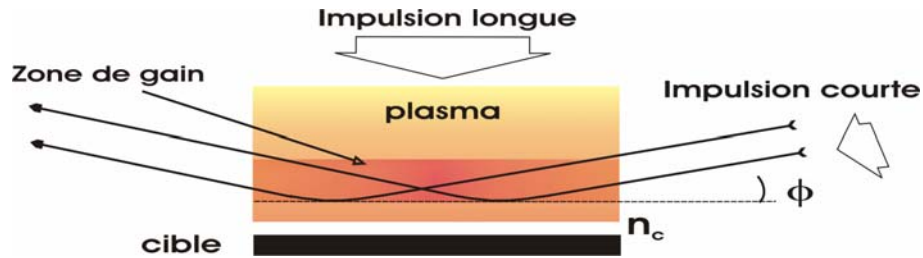


FIG. 2.1 – Schéma de principe du pompage en incidence rasante montrant l'irradiation de la région active du plasma

L'angle d'attaque rasant permet d'assurer une absorption maximale de l'énergie laser dans la région de densité requise. Avec un tel arrangement géométrique, l'impulsion courte va être absorbée sur une plus grande longueur dans la zone active du plasma. Ceci résulte de la réfraction du faisceau laser de pompe dans le plasma qui se comporte comme un milieu à gradient d'indice à cause du gradient de la densité électronique. Comme nous l'avons représentée dans la figure (fig. 2.1), l'impulsion laser de pompe est absorbée à une densité sous-critique et le chemin optique dans la région intéressante du plasma est augmenté, améliorant ainsi la fraction d'énergie laser absorbée. En effet, comme montré précédemment (1.1.3, 10), la densité électronique au périgée est une fonction de l'angle de rasance  $\Phi$  du faisceau laser. Elle est donnée par :

$$n_{e,p} = n_c \cdot \sin^2(\Phi) \quad (2.1)$$

où  $n_c$  est la densité critique pour la longueur d'onde du laser de pompe (1.1.1, 6) et  $\Phi$  l'angle de rasance par rapport au plan de la cible. On peut donc choisir la densité jusqu'à laquelle l'énergie de l'impulsion laser de pompe sera déposée contrairement au schéma transitoire collisionnel où l'énergie de l'impulsion de pompe était absorbée en grande partie à la densité critique  $n_c$ .

De plus, on peut supposer que cette géométrie de pompage évite de trop imprimer les modulations de la densité résultant de l'impression des inhomogénéités du profil spatial de la ligne focale de l'impulsion laser longue. L'excitation collisionnelle étant favorisée par une densité électronique élevée, l'angle optimum de rasance sera donc *a priori* élevé (fig. 2.2) sous réserve que le profil de densité permette une propagation jusqu'à cette densité. En effet, plus on tend vers la densité critique plus les gradients électroniques deviennent importants dans le pré-plasma (voir chapitre 4).

De nombreuses expériences sur le laser X-UV collisionnel transitoire pompé en incidence rasante ont démontré un fonctionnement en régime saturé, notamment pour les raies lasers nickelloïdes à 18.9 nm ( $4d^1S_0 - 4p^1P_1$ ) et à 22.6 nm ( $4f^1P_1 - 4d^1P_1$ ) du molybdène [102, 146] et jusqu'à 11.9 nm [152]. Des fonctionnements à 5 Hz et 10 Hz ont été démontré en utilisant une cible hélicoïdale tournant sur elle même pour fournir une nouvelle position de cible à chaque tir [153].

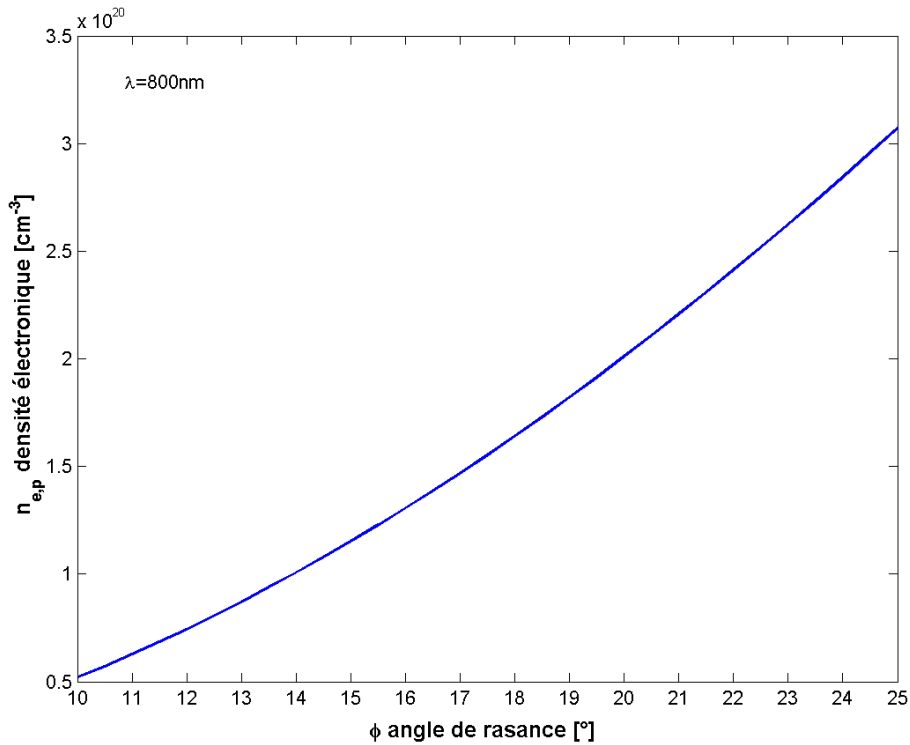


FIG. 2.2 – Evolution de la densité au périgée en fonction de l'angle de rasance pour une densité critique correspondant à  $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$

Cependant jusqu'alors, aucun des travaux publiés ne présentent une caractérisation du milieu laser X-UV en fonction du nouveau paramètre, l'angle de rasance  $\Phi$ , in-



roduit par le pompage en incidence rasante. Nous allons présenter dans le présent chapitre une étude expérimentale de caractérisation du champ proche d'un laser X-UV à molybdène nickelloïde ( $\lambda = 18.9 \text{ nm}$ ) collisionnel transitoire pompé en incidence rasante. Une représentation schématique de l'expérience est donnée par la figure (fig. 2.3). L'expérience a été réalisée par le LIXAM en collaboration avec l'équipe de Claes-Göran Walhström de l'Université de Lund en Suède, l'équipe de Physique des images de Denis Joyeux du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et l'équipe de Thomas Kühl du GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung). Observer le champ proche consiste à imager la pupille de sortie de la colonne de plasma amplificateur avec une haute résolution spatiale, à la longueur d'onde du laser X-UV (fig. 2.3). Ce diagnostic permet d'obtenir une information spatiale suivant les deux dimensions transverses par rapport à l'axe de propagation, intégrée sur la durée de l'impulsion laser X-UV .

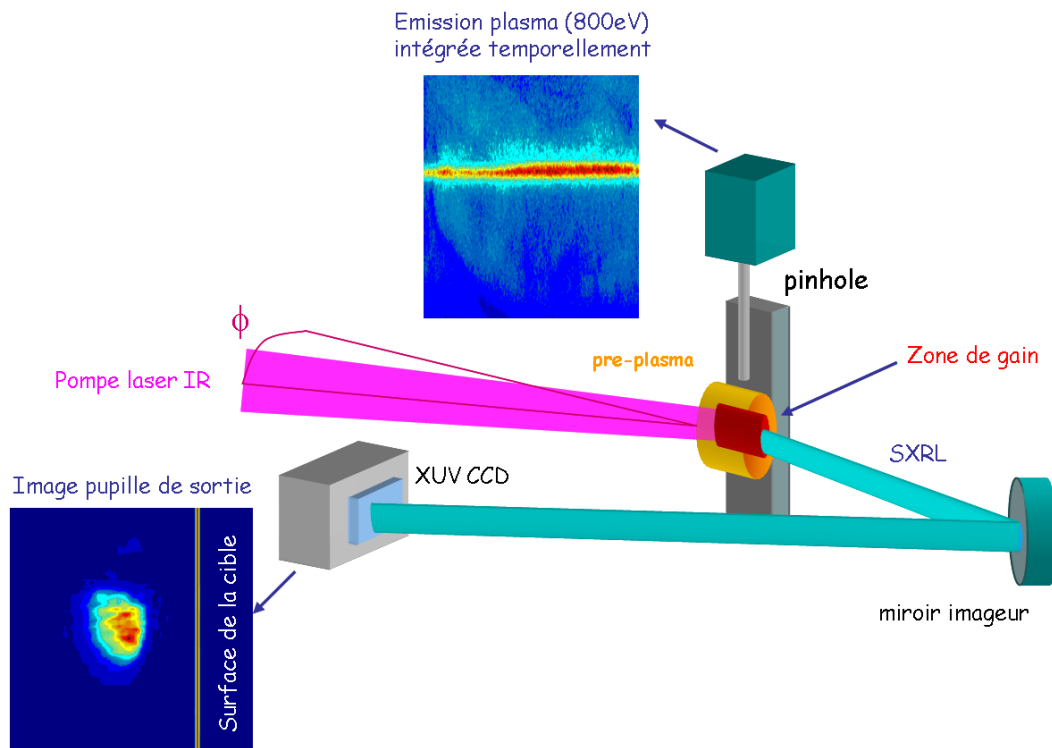


FIG. 2.3 – Schéma du principe de l'expérience : Le paramètre central de l'étude est l'angle de rasance  $\Phi$ . Le miroir imageur image la sortie du milieu amplificateur. Une caméra sténopé X (pinhole) image la zone chauffée par l'impulsion courte.

Une caméra à sténopé X imageant la partie centrale de la colonne de plasma a été installée au cours de cette expérience pour repérer la zone du plasma pré-formé (pré-plasma) chauffée par l'impulsion laser de pompe.

Nous commencerons donc par détailler le laser de pompe utilisé ainsi que les systèmes

optiques de focalisation utilisés. Une description des diagnostics installés, l’imageur X-UV, le spectromètre X-UV à champ plan et enfin la caméra à sténopé X, sera également donnée. La présentation des résultats s’organisera comme suit : l’influence de l’angle de rasance de l’impulsion de courte de pompe sur l’optimisation de la fluence et l’énergie laser X-UV sera d’abord présentée. Nous montrerons ensuite l’impact des conditions pré-plasma sur la forme de la pupille du laser X-UV. En nous basant sur des travaux antérieurs mais également sur des travaux numériques qui seront présentés dans le chapitre 4, nous étudierons l’influence d’une pré-impulsion précédant l’impulsion longue. A partir des empreintes du faisceau laser X-UV réalisées pour des conditions de pré-impulsion optimales, nous donneront une estimation de la cohérence spatiale du faisceau laser X-UV généré. Pour finir, nous essaierons de tirer des informations utiles pour le développement d’une ligne de lumière X-UV haute cadence sur la station LASERIX et l’utilisation d’un tel amplificateur X-UV pour l’injection d’harmoniques d’ordres élevés qui seront discutées dans le chapitre 6.

## 2.2 Présentation de l’expérience

Nous présentons dans cette partie, le laser de pompe infrarouge et les moyens mis en oeuvre pour la mise en forme spatiale et temporelle des faisceaux laser infrarouges. Nous détaillons également les différents instruments de mesure X-UV mis en place pour l’expérience.

### 2.2.1 Laser de pompe du LLC

Le laser du LLC est un laser de classe multi-TeraWatt produisant en routine jusqu’à 1 J en 35 fs à 10 Hz. Le laser est basé sur un oscillateur Ti :saphir à blockage de mode, qui utilise l’effet Kerr optique pour mettre en phase les modes laser. Il émet un train d’impulsions de 80 mégahertz avec une puissance moyenne de 500 mW. Le spectre des impulsions est centré à une longueur d’onde d’environ 800 nm ayant une largeur spectrale d’environ 60 nm. Juste après l’oscillateur, on trouve un *Dazzler*. C’est un modulateur acousto-optique qui permet de modifier la structure spectrale des impulsions (et de même le profil temporel dans la mesure où ils sont liés par l’intermédiaire d’une transformée de Fourier). Il est employé pour compenser la dispersion des ordres supérieurs dans le système laser et compenser le rétrécissement par le gain du spectre dans l’amplificateur régénératif. L’impulsion laser est ensuite envoyée dans l’étireur, qui introduit un ”chirp” (dérive de fréquence) et étire les impulsions jusqu’à une durée de

300 ps avant l'amplificateur. Le premier amplificateur est de type régénératif, une cavité fermée où l'impulsion amplifiée est commutée dans et hors de la cavité avec des cellules de Pockels. Après 15 passages, l'énergie dans l'impulsion passe de quelques nanojoules à quelques millijoules. Deux cellules de Pockels supplémentaires nettoient l'impulsion de l'émission spontanée amplifiée (ASE) et de n'importe quelle pré-impulsion jusqu'à 1.5 ns (limité par le temps de montée des cellules de Pockels) avant l'impulsion principale. Les cellules de Pockels peuvent être synchronisées pour couper le piédestal entre 1.5 et 4 ns avant l'impulsion principale. Le deuxième amplificateur est un amplificateur cinq passages en papillon. Il permet d'atteindre une énergie dans l'impulsion laser de 300 mJ. Puis, l'impulsion est envoyée sur une lame séparatrice. Une partie est recomprimée à l'air et est employée pour des expériences nécessitant jusqu'à quelques TW de puissance laser (génération d'harmoniques d'ordre élevé, rayonnement X). L'autre partie est amplifiée une troisième fois dans un autre amplificateur multipassage jusqu'à 1.6 J. Le cristal dans cet amplificateur de puissance est refroidi par une pompe cryogénée pour éliminer les effets thermiques générés par les cinq lasers verts YAG ( $5 \times 1\text{J}$ ) qui le pompent. Il est possible de contrôler l'énergie dans l'impulsion laser simplement en changeant la quantité d'énergie de pompe totale verte dans le cristal. L'impulsion amplifiée est finalement recomprimée dans un compresseur monté dans une enceinte sous vide, pour éviter que l'impulsion intense ne subisse des effets non linéaires dus à la propagation dans l'air.

Pour la génération d'un laser X-UV haute cadence, la chaîne laser est utilisée dans une configuration légèrement différente. Il faut être capable de faire varier la répartition de l'énergie entre le faisceau dit "long" (LP) qui est en fait l'impulsion laser étirée et la partie du faisceau envoyé dans le compresseur pour être recomprimée à 5 ps (SP). Nous notons pour finir que le contraste de l'impulsion courte n'est pas *a priori* un critère crucial tant que le pied de l'impulsion n'est pas d'un niveau d'intensité suffisant pour modifier la balance d'ionisation du pré-plasma. Les diamètres des faisceaux lasers court et long sont respectivement d'environ  $\sim 50$  mm et  $\sim 20$  mm.

## 2.2.2 Générateur de pré-implusions

Comme nous l'avons annoncé dans l'introduction de ce chapitre, les paramètres du pré-plasma jouent un rôle important dans le fonctionnement des lasers X-U. La présence d'une pré-impulsion de faible intensité précédant l'impulsion longue permet de contrôler les propriétés du pré-plasma. Nous décrivons la méthode choisie pour générer une pré-impulsion.

L'idée est de réaliser un système optique, très souple du point de vue de son utilisa-

tion, permettant d'ajuster le contraste et le retard entre la pré-impulsion et l'impulsion longue (fig. 2.4).

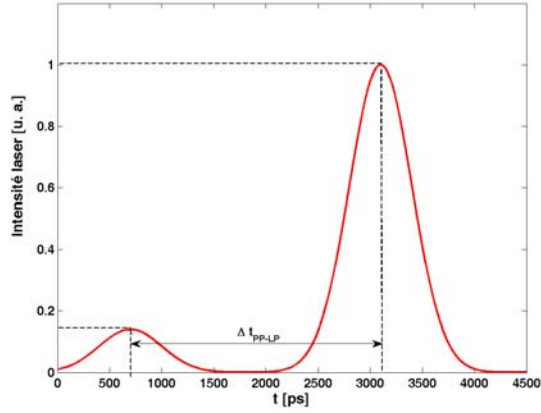


FIG. 2.4 – Illustration du profil temporel de la pré-impulsion et de l'impulsion longue.

Un système composé d'une lame séparatrice a le désavantage d'induire une perte d'énergie non négligeable. Les systèmes de pré-impulsions basés sur le prélèvement avant les derniers étages d'amplifications de la chaîne laser, amènent à transporter le faisceau sur de très longues distances, notamment pour compenser les amplificateurs multi-passages. L'impulsion longue créant le pré-plasma étant étirée, on peut facilement travailler avec des optiques en transmission juste avant le système de focalisation du faisceau laser sans à avoir à modifier le trajet des faisceaux dans la chaîne laser.

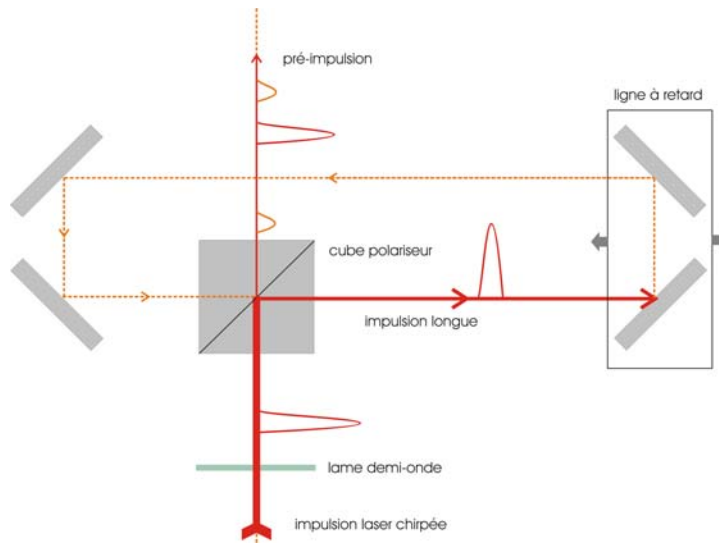


FIG. 2.5 – Schéma du générateur de pré-impulsion utilisé lors de l'expérience au LLC.

Nous avons combiné (fig. 2.5) une lame demi-onde avec un cube polariseur<sup>1</sup> pour réaliser un système compact. La lame demi-onde permet de choisir la répartition de l'énergie entre l'impulsion principale et la pré-impulsion. Une ligne à retard placée entre les deux faces du cube permet d'ajuster le retard. Le plus petit rapport en énergie non nul entre l'énergie dans la pré-impulsion et l'énergie totale dépend de la qualité de la lame demi-onde et du traitement à l'interface du cube. Cette valeur est de 0.07.

Grâce à une photodiode ultra-rapide équipée d'un filtre sélectif à 800 nm et couplée à un oscilloscope 2.5 GHz nous avons obtenu le profil temporel de la séquence d'impulsions laser étirées tir à tir. La photodiode était positionnée pour enregistrer la réflexion parasite du hublot d'entrée dans l'enceinte d'interaction. On définit le contraste en énergie de la pré-impulsion par rapport à l'impulsion longue comme :

$$R = \frac{E_{PP}}{E_{PP} + E_{LP}} \propto \frac{V_{PP}}{V_{PP} + V_{LP}} \quad (2.2)$$

où  $V_{PP}$  et  $V_{LP}$  sont les tensions mesurées à la photodiode. Le contraste est ajusté grâce à la lame demi-onde et contrôlé à la photodiode rapide. Nous introduirons donc deux nouveaux paramètres par rapport aux investigations précédentes menées par l'équipe : le contraste de la pré-impulsion,  $R$ , et le retard pic à pic entre la pré-impulsion et l'impulsion longue,  $\Delta t_{PP-LP}$ . Avec la configuration du générateur de pré-impulsion utilisé, il n'était pas facile de faire varier le retard. En effet, un changement de la position de la ligne à retard entraînait alors un ré-alignement de tout le trajet du faisceau. On trouve en figure (fig. 2.6) le profil temporel qui a été utilisé pour tous les tirs excepté pour les études sur l'influence de la pré-impulsion.

---

<sup>1</sup>Actuellement, pour la station LASERIX, le système a été amélioré avec l'utilisation de deux cubes polariseurs (chapitre 6)

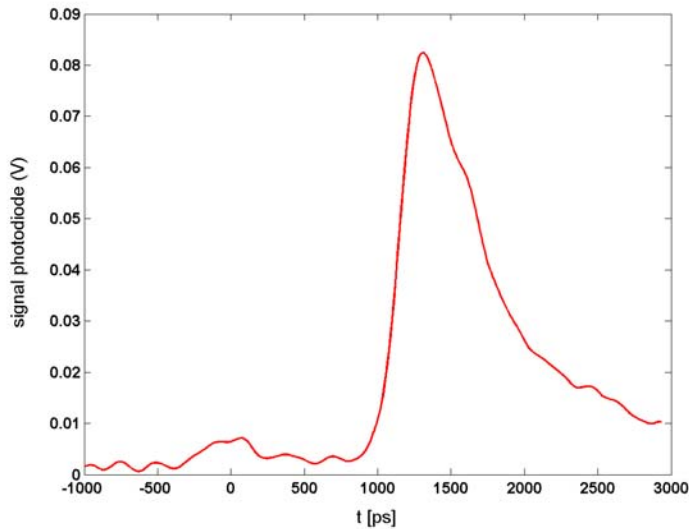


FIG. 2.6 – Profil temporel expérimental de la pré-impulsion ( $t = 0$  ps) et de l’impulsion longue ( $t = 1300$  ps) après le générateur de pré-impulsion.

La synchronisation temporelle des trois impulsions (avec une précision de 30 ps), pré-impulsion, impulsion longue et impulsion courte, a été réalisée en mesurant le signal du rayonnement diffusé à 800 nm sur la cible. Une ligne à retard installée avant le générateur de pré-impulsion permet de compenser le trajet de l’impulsion courte dans le compresseur et de faire varier le retard entre l’impulsion longue et l’impulsion courte sur une durée de 800 ps.

### 2.2.3 Focalisation des faisceaux de pompes

La qualité du laser X-UV généré dépend des systèmes de focalisation utilisés. Il existe de nombreuses configurations différentes (LLNL, LULI, PALS, GSI). Nous présentons ici rapidement les systèmes optiques de focalisation utilisés pour l’impulsion courte et l’impulsion longue au LLC. Pour simplifier la description de l’expérience et la présentation des paramètres, les acronymes *LP* et *SP* se rapportent respectivement à l’impulsion laser longue (300 ps) et à l’impulsion laser courte de pompe (5 ps).

Nous attirerons l’attention sur le système optique utilisé pour focaliser l’impulsion courte. Il repose sur les focales d’astigmatisme d’un miroir sphérique attaqué en incidence oblique. Ce système, non seulement peu coûteux et simple d’utilisation, a le grand avantage de générer une onde progressive intrinsèque proche de  $c$  (célérité de la

lumière dans le vide) contrairement à d'autres systèmes de focalisation [127], où il est nécessaire de jouer sur les réseaux de diffraction du compresseur pour générer une onde progressive à  $c$  (LULI,RAL) ou d'ajouter un élément diffractif (LLNL) dans le système de focalisation [24, 82].

### Focalisation du faisceau étiré

La focalisation de l'impulsion longue et de la pré-impulsion est réalisée par la combinaison classique d'une lentille cylindrique divergente de focale  $f_z = -4$  m et une lentille sphérique convergente de focale 1 m. Ce système optique permet d'obtenir une ligne focale de 6 mm de long, d'une largeur de  $50 \mu\text{m}$  (FWHM) à la meilleure focalisation.

Un des inconvénients de ce système de focalisation est l'apparition de structures dans le profil de la ligne focale (fig. 2.7-b) qui peuvent jouer sur la structure du plasma. Des caustiques se forment dans la tache focale avant le point de meilleure focalisation ("papillon",  $x = -\epsilon$ ) et après ("pointe",  $x = +\epsilon$ ) à cause des aberrations géométriques. On travaillera donc au plus près de la meilleure focalisation en jouant sur le diamètre du faisceau. Pour notre expérience, comme le hublot d'entrée dans l'enceinte était d'un diamètre de 25 mm et le dernier miroir de renvoi placé à mi-chemin (fig. 2.19) entre la cible et et la lentille sphérique, nous avons dû travailler au delà de la position de meilleure focalisation.

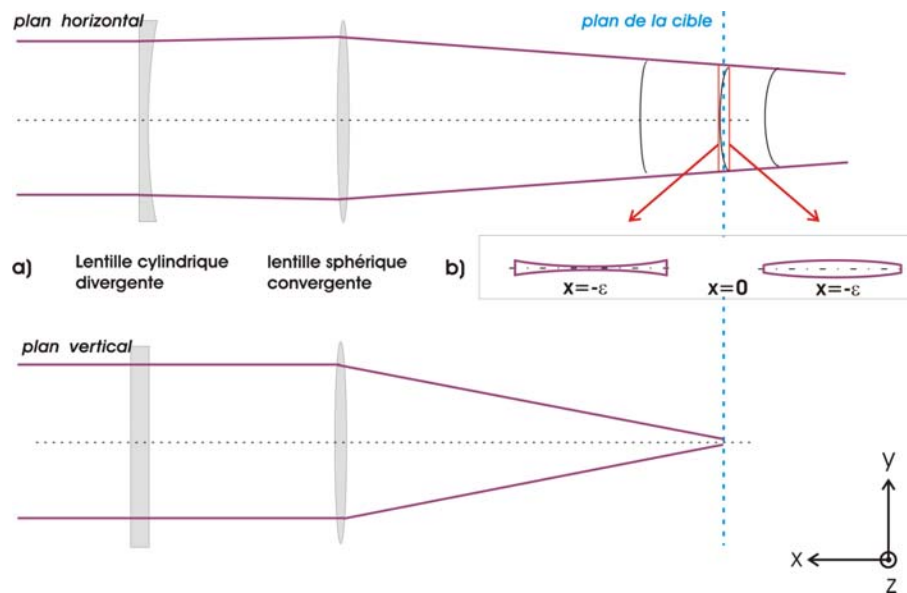


FIG. 2.7 – Schéma des rayons optiques dans le système d'une lentille cylindrique et d'une lentille sphérique.

## Focalisation de l'impulsion laser de pompe et génération d'une onde progressive

**Longueur de la ligne focale** Un des avantages de la configuration du pompage en incidence rasante est la simplicité du système de focalisation. Il est constitué de la combinaison d'un miroir plan et d'un miroir sphérique utilisé en incidence oblique. On peut également utiliser un miroir parabolique "sur l'axe"<sup>2</sup> et incliné. La ligne focale et l'inclinaison du front d'énergie sont créés par l'astigmatisme induit par l'incidence non-normale sur le miroir. Ce système a été comparé en détails dans la thèse de *P. Neumayer* [113] avec le système de focalisation utilisé pour les expériences de génération de laser X-UV transitoire au LULI [57] par le LIXAM. La conclusion est que le système de focalisation basé sur l'astigmatisme permet un dépôt de l'énergie laser et une vitesse d'onde progressive plus homogènes le long de la ligne focale.

On s'intéresse à la ligne focale sagittale qui possède les propriétés géométriques suivantes [75] : elle appartient par symétrie à une droite parallèle à l'axe du faisceau incident sur le miroir sphérique et passant par son centre de courbure. Les positions des deux lignes focales d'astigmatisme, tangentielle ( $L_T$ ) et sagittale ( $L_S$ ) sont données par :

$$\frac{1}{IT} = \frac{2}{R \cos \phi} \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{IS} = \frac{2 \cos \phi}{R} \quad (2.4)$$

où  $R$  est le rayon de courbure du miroir. Si on nomme les deux points extrêmes de la ligne focale  $M'$  et  $M''$ , sa longueur  $L$  (fig. 2.8) est donnée par :

$$L = CM'' - CM' = \frac{R}{2} \left( \frac{1}{\cos \phi''} - \frac{1}{\cos \phi'} \right), \quad (2.5)$$

où  $\phi'$  et  $\phi''$  sont les angles d'incidences extrêmes des deux rayons délimitant le faisceau. Si  $N'$  et  $N''$  sont les intersections de ces deux rayons avec la ligne perpendiculaire à la ligne focale passant par  $C$ , alors :

$$CN'' = R \sin \phi'' \quad (2.6)$$

$$CN' = R \sin \phi' \quad (2.7)$$

en utilisant la même notation :  $CN^{(i)} = R \sin \phi^{(i)}$  et en notant  $D$  le diamètre du faisceau,

---

<sup>2</sup>correspondant au centre de la parabole, par opposition à un miroir parabole hors axe correspondant à la section de la parabole découpée en dehors de l'axe



on en déduit :

$$\sin \phi'' = \sin \phi + \frac{D}{2R} \quad (2.8)$$

$$\sin \phi' = \sin \phi - \frac{D}{2R} \quad (2.9)$$

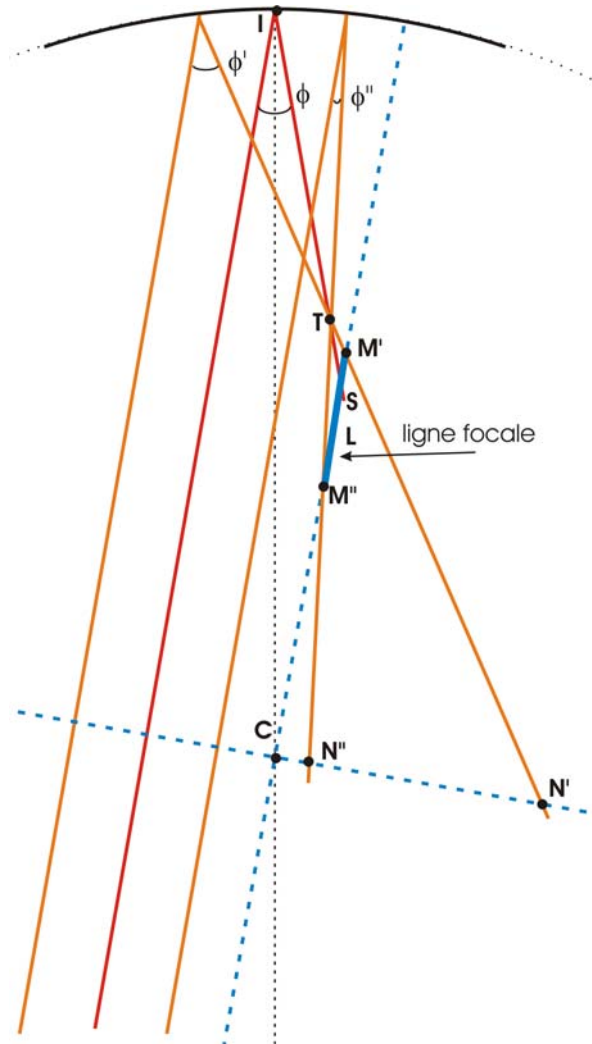


FIG. 2.8 – schéma géométrique de l'utilisation d'un miroir sphérique hors axe

Etant donné que les angles d'incidence sur le miroir sont faibles, on peut exprimer les équations précédentes en fonction du développement limité du cosinus :

$$\cos \phi'' = \sqrt{1 - \sin^2 \phi''} \approx \cos \phi \left(1 - \frac{D \sin \phi}{2R \cos^2 \phi}\right) \quad (2.10)$$

$$\cos \phi' \approx \cos \phi \left(1 + \frac{D \sin \phi}{2R \cos^2 \phi}\right) \quad (2.11)$$

On notera que l'erreur due à la précédente approximation est de l'ordre de  $\frac{D^2}{R^2}$ . Pour un diamètre de faisceau de 50 mm et un rayon de courbure de 1.5 m, on a une erreur de  $1.1 \times 10^{-3}$ , ce qui reste très faible et acceptable. Finalement, en réinjectant les équations (2.10) et (2.11) dans l'équation (2.5), on obtient :

$$L = \frac{D \sin \phi}{2 \cos^3 \phi} \quad (2.12)$$

On remarquera que pour des angles d'incidences élevés, i.e. des angles de rasance sur cibles  $\Phi = 2 \times \phi$  correspondant à une géométrie dite GRIP (typiquement d'après la littérature on parle de GRIP entre  $10^\circ$  et  $25^\circ$ ), la variation de la longueur de la ligne focale est quasiment linéaire. La variation de la longueur de la ligne focale est représentée sur la figure (fig. 2.9)

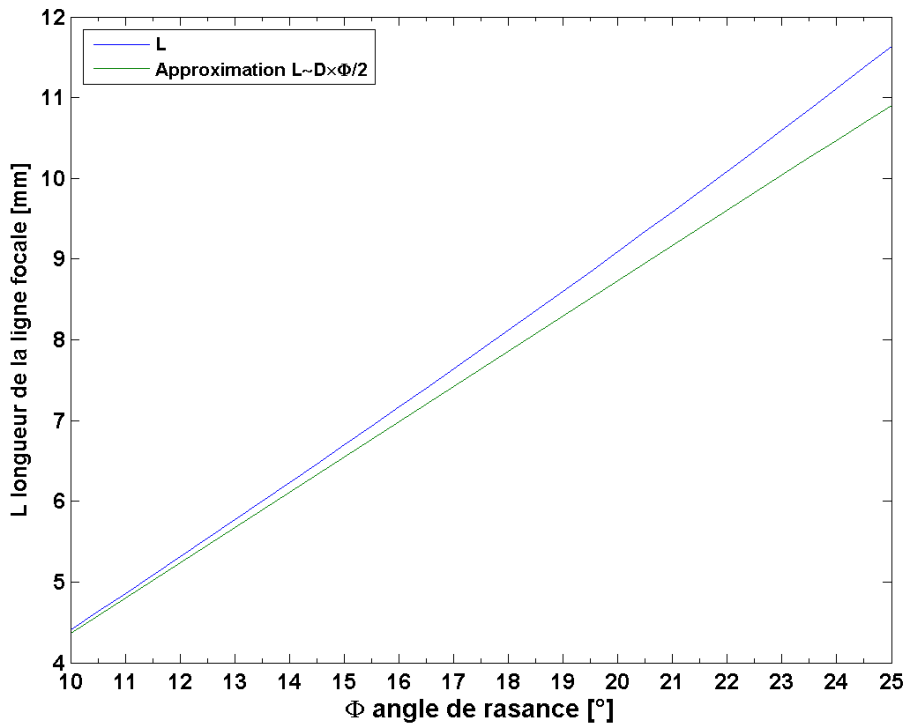


FIG. 2.9 – Longueur de la ligne focale en fonction de l'angle de rasance

**Onde progressive** En calculant la différence de marche des deux rayons extrêmes délimitant le faisceau [75], on a :

$$v(\phi) = \frac{c}{\cos(\pi - 2\phi)} \quad (2.13)$$

En remplaçant par l'angle de rasance  $\Phi$ , on obtient alors :  $v = c/\cos\Phi$ .

La variation de la vitesse de l'onde progressive est représentée en figure (fig. 2.10). On a une vitesse d'onde progressive légèrement supérieure à  $c$ . La variation de l'onde progressive entre les angles de rasance extrêmes considérés dans ce chapitre est de  $\Delta v = 0.055 \times c \sim 1.67 \times 10^7 \text{ m.s}^{-1}$  ce qui est très faible [142]

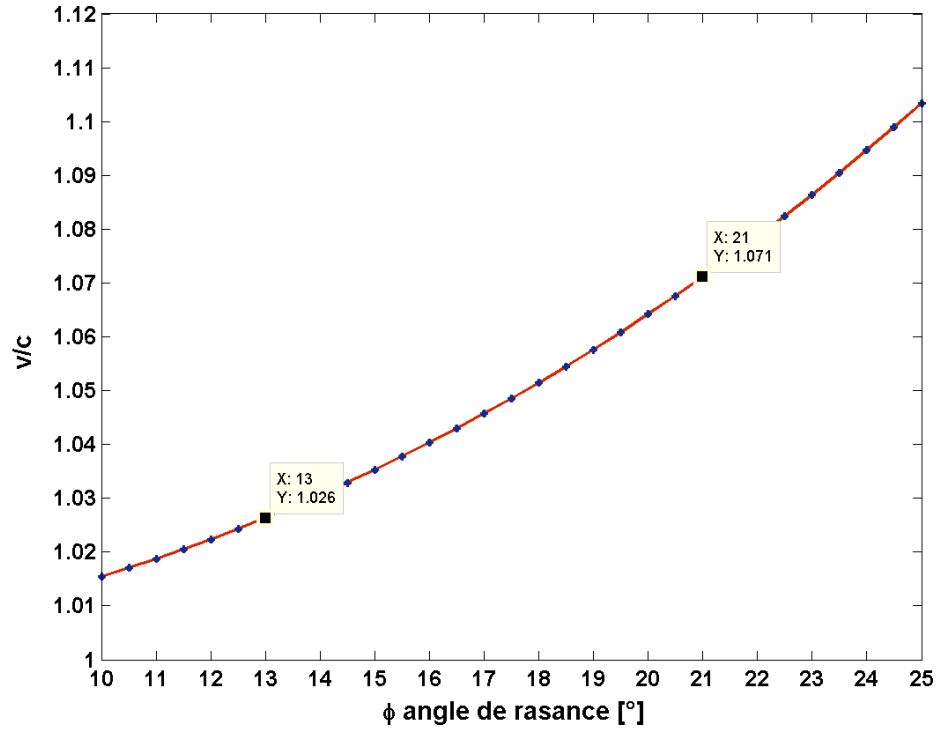


FIG. 2.10 – Vitesse de l'onde progressive exprimée en unité de  $c$  en fonction de l'angle de rasance de l'impulsion de pompe

**Positionnement des miroirs** On peut établir le déplacement du miroir sphérique (et miroir plan à  $45^\circ$ ) à effectuer, en fonction de l'angle d'incidence  $\Phi$  sur le miroir sphérique :

$$\Delta x = \frac{R}{2} \left( 1 - \frac{\cos \phi}{\cos \frac{\phi}{2}} \right)$$

$$\Delta y = \frac{R}{2} \left( \tan \phi - \frac{\sin \phi}{\cos \frac{\phi}{2}} \right)$$

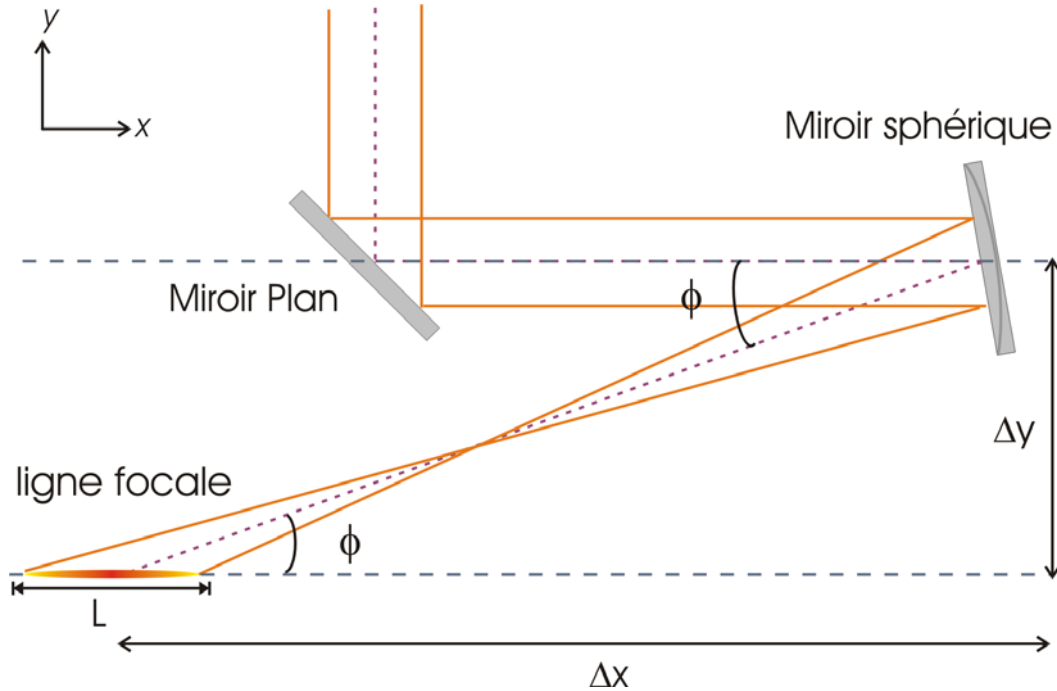


FIG. 2.11 – Schéma expérimental du système de focalisation

Au cours des expériences qui sont présentées ici, le système de focalisation était motorisé pour pouvoir effectuer sous vide les déplacements calculés ci-dessus. Pour finir, nous avons choisi de travailler avec des lignes focales d'une longueur supérieure à la longueur de la cible qui pour toute l'expérience est de 4 mm. Ceci permet d'éviter les effets de bords qui peuvent apparaître.

#### 2.2.4 RILF : Reprise d'Image des Lignes Focales

Nous allons maintenant présenter l'instrument de contrôle et l'alignement des lignes de focales des faisceaux générant le laser X-UV. L'observation des lignes focales est basée sur la reprise de l'image des lignes focales par diffusion du rayonnement laser sur un verre dépoli. Le verre dépoli permet d'atténuer le rayonnement laser mais également de diffuser la lumière. Grâce à un objectif de microscope, on peut imaginer la face avant de la lame de verre dépoli. L'objectif de microscope haute résolution MITUTOYO® 5X utilisé forme une image à l'infini, qu'il est nécessaire de projeter pour obtenir une image réelle. Les tailles caractéristiques sont, pour les lignes focales de l'impulsion longue et courte, de 50 à 150  $\mu\text{m}$  en largeur, par 2 à 10 mm en longueur. Les contraintes pour l'acquisition des profils des lignes focales sont les suivantes : il est nécessaire de prévoir un mouvement motorisé suivant l'axe parallèle à la ligne focale suffisamment important

pour pouvoir passer du RILF à la cible. En général, le système est monté sur le porte-cible et bénéficie donc des motorisations de celui-ci. Les images des lignes focales sont réalisées à bas flux, pour la ligne focale de l'impulsion longue en atténuant le faisceau grâce à des densités optiques et pour l'impulsion courte en diminuant le nombre de lasers de pompe verts sur le cristal Ti :Sa du dernier étage de la chaîne d'amplification. En figure (fig. 2.12) sont représentés les profils typiques tirés des images prises avec le RILF.

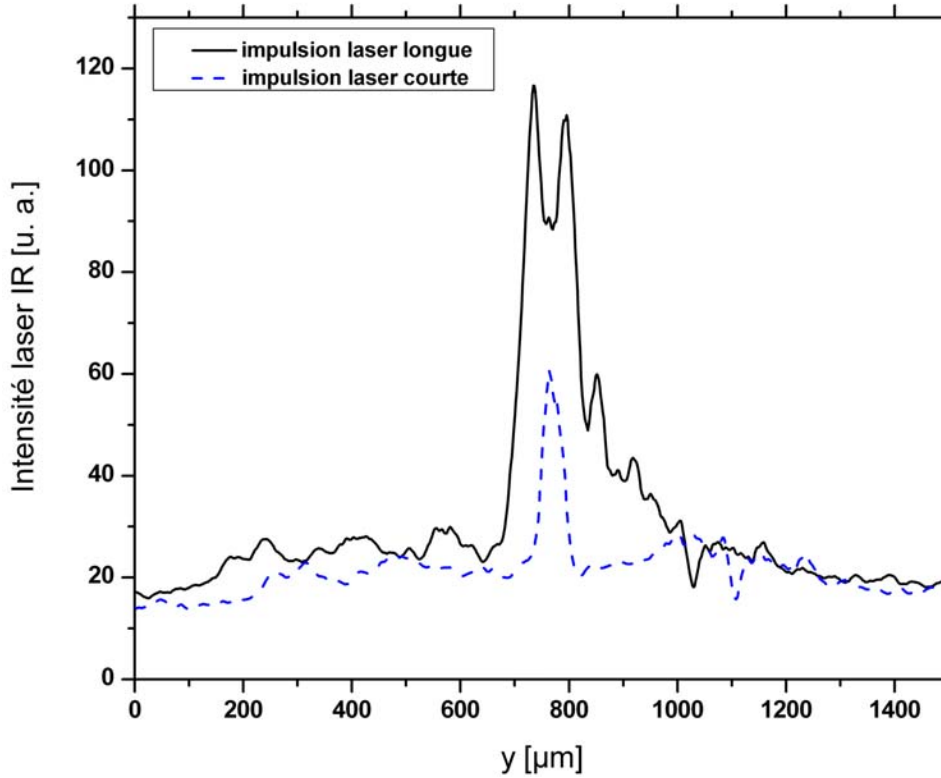


FIG. 2.12 – Profil typique des lignes focales lasers. Le creux au centre du profil de la ligne focale de l'impulsion longue correspond à l'ombre de la marque sur le dépoli servant à l'alignement

Le système permet la superposition des deux lignes focales sur le champ, ici de  $1.8 \times 2.4 \text{ mm}$  avec une précision de l'ordre de  $3 \mu\text{m}$ . Au cours de l'expérience les largeurs des lignes focales de l'impulsion laser longue ( $h_{LP,y}$ ) et de l'impulsion courte ( $h_{SP,y}$ ) ont été ajustées à

$$h_{SP,y} = 54 \pm 6 \mu\text{m} \quad (2.14)$$

$$h_{LP,y} = 72 \pm 7 \mu\text{m} \quad (2.15)$$

Ces valeurs constituent une moyenne de la mesure *a posteriori* des profils des lignes focales enregistrés avant chaque série de tirs. On a pu constater que le diffuseur induit

des structures de hautes fréquences spatiales dans les profils. Ceci constitue la limite actuelle du système d'imagerie des lignes focales dans la mesure où la résolution spatiale des structures du profil spatial du laser est limitée par la taille du grain du diffuseur. L'emploi de nouveaux diffuseurs à grain plus fin devrait améliorer la résolution.

## 2.2.5 Spectromètre champ Plan

Le spectromètre à champ plan est couramment employé pour caractériser l'émission laser X-UV angulairement et spectralement [17, 18]. La pièce centrale de ce dispositif est un réseau holographique à pas variable gravé, de densité moyenne de 1200 traits/mm sur un substrat possédant une courbure sphérique concave ( $R = 7499.1$  mm) (fig. 2.13). Sa surface est recouverte de platine pour augmenter sa réflectivité. Mis au point sur la sortie du plasma, il focalise le faisceau laser X-UV selon la direction verticale ( $y$ ) uniquement. Quelle que soit sa longueur d'onde, le rayonnement dispersé sera toujours focalisé sur un même plan, où sera installé le détecteur. L'axe  $y$  de ce plan (fig. 2.13) sera appelé "axe de dispersion" du spectromètre tandis que l'axe  $z$ , selon lequel le faisceau se propage librement, sera nommé "axe angulaire". L'angle de travail du réseau est  $\theta_r = 3^\circ$ . La distance de l'extrémité de la colonne de plasma au réseau est de  $s = 522$  mm et, est de 250 mm du réseau à la caméra.

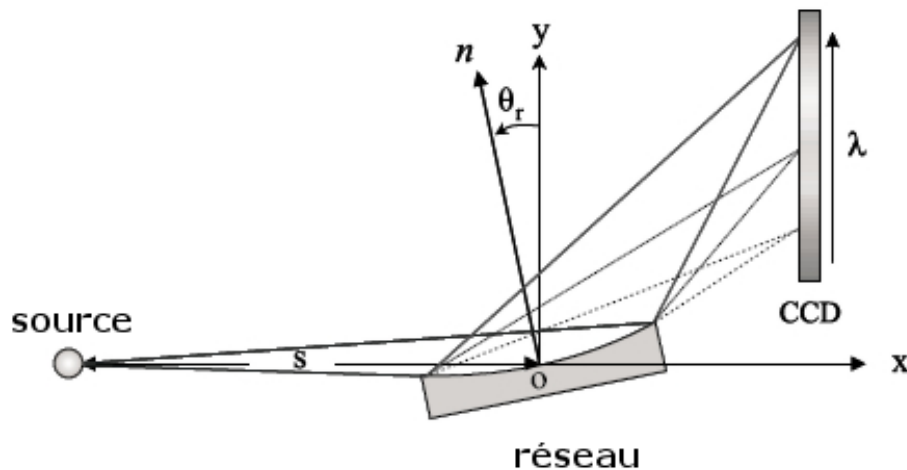


FIG. 2.13 – Schéma d'un spectromètre champ plan

Ce dispositif est précédé par un jeu de filtres et par des fils fins (diamètre de  $50\mu$  m), positionnés entre la source et le réseau dont les positions ont été mesurées au préalable. L'ombre des fils permet de calibrer angulairement le spectromètre. Un spectre de laser

X-UV à molybdène nickelloïde est représenté sur la figure (fig. 2.14). Une raie laser X-UV,  $\lambda = 18.9$  nm, très intense domine le spectre.

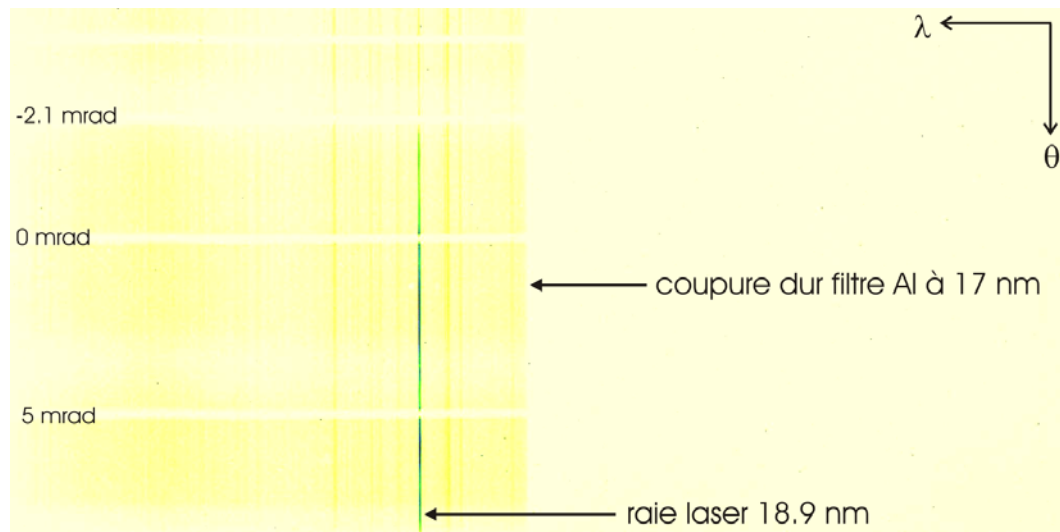


FIG. 2.14 – Exemple d'un spectre résolu angulairement obtenu avec un spectromètre à champ plan.

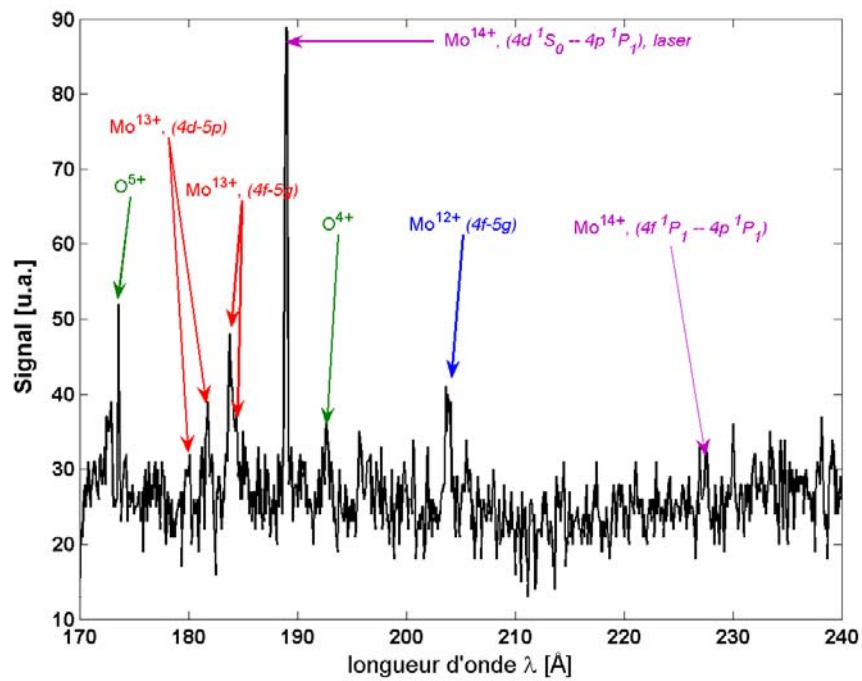


FIG. 2.15 – Coupe du spectre suivant les longueurs d'onde pour  $\Phi = 13^\circ$  et  $\Delta t_{LP-SP} = 560$  ps

Ce diagnostic permet de mesurer la distribution angulaire suivant la direction horizontale de l'émission des différentes raies du plasma et en particulier de la raie laser X-UV. Il permet en outre de mesurer, la divergence et l'angle de réfraction du faisceau laser X-UV. L'angle de déviation mesuré, dû à la réfraction dans la colonne de plasma, est de 2.7 mrad pour ce spectre. Dans la mesure où la distance  $s$  entre le plasma et le réseau est fixée (fig. 2.13), on ne peut pas utiliser le spectromètre X-UV à champ plan combiné avec le miroir imageur qui image la sortie du milieu amplificateur (fig. 2.3).

Nous avons donc seulement enregistré des spectres pour un angle de rasance de l'impulsion laser de pompe de  $13^\circ$ . Toutefois, les spectres enregistrés donnent des informations intéressantes sur l'état d'ionisation du plasma. La présence de raies correspondant aux transitions  $4d - 5p$  et  $4f - 5g$  dans l'ion  $\text{Mo}^{13+}$  et  $4f - 4p$  dans l'ion  $\text{Mo}^{14+}$  nous donne une indication sur le niveau d'ionisation du plasma. Nous n'avons pas eu accès à la gamme spectrale où se trouvent les raies de résonances de l'ion nickelloïdes  $\text{Mo}^{14+}$  donc nous n'avons pas pu déterminer son abondance. On peut par contre estimer que l'état d'ionisation nickelloïde ( $\text{Mo}^{14+}$ ) a été atteint pour une intensité de l'ordre de  $\approx 3 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ . Ce diagnostic nous a permis *a posteriori* de déterminer l'évolution de l'intensité du laser X-UV en fonction du nombre de tirs effectués pour une même position de cible (2.8, p.106).

## 2.2.6 Imageur X-UV

Le système d'imagerie X-UV que nous avons utilisé a été conçu et réalisé par l'équipe "Physique des Images" du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO). La pièce optique, est un morceau d'un miroir sphérique présentant un défaut corrigeant l'astigmatisme, poli par le groupe "Surfaces et Composants Optiques". Sa focale est  $f = 500.13 \text{ mm}$  et sa pupille est rectangulaire (8mm x 8mm). Nous allons brièvement discuter les deux phénomènes qui peuvent limiter la résolution spatiale du système imageur.

- **Diffraction** : Si l'instrument est parfaitement stigmatique, la résolution spatiale de l'instrument sera ultimement limitée par la diffraction. Une onde sphérique émise par un point objet sera diffractée par la pupille de l'optique de diamètre fini  $a$ . La figure de diffraction dans le plan image aura un diamètre qui, reporté dans le plan objet, déterminera la résolution spatiale  $r$  :

$$r = \frac{\lambda D}{a}$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde,  $a$  le diamètre de l'optique et  $D$  la distance de travail. Dans notre cas, le miroir sphérique est employé pour réaliser une image avec un



facteur de grandissement optique important. La distance de travail  $D$  est donc peu différente de la distance focale  $f$ . Dans ces conditions, en ne tenant compte que de la diffraction, la résolution spatiale de l'imageur X-UV est égale à  $r = 1.70 \mu\text{m}$  dans le plan objet.

- **Aberrations** : Les aberrations géométriques du dispositif peuvent limiter la résolution du dispositif à une valeur supérieure à celle donnée par la diffraction. Le miroir employé est un miroir sphérique utilisé sous une incidence oblique d'angle  $i$ , la résolution est alors dégradée par l'aberration d'astigmatisme. Comme nous l'avons vu plus tôt (2.2.3, p. 44), un miroir sphérique utilisé en incidence oblique focalise en deux points différents suivant que l'on se trouve dans le plan sagittal ou tangentiel. On peut montrer que le disque de moindre diffusion autour du point image possède un diamètre (reporté dans le plan objet) de l'ordre de  $ai^2/2$ , avec  $a$  la dimension de la pupille du miroir imageur. Dans notre cas, l'angle d'incidence est de  $1^\circ$  (17 mrad) sur le miroir, le cercle de moindre diffusion est alors de  $4.3 \mu\text{m}$ . Pour corriger cet effet, et revenir à la résolution spatiale souhaitée, les miroirs imageurs sont asphérisés. L'asphérisation consiste à modifier la forme de la surface du miroir sphérique afin de rendre les distances focales associées aux différents rayons des deux plans les plus proches possibles. Une surface de miroir torique, qui correspond en fait à l'asphérisation cylindrique d'une sphère, possède des rayons de courbure différents dans les plans tangentiel ( $R_t$ ) et sagittal ( $R_s$ ). Si  $R_t$  et  $R_s$  sont tels que  $R_t \cos(i) = R_s / \cos(i)$ , on peut obtenir une distance focale sagittale égale à la distance focale tangentielle. Une telle surface ne corrige toutefois pas l'aberration de coma. On montre que l'asphérisation optimale de la surface est celle qui transforme la surface sphérique en une surface ellipsoïdale. C'est la forme qui a été retenue pour réaliser un des miroirs imageurs utilisé par l'équipe "Laser X et Application" du LIXAM à  $\lambda = 13.9 \text{ nm}$  pour la microscopie interférentielle de plasma.

Le miroir utilisé au cours de cette expérience (fig. 2.16), est un miroir sphérique présentant un léger défaut dont l'équipe "Surfaces et Composants Optiques" s'est servi pour corriger l'astigmatisme. En effet, la métrologie du substrat sphérique indique qu'il s'apparente assez bien à un tore dont les axes seraient parallèles aux faces latérales. L'écart entre le meilleur tore calculé sur une pupille de  $12 \times 12 \text{ mm}$  et la surface mesurée est de  $1 \text{ nm}$ . La différence entre les deux rayons de courbure principaux est de  $1/2700 \text{ m}^{-1}$ . Pour une déviation horizontale, le cylindre corrige parfaitement l'astigmatisme de champ correspondant à un angle de  $1.1^\circ$ .

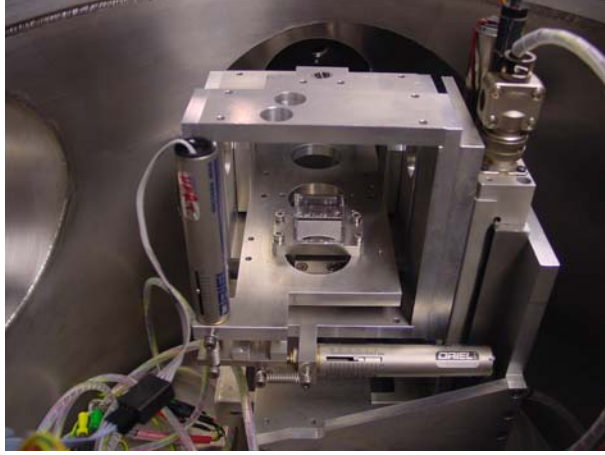


FIG. 2.16 – Miroir asphérique sur son support motorisé, développé par le LCFIO.

Un revêtement multicouche Mo :Si a été déposé sur la surface pour augmenter sa réflectivité de façon sélective à la longueur d’onde du laser X-UV ( $\lambda_{SXRL} = 18.9 \text{ nm}$ ) [56]. Ce dépôt multicouche est constitué d’une succession de 25 couches de Mo :Si de 9.9 nm d’épaisseur. La rugosité est estimée à 0.3 nm. La réflectivité du miroir avec ce traitement atteint 50% à  $\lambda = 18.9 \text{ nm}$  pour  $1^\circ$  d’angle d’incidence (fig. 2.17). L’image de la pupille de sortie du laser X-UV est enregistrée sur une caméra X-UV, amincie et rétro-éclairée (ANDOR® BX-440,  $10^6$  pixels, 16-bit). Pour des raisons d’encombrement de la salle d’expérience (fig. 2.19), un miroir multicouche Mo :Si plan est utilisé pour renvoyer le faisceau vers la caméra avec un angle d’incidence de  $67.5^\circ$ . La réflectivité de ce miroir plan atteint les 50% dans ces conditions.

Les distances caractérisants le système optique sont :

$$OA = 56.6 \text{ mm}$$

$$OA' = 4280 \text{ mm}$$

où  $OA$  est la distance du bord de sortie de la cible au miroir et  $OA'$  la distance du miroir à la caméra X-UV. A partir des formules de conjugaison bien connues :

$$OA = f \cdot \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (2.16)$$

$$OA' = f \cdot (1 + \gamma) \quad (2.17)$$

avec un grandissement  $\gamma = 7.6$  dans le plan image. On obtient ainsi une résolution spatiale de  $1.7 \mu\text{m}$ , limité par la taille des pixels carrés de  $13 \mu\text{m}$  de côté. La lumière visible ambiante et émise par le plasma est arrêtée grâce à un jeu de filtres en aluminium placés entre le dernier miroir et la caméra X-UV (fig. 2.19, p. 59)

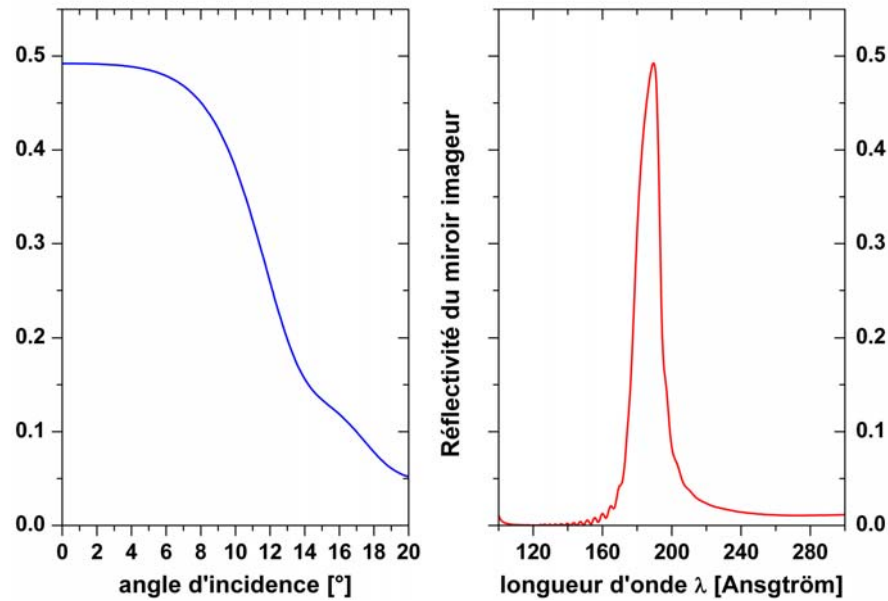


FIG. 2.17 – Réflectivité du miroir imageur en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde

### 2.2.7 Imagerie de la zone chauffée du pré-plasma par sténopé

Pour caractériser la zone chauffée du pré-plasma par l'impulsion laser de pompe infrarouge nous avons installé une caméra sténopé regardant le plasma par le haut et réalisant une image de l'émission X du plasma suivant l'axe de la détente ( $x$ ) et l'axe de propagation du laser X-UV ( $z$ ) sur un champ de  $375 \mu\text{m} \times 1500 \mu\text{m}$ .

La caméra à sténopé X est constituée d'un barillet motorisé sous vide contenant des trous de taille variant de  $10 \mu\text{m}$  à  $20 \mu\text{m}$ , qui réalisent une image sur une caméra CCD amincie et rétro-éclairée X Andor (*DO-420(22)BN*)  $1024 \times 256$  composées de pixels d'une taille de  $26 \mu\text{m}$  de côté. Un tel arrangement donne un grandissement variable sous vide allant de  $8\times$  à  $27\times$ .

Comme nous nous intéressons ici à l'imagerie de la zone chauffée du pré-plasma par l'impulsion laser de pompe, une combinaison de filtres de polypropylène d'épaisseur  $1 \mu\text{m}$  et d'une feuille d'aluminium de  $0.2 \mu\text{m}$  permet de filtrer le rayonnement du plasma et de sélectionner une bande d'énergie autour de  $500 \text{ eV}$ .

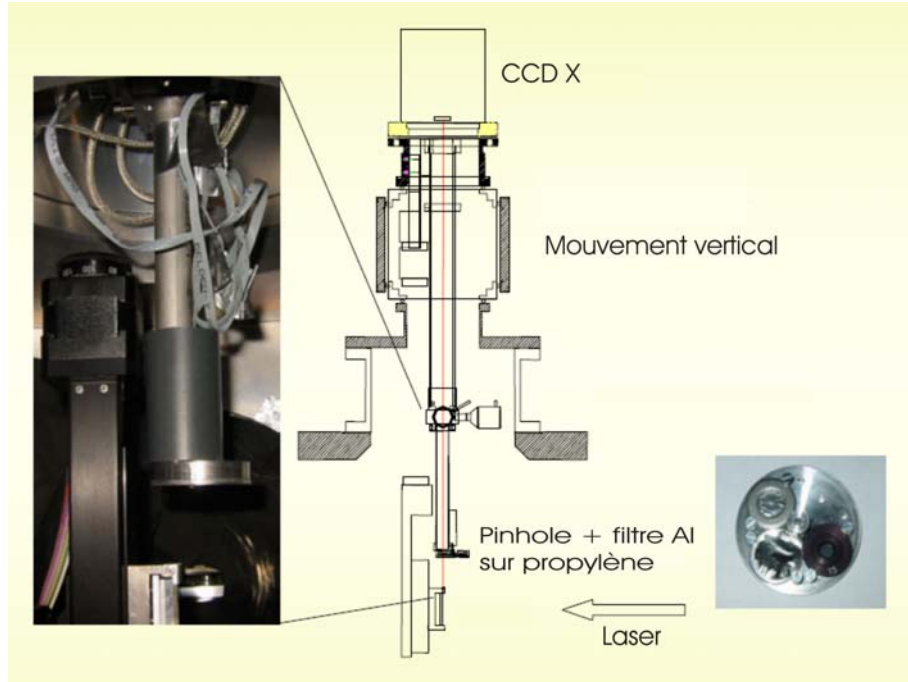


FIG. 2.18 – Caméra sténopé vue de coté et implémentation vue de coté (schéma aimablement communiqué par B. ZIELBAUER)

La précision de la détermination de la position de la zone chauffée atteint  $10\ \mu\text{m}$ . Toutefois, nous n'avons pas pu repérer de manière suffisamment précise la surface de la cible, essentiellement à cause la faible dynamique du système.

## 2.2.8 Récapitulatif des paramètres de l'expérience

Le schéma de l'expérience dans son ensemble est présenté dans la figure suivante (fig. 2.19). Nous avons utilisé une cible de Molybdène de 4 mm de large et 50 mm de long. L'usinage de la surface a été effectué par un procédé mécanique de rectification qui fait apparaître des stries suivant l'axe vertical (voir 2.8, p. 106). La rugosité estimée par le fournisseur est de  $2\ \mu\text{m}$ .

Dans les expériences de génération de laser X-UV en pompage en incidence rasante effectuées auparavant, le miroir sphérique focalisant l'impulsion courte, était réglé pour un angle fixe. La cible est tournée sur elle-même pour changer l'angle d'incidence de l'impulsion courte sur la cible. En première approximation, la différence de chemin optique est alors de  $\delta r \approx L/2 \times \delta\Phi$  entre les bords du faisceau. Cette géométrie induit de plus une augmentation de la ligne focale sur les bords de la cible et peut induire des

diminutions du gain en fin de milieu amplificateur.

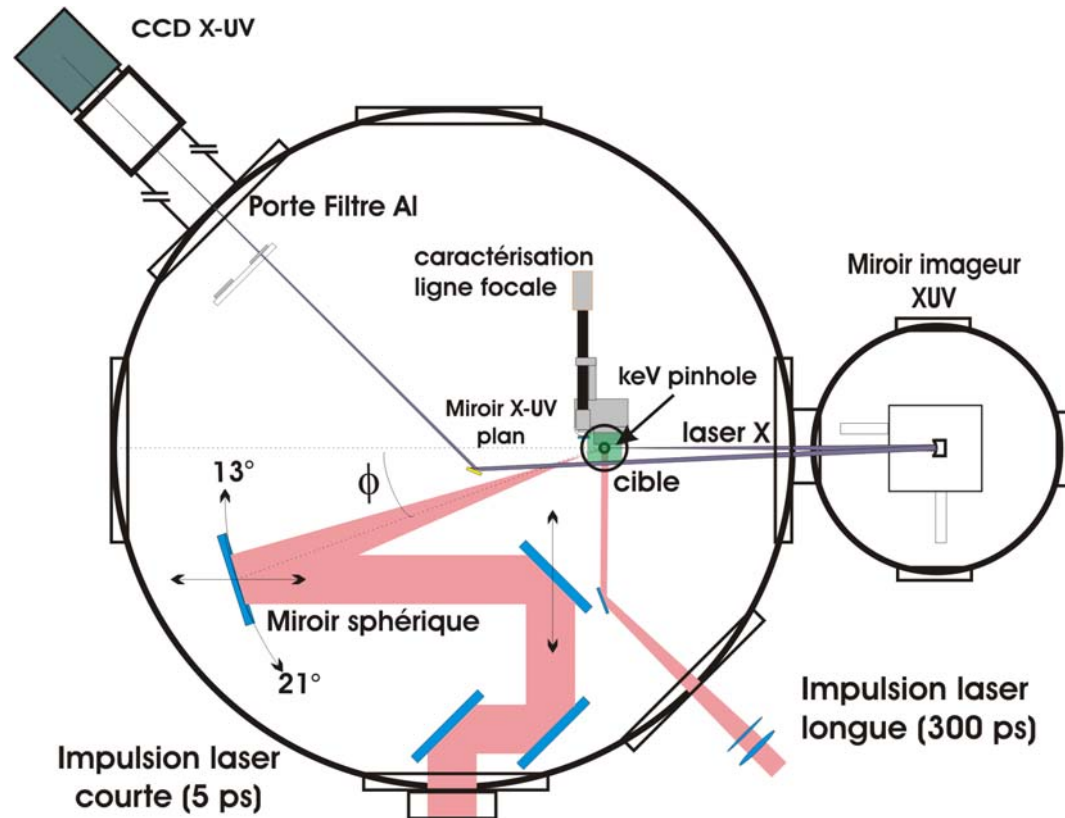


FIG. 2.19 – Schéma de l'enceinte expérimentale vue du dessus. Le trajet des faisceaux longs (pré-impulsion et impulsion longue) arrivent par la droite en incidence normale. L'impulsion courte est incidente sur la cible avec une angle de rasance variant de  $13^\circ$  à  $15^\circ$  focalisé par un miroir sphérique. Le RILF permet de caractériser et régler les lignes focales laser dans le plan de la cible. Le laser X-UV est émis du côté droit de la cible. Le miroir imageur fait l'image du laser X-UV à la sortie de la colonne de plasma sur une CCD X-UV.

Cette configuration a par ailleurs un autre inconvénient. En effet, il est évident que pour l'installation d'un diagnostic d'imagerie haute résolution, il est nécessaire que la cible reste en position fixe. Pour cette étude nous avons mis en place des supports de miroirs de focalisation motorisés sous-vide, de manière à pouvoir changer l'angle de rasance de l'impulsion courte en gardant la **cible fixe**. Les paramètres laser utilisés sont résumés dans le tableau (tab. 2.1).

	Pré-impulsion (PP)	Impulsion longue (LP)	Impulsion courte (SP)
$\Phi$ (°)	$\sim 90$	$\sim 90$	13-21
$\tau$ (ps)	300	300	5
E (mJ)	35	500	580
$h_z$ (mm)	6	6	5 - 9
$h_y$ ( $\mu\text{m}$ )	72	72	54
I ( $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ )	$2.7 \times 10^{10}$	$3.8 \times 10^{11}$	$2.4 - 4.3 \times 10^{13}$
$\Delta t_{PP-LP}$ (ps)	1300		
$\Delta t_{LP-SP}$ (ps)		100 - 900	

TAB. 2.1 – Paramètres des faisceaux lasers

## 2.2.9 Principe et détails de l’analyse des images X-UV

L’imagerie de la pupille de sortie de la colonne de plasma amplificateur se révèle un diagnostic très utile pour l’étude de la distribution spatiale de l’énergie dans la source laser X-UV en fonction des paramètres de génération. L’énergie contenue dans le faisceau laser X-UV peut être estimée de manière à partir de l’image de la pupille enregistrée par la caméra CCD XUV calibrée. En effet, toute l’énergie contenue dans le faisceau laser X-UV est collectée par le miroir imageur. A partir d’une telle image (fig. 2.20), en plus de l’énergie du faisceau, on tire les informations suivantes :

- L’énergie intégrée, notée  $E_{SXRL}$
- La distribution spatiale de l’énergie dans la pupille.
- La taille verticale de la source  $L_y$ , obtenue en intégrant le profil vertical sur la largeur horizontale (FWHM).
- La taille horizontale de la source  $L_x$ , obtenue en intégrant le profil horizontal sur la largeur verticale (FWHM).
- La fluence moyenne exprimée comme  $F_{SXRL} = E_{SXRL}/(L_x \cdot L_y)$ .
- La distance entre la surface de la cible repérée en imageant le plasma généré uniquement par l’impulsion longue (et en utilisant la grande dynamique de la caméra). Nous présentons un exemple typique, d’image de la pupille du laser X-UV (fig. 2.20).

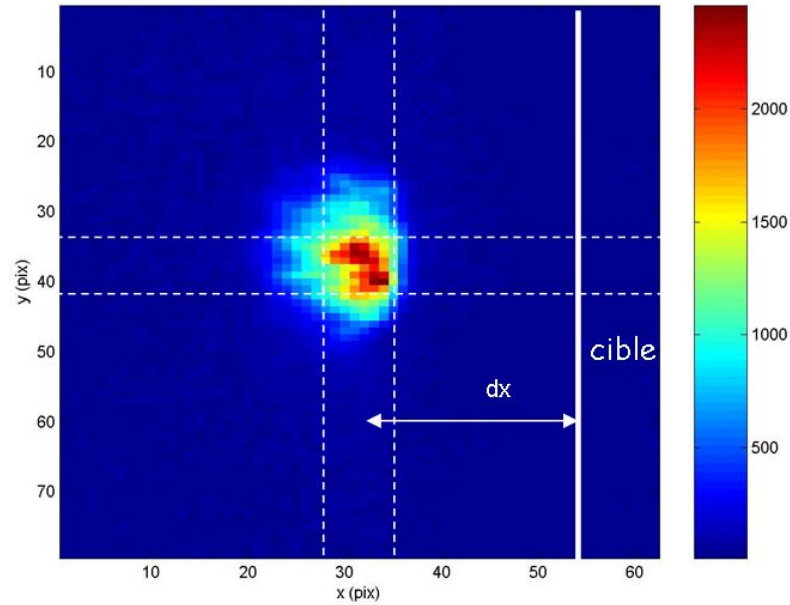


FIG. 2.20 – Exemple de champ proche du laser X-UV à molybdène nickelloïde pompé en incidence rasante. Un pixel =  $1.7 \mu\text{m}$

**Estimation de l'énergie du laser X-UV** On calcule l'énergie à partir du "nombre de coups" enregistrés par la caméra X-UV. Le niveau d'éclairement dans un pixel de la caméra CCD X-UV, ou "nombre de coups", prend des valeurs comprises entre 0 et 65535 (caméra 16 bits). Le passage de  $N$ , nombre de coups intégrés dans l'image, à l'énergie contenue dans le faisceau laser X-UV,  $E_{SXRL}$ , est obtenue par la relation suivante, après soustraction du fond<sup>3</sup>

$$E_{SXRL}(J) = \frac{N}{T \cdot R_1 \cdot R_2} \cdot \gamma \cdot h\nu \quad (2.18)$$

où  $T$  est la transmission des filtres d'aluminium utilisés et  $R_i$  sont les coefficients de réflectivité des deux miroirs multicouches utilisés. Le facteur  $\gamma$  mesurée sur synchrotron est un facteur de conversion prenant en compte l'efficacité de conversion photons/électrons de la caméra CDD X-UV pour la longueur d'onde du laser X-UV. Au cours de cette expérience, nous avons utilisé des filtres d'aluminium d'épaisseur :  $1 \mu\text{m}$ ,  $2 \mu\text{m}$ ,  $3 \mu\text{m}$  et  $6 \mu\text{m}$ , dont la transmission en fonction de la longueur d'onde est tracée sur la figure (fig. 2.21(a)). L'aluminium s'oxydant très vite, il faut prendre en compte la couche d'oxyde formée sur chaque face du filtre. Différentes études ont montré que

<sup>3</sup>Pour les mesures effectuées avec des filtres de moins de  $4 \mu\text{m}$ , la sélectivité du second miroir multicouche n'étant pas suffisante, une partie de l'émission du plasma était imagée.



la couche d'oxyde formée est d'environ 7.5 nm [79, 77]. La transmission d'une double couche d'oxyde d'aluminium (alumine  $Al_2O_3$ ) est représentée en figure (fig. 2.21(b)). On prendra en compte ce facteur atténuation lors de calculs d'estimation de l'énergie dans le faisceau laser X-UV. L'énergie d'un photon  $h\nu$  à  $\lambda = 18.9$  nm. est de 65.64 eV.

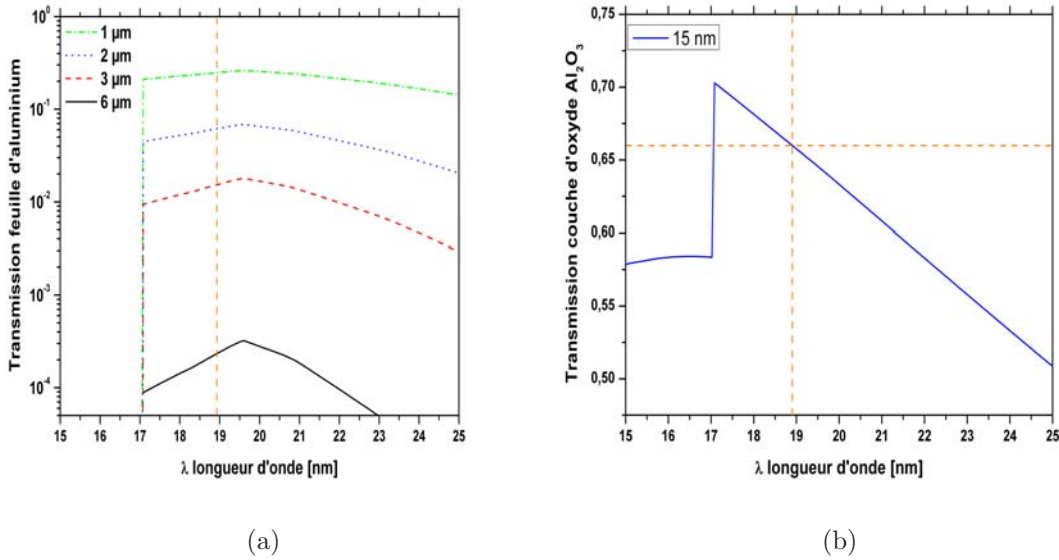


FIG. 2.21 – a) Transmission des filtres d'aluminium pour différentes épaisseurs donnée par le CXRO (Center for X-ray Optics, <http://www-cxro.lbl.gov>) b) Transmission d'une couche de 15 nm d'alumine.

Enfin, il est important de noter que dans les sections suivantes, les barres d'erreur représentées sur toutes les courbes qui suivront sont des barres d'erreurs statistiques, elles correspondent à la déviation standard sur une série de dix mesures au moins.

**Informations physiques sur le laser X-UV** Chaque paramètre mesuré, nous renseigne sur les propriétés du milieu actif de la colonne de plasma. Plus particulièrement, les paramètres suivants :

- La distance à la surface de la cible,  $dx$ , va nous donner une indication de l'endroit à laquelle se trouve la zone de gain, aux effets de la réfraction près du laser X-UV dans le milieu. Les empreintes de faisceaux que nous avons réalisés à  $\Phi = 19^\circ$ , montrent que la déflexion moyenne du faisceau laser X-UV suivant l'axe  $x$  (fig. 2.22) est de l'ordre de  $0.3 \pm 0.3\text{mrad}$ . On pourra donc considérer que la réfraction suivant l'axe  $x$  est faible pour  $\Phi = 19^\circ$ .



- La surface de la pupille du laser X-UV,  $L_x \times L_y$ , est liée aux dimensions de la zone active (gain) de la colonne de plasma et à la réfraction du faisceau le long de la colonne de plasma. Les dimensions de la zone active sont elles liées, à la surface sur laquelle est absorbée l'impulsion laser de pompe, et à la distribution spatiale d'ions nickelloïdes dans le plan transverse  $(x, y)$ .
- La fluence moyenne dans la pupille du laser X-UV,  $F_{SXRL}$ , nous donne une indication sur la densité d'émetteurs dans la colonne de plasma. En effet, la fluence moyenne de sortie  $F_{SXRL}$  est proportionnelle à  $F_{sat}$  et  $g \times L$ . où  $F_{sat}$  est la fluence de saturation qui dépend de la nature de la raie laser et de la température des ions émetteurs par le biais de l'effet Doppler et de la densité électronique par le biais de l'élargissement collisionnel. Le coefficient de gain est  $g$  et  $L$  est la longueur du milieu amplificateur. La fluence de saturation peut être considérée comme constante (sous réserve que la température des ions ne varient pas trop). A titre indicatif, pour avoir un ordre de grandeur, une estimation théorique donne  $F_{sat} \approx 0.7 \text{ J.cm}^{-2}$ <sup>4</sup>. La section efficace d'émission stimulée pour la transition (4d-4p, J=0–1) de l'ion molybdène nickelloïde prise pour ce calcul est de  $9.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  en prenant en compte uniquement l'élargissement dû à l'effet Doppler ( $T_i = 40 \text{ eV}$ ). Ceci reste une estimation, la force d'oscillateur est extrapolée de la référence [126] et les processus d'élargissement autre que l'effet Doppler ne sont pas pris en compte. Notons pour la discussion qu'un  $g \times L \approx 18$  a été mesurée au cours de l'expérience, signe d'un régime de fonctionnement à la saturation.

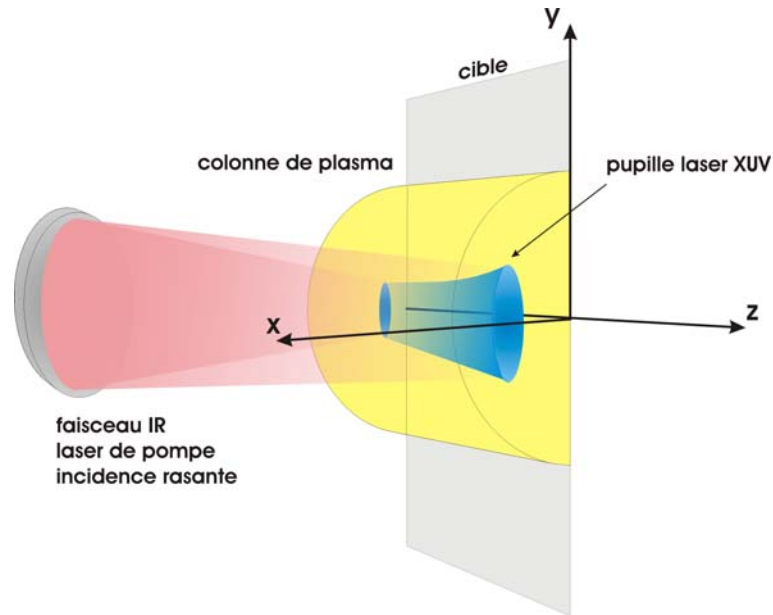


FIG. 2.22 – Illustration en perspectives de la géométrie de la colonne de plasma

<sup>4</sup>Si on regarde dans la bibliographie, les calculs d'intensité de saturation fait avec XRASER donne des valeurs comprises entre  $1.7 - 3.5 \text{ GW.cm}^{-2}$  [89]

### Comparaison de l'influence de la réfraction en géométrie d'incidence normale et rasante

En ce qui concerne les considérations sur la réfraction, la géométrie du pompage en incidence rasante nous amène à reconsidérer l'importance des effets de la réfraction sur le faisceau laser X-UV et sur le faisceau laser de pompe. En incidence normale, le faisceau laser infrarouge de pompe dépose son énergie sur une distance suivant l'axe  $y$ , d'environ  $\approx 20 \mu\text{m}$  au voisinage de la densité critique (cette distance dépend de la longueur de gradient de densité électronique dans la région sous-critique). Les gradients dans cette région sont généralement élevés, typiquement entre  $10^{23} \text{ cm}^{-4} \leq \nabla_x n_e \leq 10^{25} \text{ cm}^{-4}$ . La déflexion que subissent les rayons du faisceau laser de pompe est proportionnelle au gradient, à la longueur d'onde et à la distance parcourue dans le gradient,  $L$  :

$$\theta \propto \nabla n_e \times L^2 \times \lambda^2$$

Les rayons du faisceau laser X-UV dans le cas de l'incidence normale sont réfractés dans la région sous critique, au voisinage de la densité critique du plasma sur toute la longueur du milieu. Dans la région très proche de  $n_c$ , les gradients de densité importants défléchissent le faisceau en dehors de la zone de gain. La réfraction a un impact important sur la propagation du faisceau laser X-UV dans le milieu à gain pour le pompage en incidence normale.

Dans le cas du pompage en incidence rasante, l'énergie de l'impulsion laser de pompe est déposée à des densités plus faibles, inférieures à  $n_c/6$  dans notre cas. Par contre, il se propage sur une plus grande distance dans le pré-plasma. Si on suppose que le laser de pompe est absorbé sur une largeur  $w$  suivant  $Ox$ , la longueur moyenne d'absorption suivant  $Oz$  est d'environ  $2w/\sin \Phi$ . Le faisceau laser X-UV se propage alors dans une région de plus faible densité du plasma et donc *a priori* de moindre gradient. La réfraction est donc plus importante pour le laser infrarouge de pompe dans le cas de l'incidence rasante que dans le cas d'un pompage en incidence normale.

En gardant à l'esprit les paramètres définis ici, nous allons maintenant présenter les résultats expérimentaux obtenus. Au cours des discussions et de l'analyse des résultats présentés, nous utiliserons un support numérique à la discussion, basé sur des simulations hydrodynamiques bidimensionnelles du pré-plasma réalisées avec le code *ARWEN* (voir chapitre 4.2.5). Ces simulations sont réalisées avec un élément différent, le fer, mais avec les conditions laser de l'expérience. Nous nous servons de ces simulations pour donner des informations utiles sur la forme de la distribution spatiale de la densité du pré-plasma uniquement. Nous nous attacherons donc à essayer de comprendre et d'illustrer des variations ou comportements de la distribution spatiale de densité du pré-plasma.

## 2.3 Angle de rasance comme paramètre de couplage

Nous allons étudier ici l'influence de l'angle de rasance de l'impulsion de pompe,  $\Phi$  sur le fonctionnement du laser X-UV. Nous avons pour cela fixé le retard entre l'impulsion laser longue et l'impulsion laser de pompe à :

$$\Delta t_{LP-SP} = 400 \text{ ps}$$

Ce retard correspond au retard optimum mesuré pour la plupart des angles de rasance mesurés. Les autres paramètres lasers sont fixes et correspondent à ceux donnés dans le tableau (2.1).

La courbe (fig. 2.23) représente l'énergie intégrée du laser X-UV ( $E_{SXRL}$ ) et la distance entre le centre de la pupille de sortie du laser X-UV et la surface de la cible ( $dx$ ), pour différents angles de rasance  $\Phi$ . La fluence dans la pupille du laser X-UV en fonction de l'angle  $\Phi$  est représentée en figure (fig. 2.24). La première constatation est l'existence d'un maximum en énergie et en fluence du laser X-UV pour un angle  $\Phi$ . On notera tout d'abord, que l'énergie et la fluence augmentent de manière très significative avec l'angle. On passe d'une énergie laser X-UV d'environ 100 nJ pour un angle de rasance de la pompe  $\Phi = 15^\circ$  à une énergie laser X-UV de plus de 3  $\mu\text{J}$  pour un angle  $\Phi = 19^\circ$ . On observe une variation du même ordre de grandeur pour la fluence,  $F_{SXRL} \approx 0.02 \text{ J.cm}^{-2}$  pour  $\Phi = 15^\circ$  et  $F_{SXRL} \approx 0.33 \text{ J.cm}^{-2}$  pour  $\Phi = 19^\circ$ . A titre indicatif, nous avons également fait des mesures pour un angle de rasance de  $\Phi = 13^\circ$  dont le niveau d'énergie était de l'ordre de 50 nJ. Les mesures sont très bruitées car nous avons brûlé un miroir sur le trajet du faisceau laser long (LP) au cours de cette série de mesure et ne sont donc pas représentées ici.

Par ailleurs, étant donné les valeurs de la fluence, on peut supposer que le laser X-UV est en régime saturé ou proche de la saturation pour les angles de  $17^\circ$  à  $21^\circ$ . Pour  $\Phi = 15^\circ$ , étant donné l'énergie extraite, le gain est certainement plus faible comme nous allons l'expliquer.

Pour des angles plus élevés que  $\Phi = 19^\circ$ , le signal laser X-UV chute jusque 0.5  $\mu\text{J}$  pour  $\Phi = 21^\circ$ . La fluence du laser X-UV diminue également jusqu'à 0.07  $\text{J.cm}^{-2}$ .

Ces constatations expérimentales faites, rappelons que les propriétés de la colonne de plasma amplificatrice sont fixées principalement par l'impulsion longue (ou combinaison de l'impulsion longue et de la pré-impulsion) et, par l'absorption de l'impulsion laser de pompe. Le processus dominant dans l'absorption de l'énergie de l'impulsion laser de pompe est le processus d'absorption par Bremsstrahlung inverse (BI) (1.1.3, p. 10) qui

dépend de la densité et de la température du pré-plasma. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le coefficient d'absorption linéique  $\kappa$  associé au BI est donné par :

$$\kappa = \frac{K_0(T_e)}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} \cdot \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2 \quad (2.19)$$

où  $K_0(T_e) \propto T_e^{-3/2}$ . On écrit l'intensité de l'impulsion courte absorbée  $I_{abs} = I_0 \cdot e^{-\kappa \cdot r}$  où  $r$  est le chemin parcouru par l'impulsion courte dans le plasma. On voit donc que, plus la densité sera élevée, plus l'absorption sera élevée. Comme nous l'avons vu en introduction de ce chapitre, l'énergie de l'impulsion laser de pompe est absorbée jusqu'à la densité du point de rebroussement (ou périgée) du faisceau de pompe définie par :

$$n_{e,p} = n_c \cdot \sin^2(\Phi) \quad (2.20)$$

On remarquera, d'après les deux équations précédentes, la dépendance en  $\sin(\Phi)^3 / \cos(\Phi)$  du coefficient  $\kappa$  à la densité du point de périgée. En tenant compte de ces lois simples, on peut essayer de comprendre le comportement des courbes (fig. 2.23, 2.24).

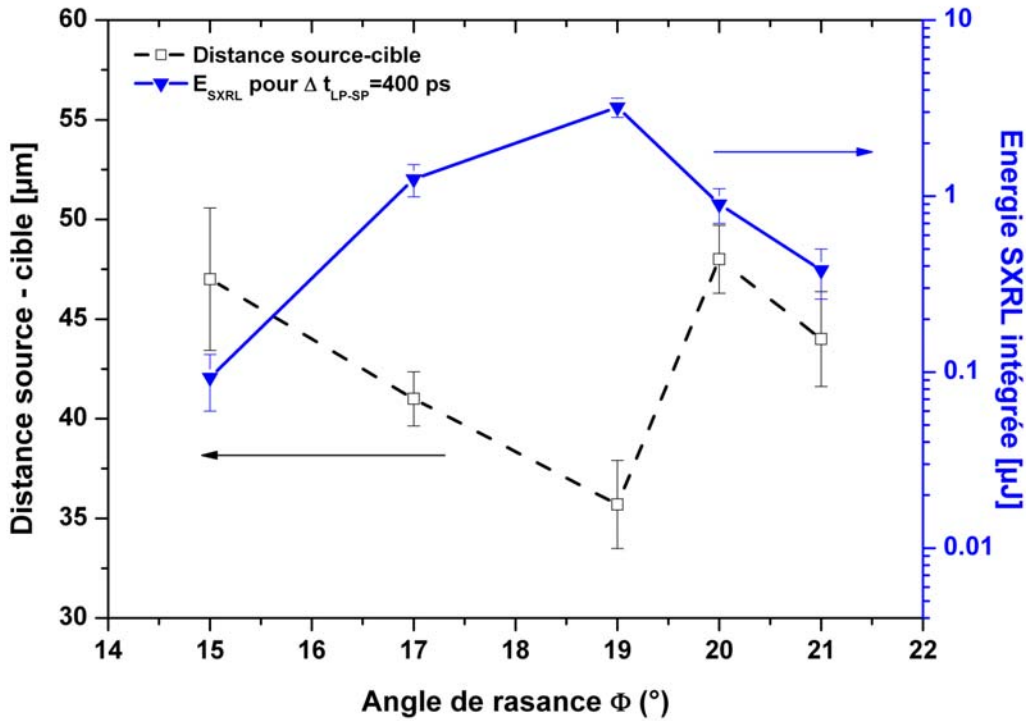


FIG. 2.23 – A gauche : distance  $dx$  à la cible en fonction de l'angle GRIP. A droite : énergie laser X-UV en fonction de l'angle GRIP

Intéressons nous tout d'abord à la variation du signal laser X-UV de  $\Phi = 15$  à  $19^\circ$ . Nous avons représenté sur la figure (fig. 2.23) la distance entre le centre de la pupille de

sortie du laser X-UV et la surface de la cible. On constate que la distance à la surface de la cible diminue de  $dx \approx 47 \mu\text{m}$  pour  $15^\circ$  à  $dx \approx 35 \mu\text{m}$  pour  $19^\circ$ . Ceci peut apparaître tout à fait logique dans la mesure où le laser de pompe pénètre plus profondément dans le profil de densité du plasma au fur et à mesure que l'angle augmente.

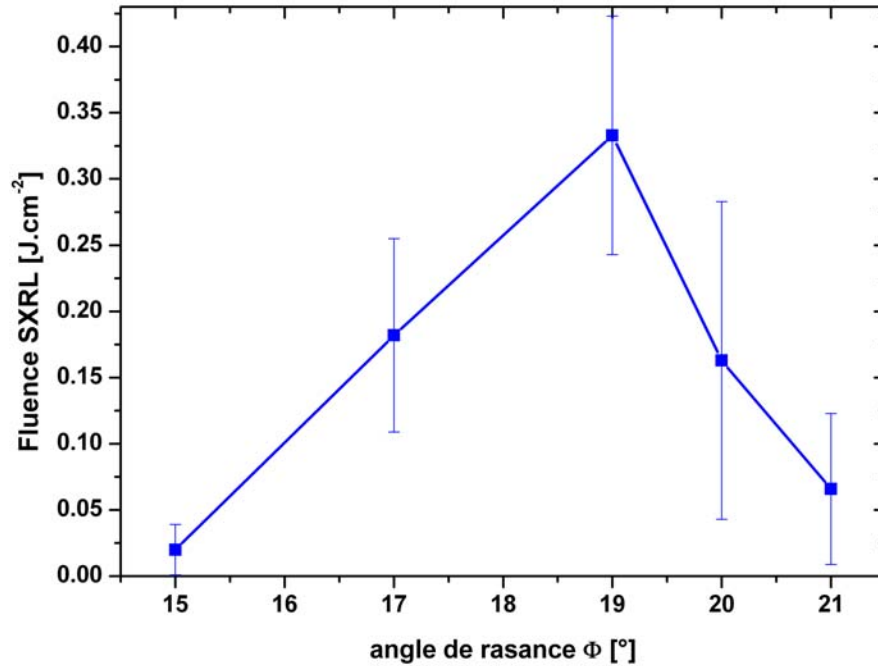


FIG. 2.24 – Fluence moyenne  $F_{SXRL}$  dans la pupille du laser X-UV en fonction de l'angle GRIP

Lorsque l'angle  $\Phi$  augmente la densité jusqu'à laquelle l'énergie du laser de pompe est absorbée augmente, cette densité correspondant à celle du point de rebroussement. On calcule ainsi les densités  $n_{e,p}$  pour chaque angle :

$\Phi$ [°]	$n_{e,p}$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]
15	$1.15 \times 10^{20}$
17	$1.47 \times 10^{20}$
19	$1.82 \times 10^{20}$
20	$2.01 \times 10^{20}$
21	$2.21 \times 10^{20}$

Pour cette variation de  $\Phi$  la fluence et l'énergie augmentent. L'effet de la densité électronique semble donc important. Le coefficient d'absorption du plasma augmente et donc la température des électrons du plasma résultant du chauffage par l'absorption

collisionnelle est plus élevée. Par ailleurs, si la densité électronique augmente également, la fréquence de collision électron-ion qui nous intéresse ici dans l'excitation des ions par les électrons pour réaliser l'inversion de population, va également augmenter.

Jusqu'ici nous avons uniquement basé notre discussion sur la densité électronique sans tenir compte de la possible variation de la densité d'ion nickelloïdes. Toutefois, on remarquera que le gain dans le plasma, d'un point de vue certes simpliste, dépend linéairement du nombre d'émetteur, donc de la densité d'ions nickelloïdes. Par ailleurs, le gain dépend de la densité électronique de manière non-linéaire comme suit  $g \propto n_e \times e^{-E_{02}/k_b T_e}$  avec  $T_e \propto a(n_e^2 \cdot r)^{2/3}$  et  $E_{02}$  l'énergie nécessaire pour pomper les ions nickelloïdes de l'état fondamental à l'état excité supérieur de la transition laser X-UV. On peut donc supposer que l'effet de la densité électronique est dominant tant que la densité d'ions nickelloïdes ne varie pas trop.

Si on s'intéresse maintenant à la partie des courbes correspondant à la variation de l'angle de rasance de  $\Phi = 19^\circ$  à  $21^\circ$ , la distance du centre de la pupille de sortie du laser X-UV à la surface de la cible,  $dx$ , croît. La distance  $dx$  varie de  $35 \mu\text{m}$  pour  $\Phi = 19^\circ$  à  $45 \mu\text{m}$  pour  $\Phi = 21^\circ$ . Dans un même temps, on observe comme noté précédemment une forte diminution de la fluence pour cette variation d'angle  $\Phi$ . On constate que la diminution de l'énergie laser X-UV est deux fois plus importante que celle de la fluence. Nous verrons par la suite que la taille de la pupille du laser X-UV est plus petite pour  $20^\circ$  et  $21^\circ$ . Ces évolutions peuvent provenir de plusieurs effets.

Premièrement, le faisceau laser X-UV amplifié le long de la colonne est réfracté à cause de la présence de gradients de densité électronique plus importants (voir profil de densité 2.25). Cet effet peut, de plus, jouer sur la propagation du faisceau laser de pompe dans le plasma en l'empêchant d'atteindre des densités plus élevées. Effectivement, les rayons du laser infrarouge peuvent subir une déflexion brutale dans le gradient d'indice, due à l'accroissement du gradient de densité.

On peut par ailleurs aborder le problème différemment, et dire que, l'angle de rasance de l'impulsion de pompe  $\Phi$  est un paramètre qui, à conditions de pré-plasma données, permet de "sonder" la région du profil de densité électronique du pré-plasma suivant l'axe  $x$  le plus propice à une forte amplification.

Pour illustrer ceci, nous avons réalisé une simulation avec le code *ARWEN* avec une cible de fer mais pour les mêmes conditions lasers. Le profil de densité électronique obtenu au centre du pré-plasma créé par la pré-impulsion et l'impulsion longue pour un retard de 400 ps après le pic de l'impulsion longue est représenté sur la figure (fig. 2.25). La surface de la cible se trouve en  $x = 5 \mu\text{m}$ . L'impulsion laser de pompe se propage

de la droite vers la gauche dans le profil jusqu'au point de rebroussement. Nous avons représenté la position des différents points de rebroussement définis par la relation (2.20). Le profil de densité est relativement plat pour des densités  $n_e \leq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . On observe pour  $x \approx 27 \mu\text{m}$ , un "coude"<sup>5</sup> du profil de densité pour  $n_e \approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . En effet, une estimation du gradient de densité moyen pour  $x > 27 \mu\text{m}$  nous donne  $\nabla_x n_e \approx 4. \times 10^{22} \text{ cm}^{-4}$  et après le coude du profil de densité,  $x < 27 \mu\text{m}$ ,  $\nabla_x n_e \approx 1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-4}$ . Les points correspondants aux différentes densités au point de périgée du faisceau de pompe dans le pré-plasma, pour  $15^\circ$ ,  $19^\circ$  se situent dans la partie du profil de densité où la pente est la plus douce, tandis que  $21^\circ$ , se trouvent après "le coude", dans la zone où les gradients sont plus forts.

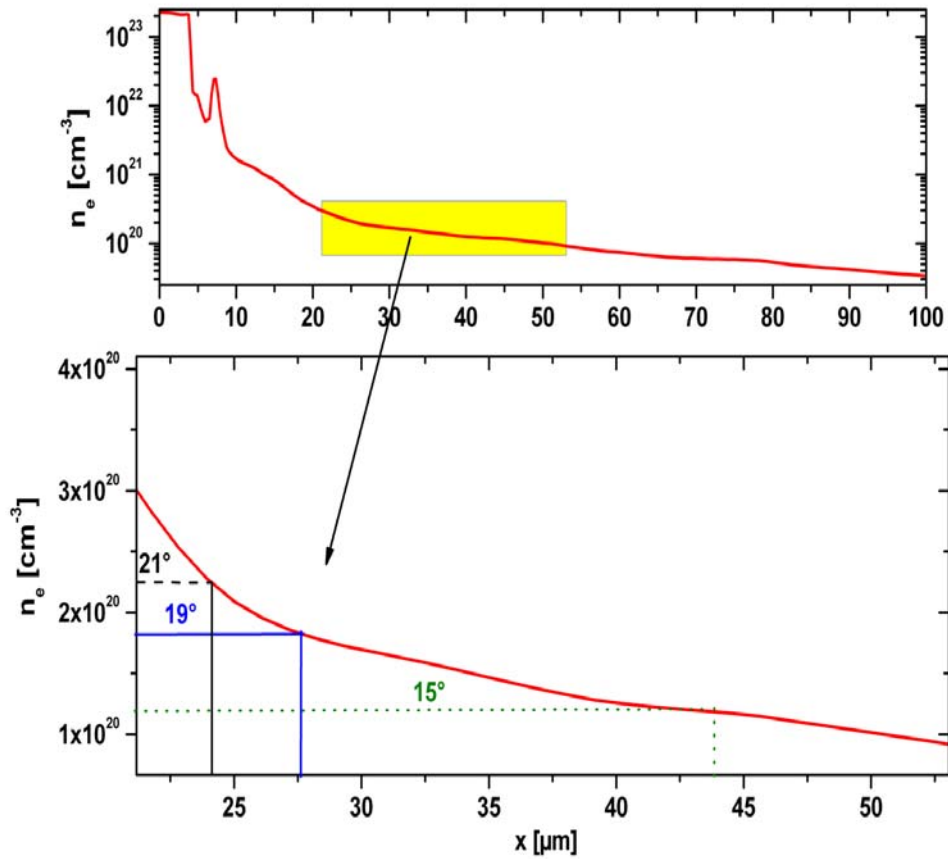


FIG. 2.25 – Simulation du profil de densité électronique créé par la pré-impulsion et l'impulsion longue, à  $\Delta t_{LP-SP} = 400 \text{ ps}$ .

<sup>5</sup>Nous désignerons par coude la variation du gradient en un point qui correspond à un extremum de la dérivée seconde de la densité  $\partial^2 n_e / \partial x^2$

Le but de cette simulation n'est pas de reproduire la position des points de rebroussement de l'impulsion laser de pompe dans le pré-plasma mais de montrer que l'angle optimum  $\Phi$  ne dépend pas uniquement d'une optimisation de la densité comme le rapportent diverses publications mais plus précisément de la forme du profil de densité.

On peut donc supposer que l'augmentation de  $dx$  observée sur la figure (fig. 2.23) pour des angles  $\Phi > 19^\circ$  reflète en quelque sorte la variation de la densité électronique en fonction de la distance à la cible. L'angle  $\Phi = 19^\circ$  correspond alors à la plus forte densité atteinte pour des gradients faibles.

En se plaçant d'un point de vue de l'efficacité du pompage par rapport à la distribution de densité électronique du pré-plasma, plus l'angle de rasance sera élevé plus, l'absorption sera importante. L'absorption est d'autant plus élevée que la densité est importante et que la longueur parcourue dans le plasma est importante. En outre, plus le gradient de densité électronique sera faible, plus l'absorption sera importante à densité équivalente. Sur la totalité du chemin parcouru par le faisceau laser de pompe dans le plasma, plus les gradients de densité sont élevés plus la fraction du laser réfléchi dans le plasma est importante [62]. Enfin, on peut ajouter qu'une absorption optimale aura lieu au voisinage du périhélie pour éviter que l'énergie du laser ne soit absorbée dans la couronne du plasma ou réfléchi et perdue.

L'optimisation en angle rasance de l'impulsion laser de pompe apparaît donc comme un équilibre entre une densité électronique élevée et un profil de gradient de densité suffisamment doux.

Deuxièmement, on peut supposer que la densité d'ions nickelloïdes chute lorsque l'on se rapproche de la cible. La densité électronique augmentant, la recombinaison diélectronique est plus importante et devient susceptible de diminuer l'ionisation moyenne du pré-plasma. Cette hypothèse est moins évidente à montrer et surtout plus difficile à simuler.

On pourrait objecter que la diminution de l'énergie dans le faisceau laser X-UV pourrait être expliquée par la diminution de l'intensité de l'impulsion de pompe. Effectivement, la longueur de la ligne focale augmente avec l'angle (fig. 2.9). Le calcul géométrique donne une variation de  $\delta L(\Phi) = L(21^\circ) - L(19^\circ) = 0.98 \text{ mm}$ , ce qui correspond à une diminution de 10% de l'intensité de la pompe. Ce type de fluctuation a été observé au cours de l'expérience sur l'énergie totale du laser sans que l'on observe une telle variation de l'énergie laser X-UV (2.5, p. 84). En effet, étant donné le régime de fonctionnement saturé ici, les variations de l'énergie de pompe induisent au pire une variation linéaire de l'énergie de sortie du laser X-UV. Cet argument doit donc être écarté.



### Conclusion

- En conclusion, nous avons montré que l’angle de rasance du faisceau laser pompe est un paramètre de couplage essentiel pour obtenir un dépôt de l’énergie du laser de pompe dans la zone utile du pré-plasma. Il apparaît que l’optimisation de l’angle de rasance de l’impulsion laser de pompe dépend de la distribution spatiale de densité du pré-plasma (forme du profil de densité), et non, comme annoncé auparavant seulement de la densité au point de périgée.
- L’optimisation est donc un compromis entre une absorption améliorée par le plus long chemin qu’effectue l’impulsion laser de pompe dans la région dense et active du plasma et la présence d’une réfraction élevée à haute densité au voisinage de la densité critique.
- Varier l’angle de rasance  $\Phi$ , revient à sonder le gradient de densité électronique suivant l’axe  $x$ .
- Il y aura donc un angle de rasance optimal pour des conditions de pré-plasma données. Ici, pour cet angle de  $\Phi_{opt} = 19^\circ$  nous avons obtenu une énergie de plus de  $3 \mu\text{J}$  dans le faisceau laser X-UV.

## 2.4 Distribution spatiale de l’énergie dans le champ proche du laser X-UV et conditions pré-plasma

Nous nous intéressons maintenant à l’influence du retard,  $\Delta t_{LP-SP}$ , entre le pic de l’impulsion longue et le pic de l’impulsion courte de pompe, sur la forme de la pupille de sortie du laser X-UV et son énergie. Nous abordons donc un problème se rapportant à l’évolution du pré-plasma, donc plus complexe. Dans la précédente partie sur l’influence de l’angle de rasance  $\Phi$ , le problème pouvait se ramener à une dimension, soit la dimension de l’axe de la détente où l’énergie de l’impulsion laser de pompe est déposée. L’effet de la variation du retard  $\Delta t_{LP-SP}$  et de la variation de  $\Phi$ , vont nous donner accès à l’évolution complexe du pré-plasma et de sa zone active suivant les directions transverses  $(x, y)$ .

Pour chaque angle de rasance  $\Phi$ , nous avons donc fait varier le retard  $\Delta t_{LP-SP}$ , entre le pic de l’impulsion longue et le pic de l’impulsion courte, tous les paramètres

de la pré-impulsion et de la répartition en énergie étant gardés identiques (voir tab. 2.1). Changer le retard  $\Delta t_{LP-SP}$  revient à changer les conditions du pré-plasma vues par l'impulsion courte de pompe. D'une certaine manière, on s'attend à ce que quand le retard  $\Delta t_{LP-SP}$  augmente, le profil de la distribution électronique devient plus doux. Les gradients de densité électronique suivant l'axe  $x$  diminuent. Par ailleurs, le plasma se détend et la région dense qui nous intéresse ( $5 \times 10^{19} \leq n_e \leq 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) se refroidit.

Sur les cinq figures suivantes sont représentées (fig. 2.26 à 2.30), l'énergie intégrée du laser X-UV ( $E_{SXRL}$ ), les tailles verticale ( $L_y$ ) et horizontale ( $L_x$ ) de la pupille de sortie du laser X-UV en fonction du retard  $\Delta t_{LP-SP}$ .

### Influence du retard $\Delta t_{LP-SP}$ sur l'énergie $E_{SXRL}$

Si on s'intéresse tout d'abord à la variation de l'énergie du laser X-UV (fig. 2.26 à 2.30, ●-courbe rouge), on remarque qu'elle présente un maximum pour chaque angle  $\Phi$  en fonction du retard. Le retard optimum en terme d'énergie se situe à des retards assez longs pour des angles de rasance faibles ( $\Phi = 15^\circ \rightarrow \Delta t_{LP-SP,0} = 700 \text{ ps}$ ,  $\Phi = 17^\circ \rightarrow \Delta t_{LP-SP,0} = 550 \text{ ps}$ ), tandis que pour les angles de rasance de  $19^\circ$  et plus, le retard optimum reste invariablement  $\Delta t_{LP-SP} = 400 \text{ ps}$ .

On remarque que le retard optimum se situe toujours après la fin de l'impulsion longue, autrement dit l'augmentation de l'énergie du laser X-UV se fait à peu près toujours au même instant, i. e.  $\Delta t_{LP-SP} \geq 300 \text{ ps}$ , ce qui correspond à la durée de l'impulsion longue (LP).

On peut alors avancer l'idée suivante pour expliquer la variation de l'énergie du laser X-UV sur toute la variation en retard : pour des retards courts, les gradients de densités électroniques suivant l'axe  $x$  et  $y$  sont importants et se détendent jusqu'à permettre une meilleure propagation de l'impulsion laser de pompe et du faisceau laser X-UV. Pour des retards plus longs, la température et l'ionisation moyenne du plasma diminuant dans les zones denses, la densité d'ions lasants et le gain diminuent. On peut donc comprendre ainsi qu'il existe un optimum en retard  $\Delta t_{LP-SP}$  pour l'émission laser X-UV.

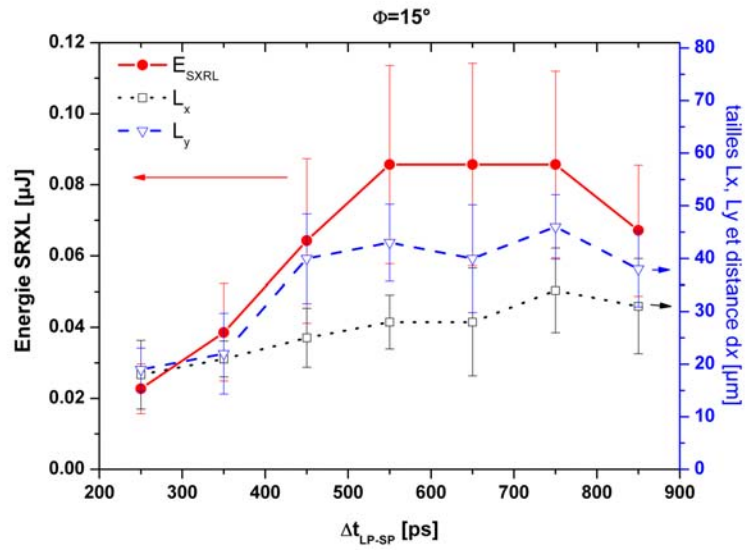


FIG. 2.26 – Énergie laser X-UV intégrée  $E_{SXRL}$ , largeur (FWHM)  $L_x$  et hauteur (FWHM)  $L_y$  de la pupille de sortie du laser X-UV en fonction du retard entre l'impulsion longue et l'impulsion laser de pompe

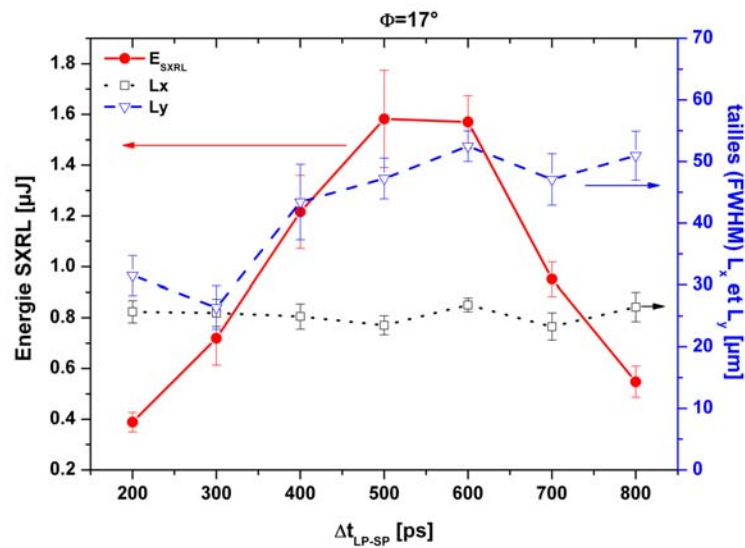


FIG. 2.27 – Énergie laser X-UV intégrée  $E_{SXRL}$ , largeur (FWHM)  $L_x$  et hauteur (FWHM)  $L_y$  de la pupille de sortie du laser X-UV en fonction du retard entre l'impulsion longue et l'impulsion laser de pompe  $\Delta t_{LP-SP}$  pour  $\Phi = 17^\circ$ .

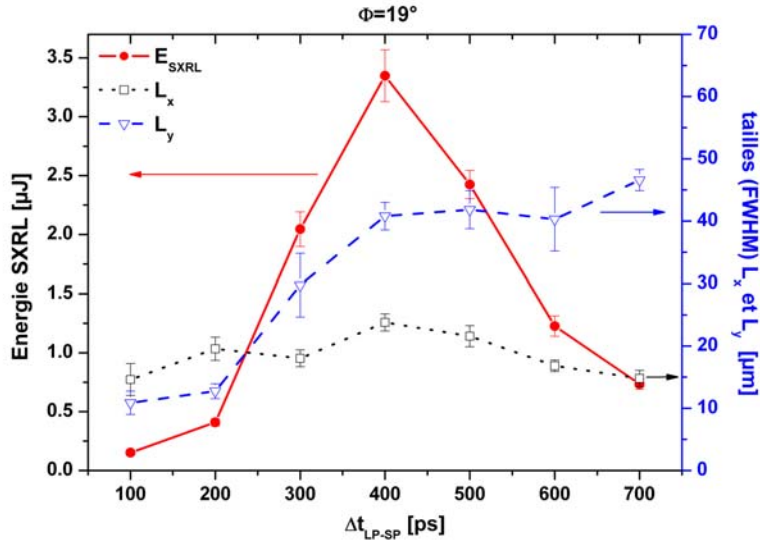


FIG. 2.28 – Énergie laser X-UV intégrée  $E_{SXRL}$ , largeur (FWHM)  $L_x$  et hauteur (FWHM)  $L_y$  de la pupille de sortie du laser X-UV en fonction du retard entre l’impulsion longue et l’impulsion laser de pompe  $\Delta t_{LP-SP}$  pour  $\Phi = 19^\circ$ .

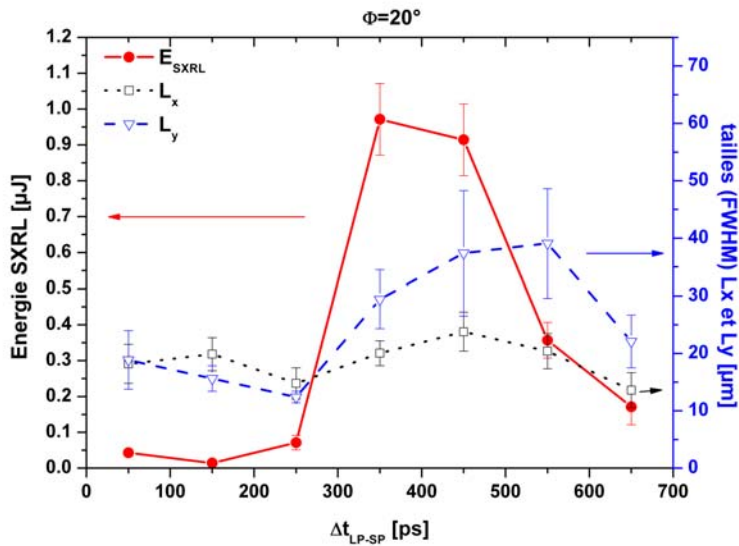


FIG. 2.29 – Énergie laser X-UV intégrée  $E_{SXRL}$ , largeur (FWHM)  $L_x$  et hauteur (FWHM)  $L_y$  de la pupille de sortie du laser X-UV en fonction du retard entre l’impulsion longue et l’impulsion laser de pompe  $\Delta t_{LP-SP}$  pour  $\Phi = 20^\circ$ .

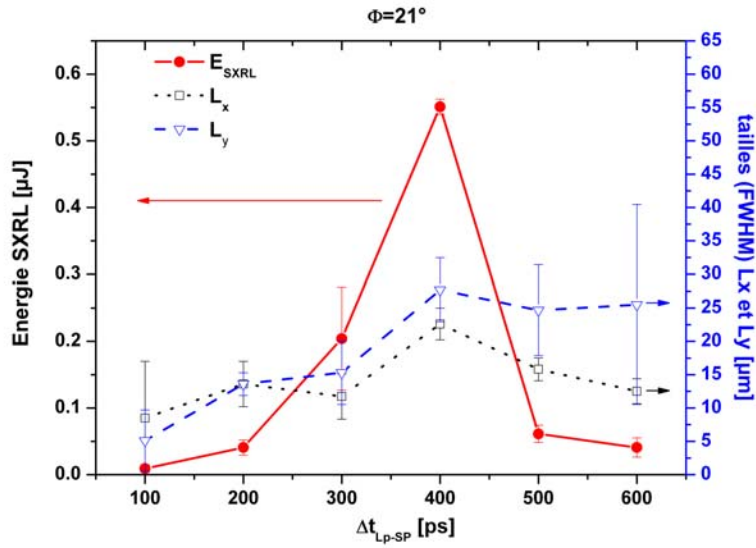


FIG. 2.30 – Énergie laser X-UV intégrée  $E_{SXRL}$ , largeur (FWHM)  $L_x$  et hauteur (FWHM)  $L_y$  de la pupille de sortie du laser X-UV en fonction du retard entre l'impulsion longue et l'impulsion laser de pompe  $\Delta t_{LP-SP}$  pour  $\Phi = 21^\circ$ .

Lors de l'expérience pour les retards courts,  $\Delta t \leq 250$  ps, nous avons observé des doubles structures dans la pupille de sortie du laser X-UV suivant la direction verticale (voir 2.7, p. 104). Cette observation renforce l'hypothèse de la présence d'une réfraction importante suivant les axes  $x$  et  $y$ . Si on regarde la décroissance de l'énergie du laser X-UV en fonction de l'angle  $\Phi$ , quand le retard  $\Delta t_{LP-SP}$  est supérieur à  $\Delta t_{LP-SP} = 400$  ps, on constate que la diminution de l'énergie est plus importante et plus rapide à forte densité, i.e. pour des angles de rasance plus élevés. Ce comportement est illustré par la figure (fig. 2.31(a)) représentant l'énergie du laser X-UV normalisée pour les cinq angles  $\Phi$  différents, en fonction du retard.

Le fait que le signal laser X-UV chute d'autant plus vite que l'angle  $\Phi$  augmente ou que la densité correspondante  $n_{e,p}$  est élevée, est confirmé par cette courbe. Ceci est en faveur de l'hypothèse avancée plus tôt : la diminution de l'énergie du laser X-UV en fonction du retard est essentiellement due à la chute du nombre d'émetteurs au cours du temps.

On remarque par ailleurs que la durée du retard où l'émission laser X-UV est observée, diminue lorsque  $\Phi$  augmente (fig. 2.31(a)). On peut alors, pour traduire ce phénomène, exprimer la durée de la "fenêtre temporelle d'émission laser" correspondant à la largeur à mi-hauteur  $\sigma E_{SXRL}(t)$  du signal laser X-UV  $E_{SXRL}(\Delta t_{LP-SP})$ . La

largeur à mi-hauteur décroît quasi-linéairement quand l'angle augmente. La sensibilité de l'amplification au retard  $\Delta t_{LP-SP}$  augmente avec l'angle de rasance  $\Phi$ . Cette évolution indiquerait, que la durée pendant laquelle une densité importante d'ions lasants d'une part, et des gradients de densité électronique faibles d'autre part, coexistent simultanément dans la zone chauffée diminuerait avec  $\Phi$ .

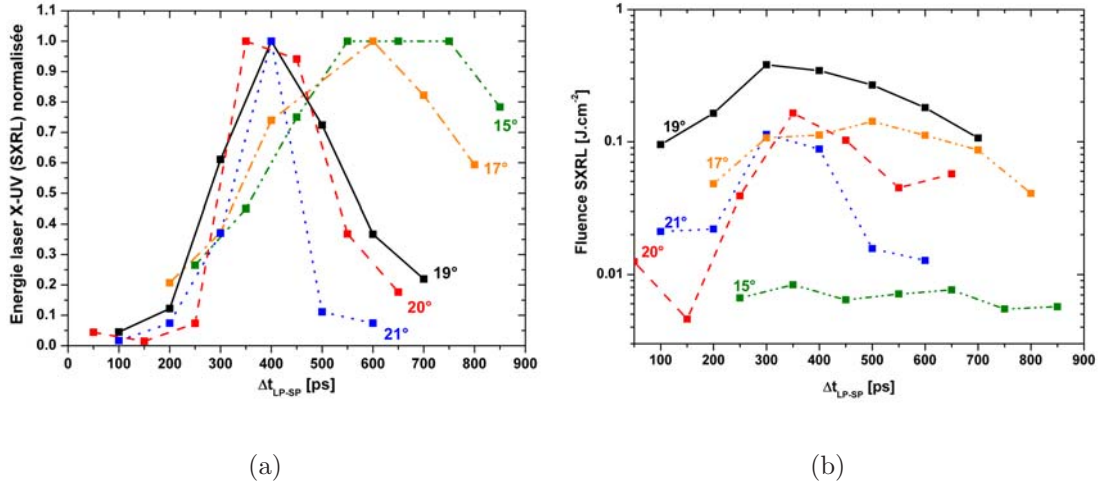


FIG. 2.31 – a) Energie laser X-UV normalisée en fonction du retard  $\Delta t_{LP-SP}$  -b) Fluence du laser X-UV dans la pupille de sortie  $F_{SXRL}$ , pour chaque angle de rasance  $\Phi$  en fonction du retard  $\Delta t_{LP-SP}$ .

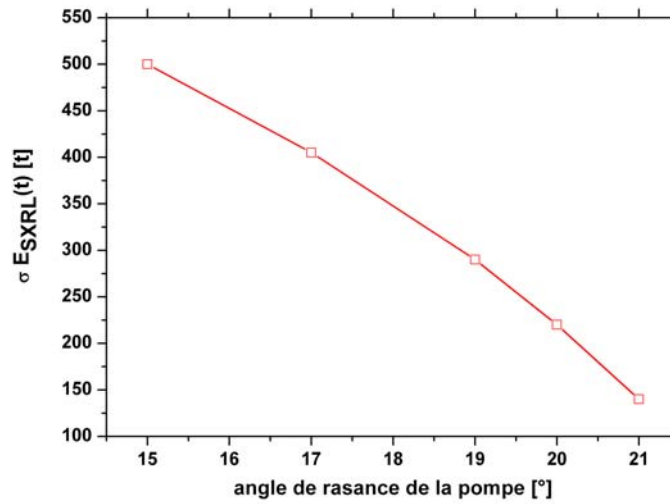


FIG. 2.32 – Largeur à mi-hauteur de la fenêtre temporelle d'émission laser X-UV en fonction de l'angle de rasance  $\Phi$ .

Le rétrécissement de la "fenêtre temporelle d'émission"  $\sigma E_{SXRL}(\Delta t_{LP-SP})$  est donc expliqué par les deux phénomènes suivants : pour des retards courts, la réfraction pourrait être le phénomène dominant, à peu près équivalent pour tous les angles  $\Phi \geq 17^\circ$ . Pour des retards "longs" ( $\Delta t_{LP-SP} > 400$  ps), la densité d'ions nickelloïdes chute. La diminution de la densité d'ions lasants est d'autant plus importante que la densité du plasma est élevée, i.e que l'angle de rasance de la pompe est élevé. On notera que bien que ce comportement puisse paraître évident, il est démontré expérimentalement, ici, pour la première fois.

### Influence du retard $\Delta t_{LP-SP}$ sur la taille $L_x$ (largeur horizontale)

En parcourant les courbes (fig. 2.26 à 2.30,  $\square$ -courbe noire) représentant la largeur et la hauteur de la pupille de sortie, on remarque que l'évolution du rapport d'aspect en fonction du retard est assez similaire pour tous les angles de rasance. La largeur horizontale de la pupille de sortie  $L_x$  ne varie pas beaucoup ( $< 50\%$ ) sur l'ensemble de la variation du retard  $\Delta t_{LP-SP}$ . La variation globale de la largeur horizontale  $L_x$  est une augmentation en fonction du retard. On remarquera que  $L_x$  diminue avec l'angle  $\Phi$ , de  $L_x \approx 35 \mu\text{m}$  pour  $\Phi = 15^\circ$  à  $L_x \approx 21 \mu\text{m}$  pour  $\Phi = 21^\circ$ . La valeur maximale de  $L_x = 22 \mu\text{m}$  en fonction du retard est à peu près identique pour  $\Phi \geq 19^\circ$  et correspond à un retard  $\Delta t_{LP-SP} = 400$  ps.

### Influence du retard $\Delta t_{LP-SP}$ sur la taille $L_y$ (largeur verticale)

Les variations de la taille verticale de la pupille de sortie du laser X-UV,  $L_y$ , présentent pour tous les angles  $\Phi$  un comportement similaire (fig. 2.26, à 2.30,  $\nabla$ -courbe bleu). La taille verticale  $L_y$  augmente avec le retard  $\Delta t_{LP-SP}$  jusqu'au retard optimum de  $\Delta t_{LP-SP} \approx 400$  ps. On remarquera que la croissance de la taille verticale  $L_y$  est similaire temporellement à celle de l'énergie intégrée du laser X-UV. Comme l'énergie augmente et que la taille  $L_y$  augmente, donc la surface de la pupille de sortie, la fluence doit être à peu près constante sur la durée de l'accroissement de  $E_{SXRL}$  et  $L_y$ . Si on regarde la courbe (fig. 2.31(b)), on observe effectivement que pour  $\Phi = 17^\circ, 19^\circ, 21^\circ$  la fluence varie peu. Après  $\Delta t_{LP-SP} \approx 400$  ps, pour des retards plus longs, la taille verticale  $L_y$  reste constante et prend une valeur maximale ( $40 \mu\text{m} \leq h_y \leq 50 \mu\text{m}$ ) de l'ordre de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion courte de pompe  $h_{SP,y}$ . La valeur maximale de  $L_y$  atteinte sur l'ensemble des retards  $\Delta t_{LP-SP}$  diminue avec l'angle  $\Phi$ . Nous allons nous intéresser à ce comportement de taille verticale  $L_y$  en fonction du retard  $\Delta t_{LP-SP}$ , en étudiant l'évolution du pré-plasma dans le plan  $(x, y)$ .

Il faut tout d'abord se rappeler que l'impulsion laser longue est précédée d'une faible pré-impulsion  $E_{PP} \approx 37$  mJ (voir tab. 2.1) qui crée un plasma froid et dense



au avant de la surface de la cible. Nous avons représenté en figure (fig. 2.33) des simulations effectuées avec le code hydrodynamique *ARWEN* (3.2.5, p.135) en prenant des conditions laser identiques à celles de l'expérience mais avec une cible de fer. Nous n'avons pu réaliser ces simulations avec le molybdène par manque de données atomiques détaillées pour cet élément. Certaines études numériques ont montré qu'il existe des similarités dans les conditions plasmas pour la génération de laser X-UV entre les ions néonoïde et nickelloïde [154]. Nous pouvons raisonnablement utiliser les cartes de densités électroniques obtenues avec une cible de fer pour tenter de comprendre le comportement de la distribution de densité électronique du pré-plasma, plus particulièrement dans la direction verticale et les répercussions sur l'évolution de la taille du champ proche du laser X-UV dans cette direction.

Les cartes de densité électronique du pré-plasma sont tracées (fig. 2.33) pour différents instants de 0 à 700 ps par rapport au pic de l'impulsion longue. Les niveaux de densité représentés en fausses couleurs correspondent au logarithme de la densité. La cible se situe en  $x = 90 \mu\text{m}$  (trait rouge).

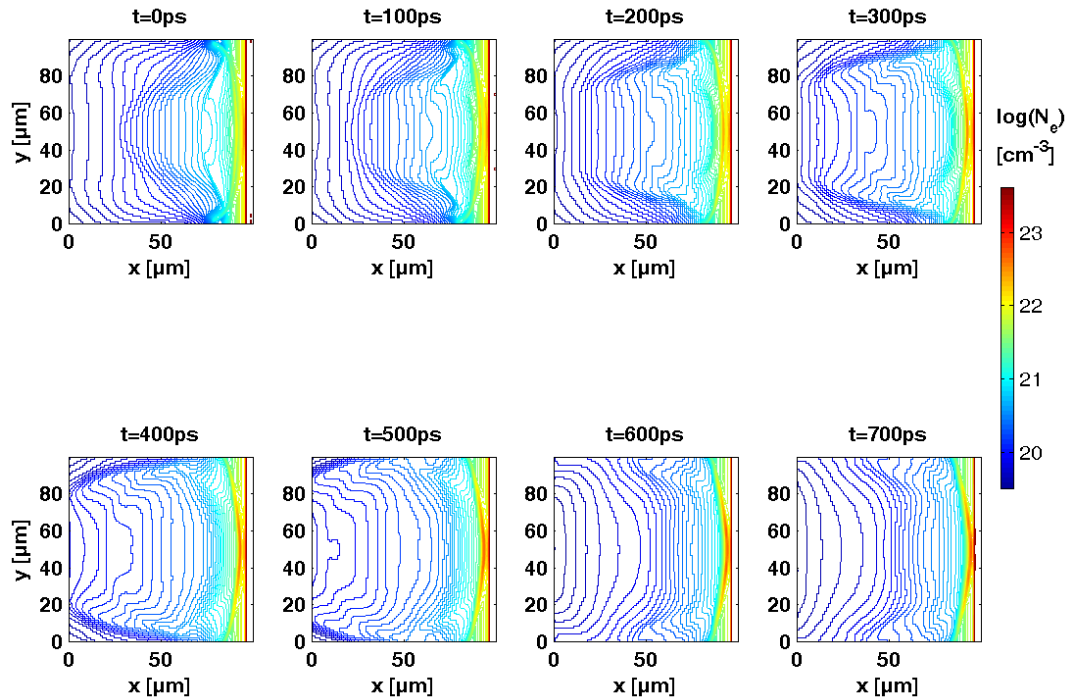


FIG. 2.33 – Simulations hydrodynamiques 2-D du pré-plasma réalisées avec une cible de fer et des conditions lasers identiques à celle de l'expérience. Ces données sont tirées de simulations effectuées avec le code *ARWEN* (voir chapitre 4).

Le profil spatial de la ligne focale de l'impulsion longue dans le plan de la cible est modélisé par une gaussienne. Le profil temporel des impulsions utilisées pour la



simulation est gaussien (3.4, p.171). L'impulsion laser de pompe se propage avec un angle ( $\Phi$ ) par rapport à la normale au plan de la figure. Au début, pour  $t = 0$  ps, le profil de densité correspondant à la densité au point de rebroussement reflète le profil d'intensité du faisceau laser long. Après plusieurs centaines de picoseconde, la détente modifie ce motif. On observe alors l'apparition de structures latérales dans la distribution de densité électronique du pré-plasma.

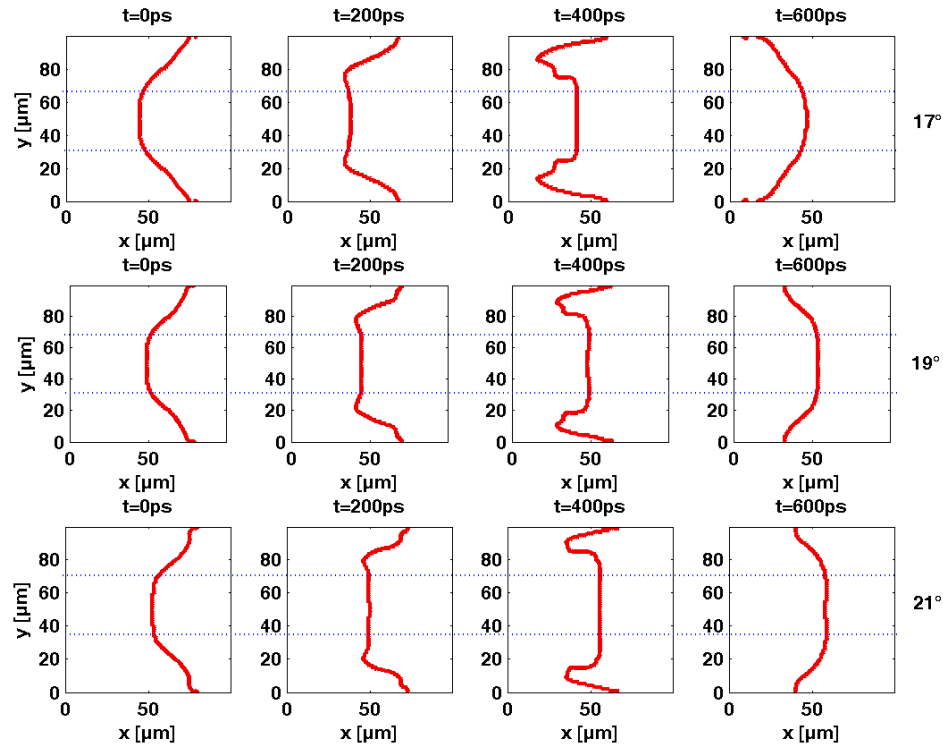


FIG. 2.34 – Iso-densité de rebroussement ( $n_{ep}$ ) pour différents angles de rasance ( $17^\circ, 19^\circ$  et  $21^\circ$ ) et différents instants par rapport au pic de l'impulsion longue. Les traits en pointillés bleu symbolise la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser de pompe. Ces données sont tirées de simulations effectuées avec le code *ARWEN* (voir chapitre 4).

Après avoir constaté que, le profil spatial de l'impulsion longue s'imprime dans la densité du plasma puis "éclate" au cours de la détente, regardons l'évolution des iso-densités correspondant aux densités définies par les points de rebroussements :

$$n_{\Phi}(x, y) = n_{e,p}(\Phi) = n_c \times \sin(\Phi)^2$$

Les iso-densités sont représentées pour différents instants de la détente en figure (fig. 2.34). L'évolution de la surface de densité  $n_{\Phi}$ , est représentée pour trois angles différents  $17^\circ, 19^\circ$  et  $21^\circ$ . La courbure des surfaces des iso-densité du plasma s'inverse au cours

du temps plus ou moins rapidement selon l'angle. Ceci montre donc que la structure verticale du plasma dans la région sous-critique pourrait jouer un rôle dans l'absorption du laser de pompe.

Pour des retards compris entre 0 et 200 ps nous avons constaté lors de l'analyse des données de nombreux cas de double ou de multi-structures dans le champ proche du laser X-UV. L'origine peut provenir d'une part de la réfraction du faisceau laser X-UV dans la colonne de plasma amplificateur, d'autre part de la réfraction de l'impulsion laser de pompe suivant l'axe vertical  $y$ . Dans la zone d'absorption, les simulations 2D réalisées, montrent en effet la présence des gradients de densité moyens transverses verticaux de quelques  $\nabla_y n_e \approx 10^{23} \text{ cm}^{-4}$  pour  $t = 0$  ps à quelques  $\nabla_y n_e \approx 10^{20} \text{ cm}^{-4}$  pour  $t = 400$  ps. Le calcul des gradients de densité est effectué dans la zone avant le point du périhélie du faisceau de pompe, moyenné suivant la direction  $x$ , pour chaque angle et sur la largeur à mi-hauteur du faisceau laser de pompe suivant l'axe  $y$ . La largeur maximale de la zone suivant la direction  $y$  correspondant à  $h_{SP,y}$  ne peut être atteinte que si les gradients électroniques suivant l'axe  $x$  le permettent.

Autrement dit, le volume dans lequel l'impulsion laser de pompe est absorbée (correspondant à la zone juste avant le point de périhélie), croît suivant la direction verticale lorsque que l'on augmente le retard  $\Delta t_{LP-SP}$ . La zone chauffée par l'impulsion de pompe s'accroît alors suivant la direction verticale et le volume du pré-plasma pompé est plus important.

### Conclusion

- Grâce aux variations des deux paramètres  $\Phi$  et  $\Delta t_{LP-SP}$ , nous avons pu caractériser le comportement temporel du pré-plasma.
- Nous avons montré que l'amplification est d'autant plus sensible au retard  $\Delta t_{LP-SP}$  que l'angle  $\Phi$  est élevé.
- Pour l'ensemble des conditions de pré-plasma explorées ( $\Delta t_{LP-SP}$ ), on trouve que l'angle  $\Phi = 19^\circ$  reste l'angle optimum en termes d'énergie et de fluence.
- L'optimisation de l'énergie en fonction de  $\Delta t_{LP-SP}$  est un compromis entre les effets de la réfraction pour des retards courts, et, la diminution du gain induite par la décroissance rapide du nombre d'émetteurs dans les zones denses du plasma pour des longs retards.
- Nous avons démontré expérimentalement qu'un fort couplage de la pompe au pré-plasma dépend de la nature des gradients de densité verticaux transverses du pré-plasma. Plus particulièrement, la courbure du profil de densité électronique sur la largeur de la ligne focale de l'impulsion courte  $h_{SP,y}$  semble jouer un rôle important dans le couplage de l'impulsion courte et du pré-plasma.

### 2.4.1 Influence de la répartition en énergie entre l'impulsion laser longue et l'impulsion laser de pompe

La répartition de l'énergie entre l'impulsion laser longue et courte est un paramètre important. On peut distinguer deux régimes de fonctionnement. Premièrement, un régime où l'on fournit l'énergie laser minimum dans l'impulsion longue pour créer un pré-plasma possédant un état d'ionisation à peine suffisant pour trouver des ions lasants en grand nombre dans le pré-plasma et où l'impulsion courte ionise et chauffe la plasma ( $E_{LP} < E_{SP}$ ). Deuxièmement, un régime où l'énergie dans l'impulsion longue permet d'atteindre un état d'ionisation assurant une fraction d'ions lasants importante et l'impulsion courte n'apporte que l'énergie nécessaire au chauffage des électrons du plasma ( $E_{LP} > E_{SP}$ ).

Une équipe du MBI<sup>6</sup> a montré qu'il était possible de générer un laser X-UV en régime collisionnel transitoire [68, 69, 70] avec une seule impulsion laser. Le profil temporel utilisé possède un piédestal qui crée un pré-plasma dont l'ionisation n'atteint pas l'état nickelloïde dans une proportion suffisante. L'impulsion principale réalise alors la fin de l'ionisation et le chauffage des électrons du plasma. Les gains générés dans ce régime

---

<sup>6</sup>Max Börn Institut de Berlin

sont très importants, les ions du pré-plasma sont froids et la température électronique résultant du chauffage par l'impulsion principale est très élevée. Cependant, le profil de densité du plasma est assez raide et la propagation du faisceau laser X-UV le long du milieu amplificateur n'est pas favorisée.

Inversement si, la répartition de l'énergie favorise l'impulsion longue, le pré-plasma créé sera chaud et contiendra alors une fraction d'ions nickelloïdes importante voire dans l'état d'ionisation supérieure. On peut alors choisir un retard entre l'impulsion longue et l'impulsion courte suffisant sans que la densité d'ions lasants ne diminue trop, tout en permettant une bonne propagation du faisceau laser X-UV amplifié le long de la colonne. L'impulsion courte réalise alors essentiellement le chauffage des électrons du plasma. Pour optimiser l'ajustement du fonctionnement du laser X-UV entre ces deux régimes nous avons fait varier la répartition de l'énergie entre l'impulsion laser longue et l'impulsion laser courte de pompe (2.2.1). On représente sur la figure (fig. 2.35) le paramètre  $R$  de répartition d'énergie entre les deux faisceaux lasers, défini comme le rapport entre l'énergie de l'impulsion longue sur celle de l'impulsion courte, et l'énergie contenue dans ces faisceaux en fonction de l'angle du polariseur permettant de réaliser la répartition.

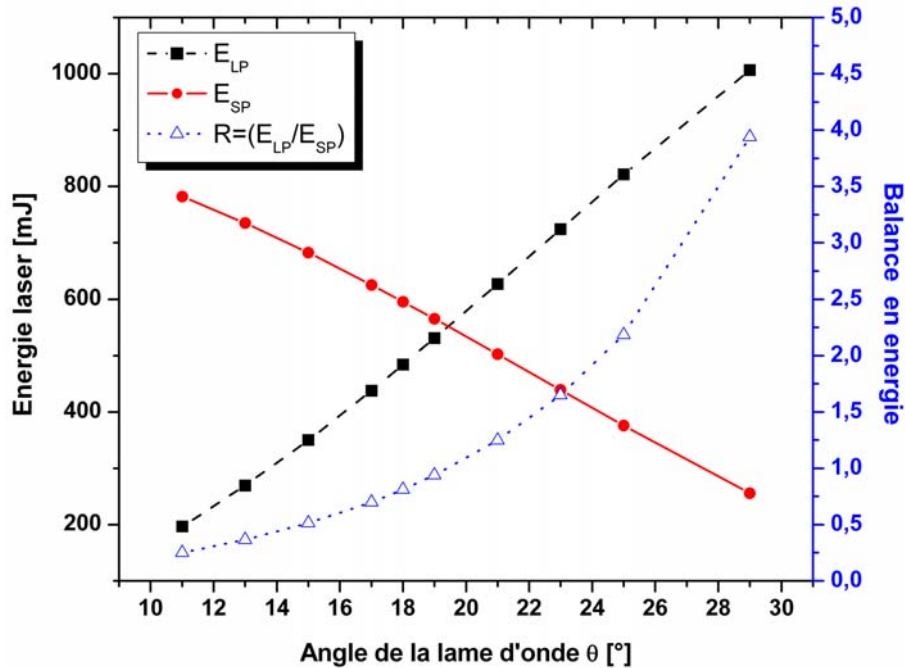


FIG. 2.35 – Énergie dans l'impulsion longue  $E_{LP}$  et dans l'impulsion  $E_{SP}$  et ratio  $R$  en fonction de l'angle de la lame demi-onde

Nous avons réalisé deux séries de mesure pour deux angles différents,  $\Phi = 17^\circ$  et

$\Phi = 19^\circ$  (fig. 2.36, 2.37). Si l'on regarde le comportement global en fonction de  $R$  pour les deux angles de rasance, on a un optimum pour  $R \approx 1$ , c'est à dire une répartition à peu près égale de l'énergie entre les deux impulsions laser. Ces courbes mettent en avant le caractère critique de la répartition en énergie pour une énergie totale donnée. L'optimum de  $R$  correspond aux intensités suivantes pour les deux impulsions lasers :

$$I_{LP} = 5 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$$

$$I_{SP} = 3 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$$

On observe, la présence de deux optima pour les deux angles de rasance. Considérons, les deux courbes des figures (fig. 2.36, 2.37) où nous avons également représenté la distance à la cible  $dx$ . On remarque que pour  $\Phi = 19^\circ$ , la distance à cible devient constante pour les rapports d'énergie  $R \geq 1$ . Pour  $17^\circ$  les variations sont également faibles ( $55 \mu\text{m}$  à  $58 \mu\text{m}$ ). Il est intéressant de noter que la pupille de sortie du laser X-UV ne bouge pas alors que  $E_{LP}$  augmente. On peut observer que pour  $R < 1$  la distance  $dx$  est globalement inférieure à celle pour  $R > 1$ . Il est difficile d'expliquer le comportement de la courbe de  $dx$ , car les variations ne sont pas très importantes, toutefois le facteur expliquant la diminution de l'énergie laser X-UV pour  $R < 1$  pourrait être d'une part la réfraction qui est plus importante dans la zone de gain (moins d'énergie dans l'impulsion longue), et d'autre part une densité initiale d'ions nickelloïdes plus faible.

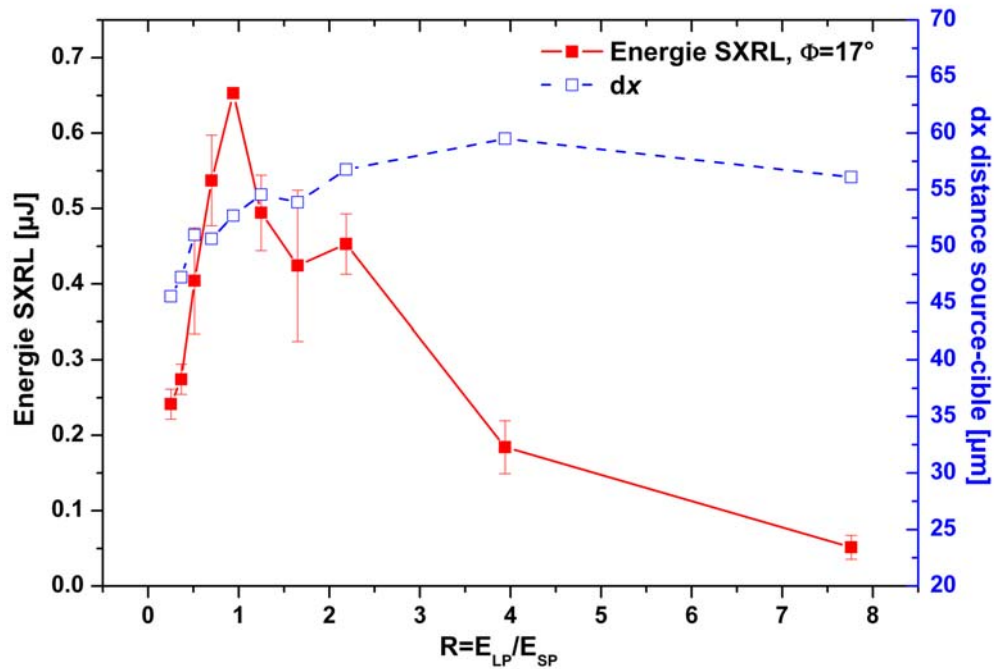


FIG. 2.36 – Énergie laser X-UV en fonction de la répartition en énergie entre les deux faisceaux à  $\Phi = 17^\circ$  et  $\Delta t_{LP-SP} = 400 \text{ ps}$

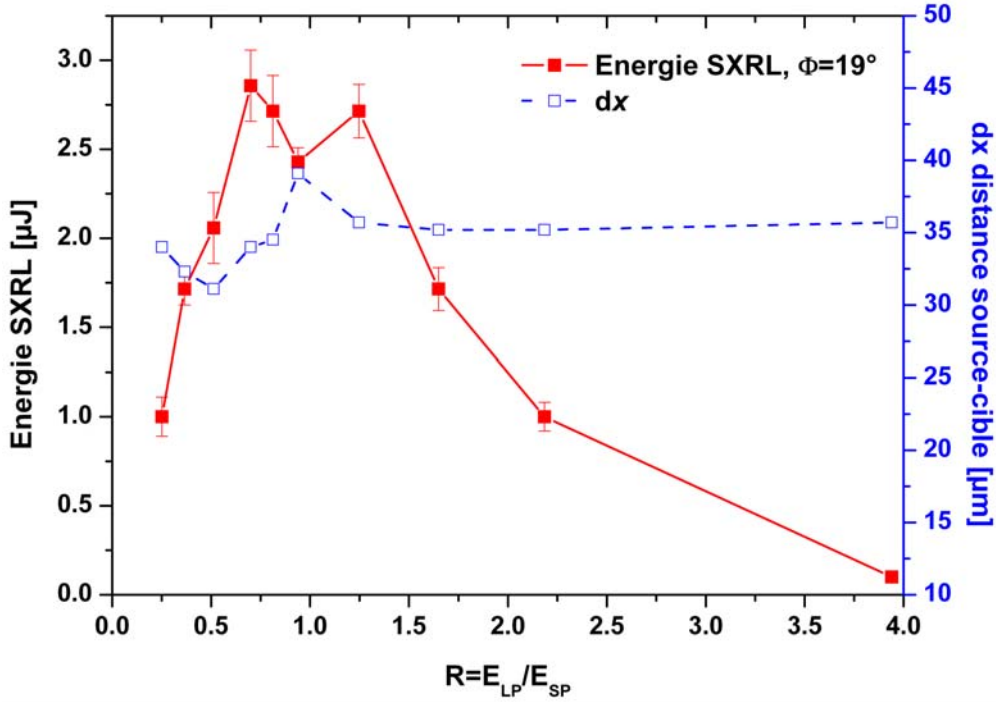


FIG. 2.37 – Énergie laser X-UV en fonction de la répartition en énergie entre les deux faisceaux à  $\Phi = 19^\circ$  et  $\Delta t_{LP-SP} = 400$  ps

Pour  $R > 1$ , comme l'énergie décroît dans l'impulsion courte (fig. 2.35), l'intensité de l'impulsion laser courte n'est plus suffisante pour pomper le volume d'ions lasants créé.

On peut toutefois avoir intérêt à volontairement augmenter l'énergie dans l'impulsion longue : pour stabiliser le faisceau en direction et forme. En effet, nous avons noté, au cours de l'expérience, qu'une répartition d'énergie en faveur de l'impulsion longue rend le faisceau plus stable. Ensuite, un pré-plasma plus chaud permet d'augmenter le retard  $\Delta t_{LP-SP}$  et ainsi d'accroître l'absorption du laser de pompe en diminuant les gradients de densité électronique, sans que le niveau du signal souffre d'une diminution d'ions lasants.

## 2.5 Estimations du gain et efficacité

Nous avons déterminé l'efficacité du milieu amplificateur en fonction de l'énergie de pompe. Nous avons mis en évidence une énergie seuil, en dessous de laquelle l'émission

laser X-UV est inexistante. Nous avons par ailleurs montré qu'au dessus de cette énergie, le laser X-UV atteint un régime de saturation. Cette mesure a été réalisée pour un angle de rasance de  $\Phi = 17^\circ$ .

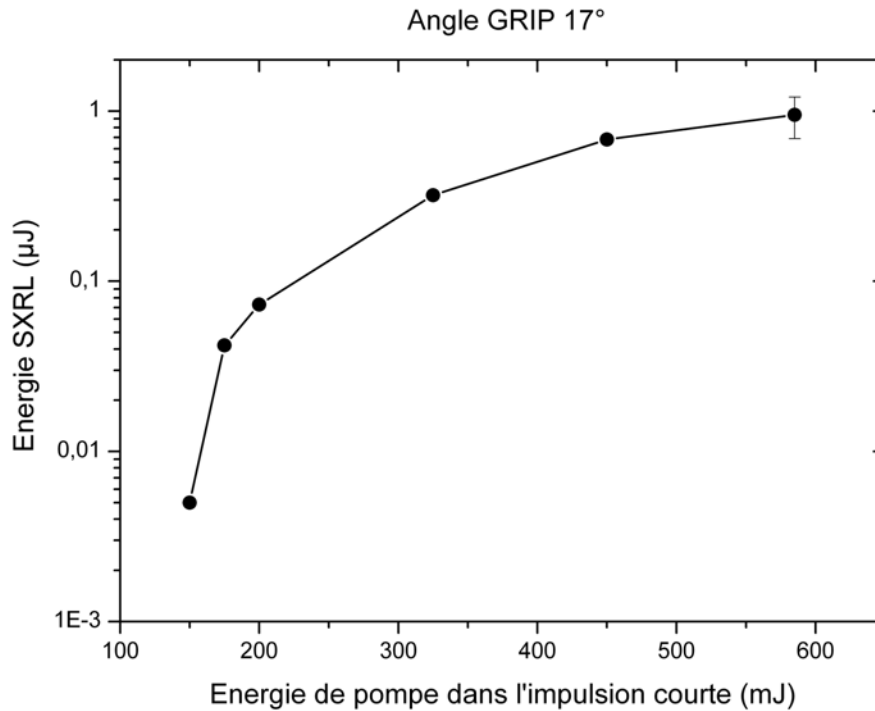


FIG. 2.38 – Énergie laser X-UV en fonction de l'énergie de pompe à  $\phi = 17^\circ$

Le seuil en énergie de pompe (impulsion courte) est de  $E_{SP,seuil} = 175$  mJ, ce qui correspond dans nos conditions à une intensité  $I_s = 8.5 \times 10^{12}$  W.cm<sup>-2</sup>. Pour une énergie de pompe supérieure à 500 mJ, on atteint le début d'un régime où l'énergie laser X-UV extraite a un comportement quasiment linéaire avec l'énergie de pompe. Donc, dans ce régime, la répercussion des fluctuations d'énergie du laser de pompe ( $\leq 5\%$ ) sur l'énergie dans le faisceau laser X-UV est quasi-linéaire. Cette mesure est en accord avec la stabilité de l'énergie du faisceau laser X-UV observée sur l'ensemble de l'expérience.

Par ailleurs, en faisant varier la longueur de la cible nous avons pu estimer le gain dans le milieu. En occultant, une partie de la cible suivant la longueur, nous avons estimé le gain  $g \approx 45$  cm<sup>-1</sup> soit un produit gain-longueur de  $\approx 18$ . Ceci est une indication du fonctionnement du laser X-UV en début de régime de saturation.

Les effets de l'énergie de la pompe sur la taille de la pupille de sortie du laser X-UV et de la distance à la cible  $dx$  sont rapportés en figure (fig. 2.39). La taille horizontale  $L_x$  augmente avec l'énergie de pompe, pour stagner à la saturation. La taille verticale  $L_y$  augmente très vite jusqu'à atteindre la largeur à mi-hauteur  $h_{SP,y}$  de la ligne focale

du faisceau laser de pompe. Elle diminue ensuite sensiblement quand on augmente l'énergie de pompe. Ceci traduit la convolution du profil du faisceau par le profil spatial du gain. Enfin, on notera que la distance à la cible  $dx$  diminue très légèrement quand on augmente l'énergie de pompe. Les longueurs de gradients de densité étant relativement faibles (comparés à la longueur d'onde de l'impulsion laser de pompe,  $\lambda_L$ ) l'absorption du laser infrarouge est assez forte et son énergie est absorbée avant d'atteindre la densité du point de périgée. Au fur et à mesure que l'énergie augmente, de plus en plus d'énergie est déposée à haute densité.

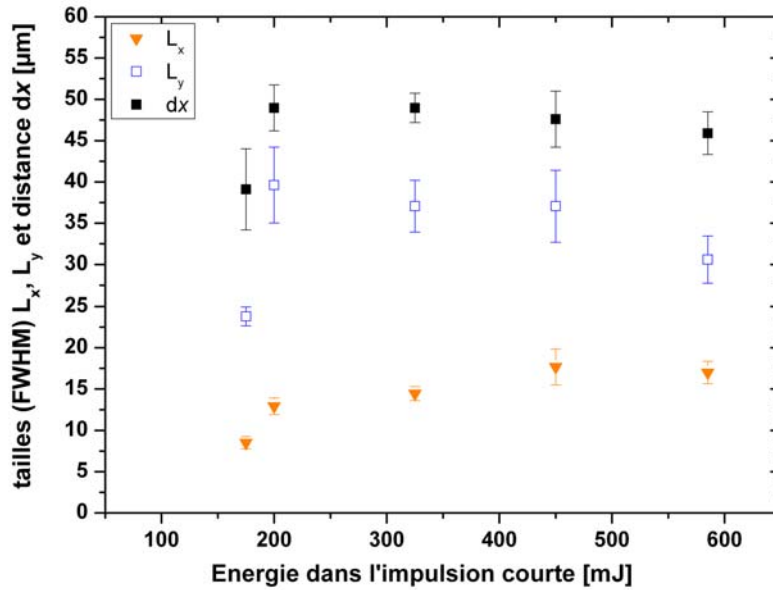


FIG. 2.39 – Évolution de la taille du faisceau et de la distance à la cible de la pupille du faisceau laser X-UV en fonction de l'énergie de pompe

L'efficacité de conversion de l'énergie IR en énergie X-UV à 18.9 nm pour les conditions optimum de génération est de :

$$\eta_{PIR} \approx \frac{3 \times 10^{-6}}{1} = 3 \times 10^{-6}$$

Cette valeur peut être comparée à l'efficacité de génération du laser X-UV collisionnel transitoire nickelloïde à argent (13.9 nm) pompé par le système laser CPA 100 TW du LULI (Laboratoire Utilisation des Lasers Intenses, Polytechnique) en incidence quasi-normale, avec une énergie totale sur cible de 25 J, où on a alors :

$$\eta_{PIN} \approx \frac{3.2 \times 10^{-6}}{25} = 1.3 \times 10^{-7}$$



d'où une amélioration de l'efficacité d'un facteur 20. Ce facteur est à relativiser toutefois, et ne constitue pas un critère essentiel dans l'optimisation, contrairement à la cadence. En fait, à la fin des années 90 les premières expériences sur le laser X-UV collisionnel transitoire ont montré des efficacités de conversion de l'ordre de  $1 \times 10^{-6}$  [74]. Cependant, des progrès sont encore à faire car des efficacités de  $1 \times 10^{-5}$  sont atteintes avec d'autres sources comme le laser X-UV généré à très basse cadence en régime quasi-stationnaire (1.3.1, p. 26) et utilisant des longueurs de milieu amplificateur de plusieurs centimètres, ou le rayonnement harmoniques laser d'ordres élevés. Cette étape peut être franchie avec le développement de système laser Ti :Sa haute cadence de classe PetaWatt et l'injection d'harmoniques d'ordres élevés (voir chapitre 6.).

## 2.6 Étude de l'influence de la pré-impulsion

Depuis l'observation de la première émission intense de la raie  $J = 0 - 1$  néonoïde pour les éléments Ti, Cr, Fe et Zn [116, 13, 129], et l'éclaircissement de l'anomalie<sup>7</sup> de la raie la  $J = 0 - 1$ , l'utilisation d'une faible pré-impulsion laser avant l'impulsion principale est connue pour changer de manière significative les gradients de densité électronique et l'homogénéité du plasma. De nombreuses études ont été menées depuis pour essayer de comprendre le rôle de la présence d'un plasma froid dans la création d'un milieu amplificateur laser X-UV à partir de cible solide [92, 99].

Il a été montré [116] qu'une pré-impulsion réduit la valeur des gradients de densité. Par conséquent le rayon de courbure de la trajectoire des rayons du faisceau laser X-UV est réduit de manière à augmenter la distance parcourue dans la zone étroite de gain du plasma<sup>8</sup>. De plus, l'impulsion principale pénètre alors plus profondément dans le plasma froid créé par la pré-impulsion que dans le plasma immédiatement créé par l'impulsion elle même. Enfin, il a été montré que même si la valeur pic du gain est réduite, la zone de gain est élargie. Toutefois les résultats de l'amélioration de l'émission laser X-UV constatés étaient très disparates et les conditions de pré-impulsion utilisées donnaient pour deux éléments différents des résultats différents. Pour améliorer la compréhension des lasers X-UV à pré-impulsion ("*prepulsed X-ray laser*"), une caractérisation du plasma créé par la pré-impulsion était nécessaire. Cette étude a été menée par *B.Rus et. al* [131]. L'étude fut menée avec les éléments Zn, Ni, et Cu pour comparer l'influence de paramètres comme la conductivité thermique, la

---

<sup>7</sup>La théorie prédisait une forte émission laser X-UV pour la raie  $J = 0 - 1$  dans les ions néonoïdes, qui ne fut pas observée avant l'utilisation de pré-impulsion laser précédant l'impulsion laser principale dans le schéma collisionnel QSS

<sup>8</sup>La zone de gain suivant l'axe de la détente est étroite. La pré-impulsion permet de l'augmenter

température de fusion, la chaleur latente de fusion et la vaporisation. Le comportement des trois éléments est très différent. Le zinc est plus sensible à l'effet d'une pré-impulsion, l'augmentation d'ions néonoïdes mesurée est de 20% alors qu'elle atteint seulement quelques pourcents pour Ni et Cu. Il fut également montré que la longueur de gradient  $L_{n_e}$  de la densité électronique augmente quand le contraste de la pré-impulsion augmente et diminue quand le retard entre la pré-impulsion et l'impulsion principale diminue. Les mêmes variations furent observées pour la taille transverse verticale du plasma. Le rôle de la conductivité thermique de l'élément utilisé fut mis en évidence, suggérant qu'une dissipation rapide de la chaleur dans la cible pourrait diminuer le nombre d'atomes ionisés produits par la pré-impulsion [134].

L'étude de l'effet de la pré-impulsion fut étendue aux ions nickelloïdes par *J. E. Balmer et al.* [10], où de manière générale l'effet semble moins spectaculaire que pour les ions néonoïdes. Toutefois, un retard optimum entre la pré-impulsion et l'impulsion principale, en terme d'énergie extraite, a été mesuré à 1 ns pour le palladium nickelloïde, et l'effet de la pré-impulsion semble supérieur à celui de la courbure de la cible. Depuis, de nombreuses études numériques ont montré que l'utilisation d'une pré-impulsion dans le schéma collisionnel transitoire pouvait permettre de créer un pré-plasma contenant une fraction importante d'ions lasants et des gradients de densité plus faibles [94, 100].

L'intérêt de l'utilisation d'un pré-plasma formé par une double impulsion (pré-impulsion et impulsion longue) dans le cas d'un pompage en incidence rasante est le suivant. Lorsque le pré-plasma est créé par une seule impulsion, l'absorption de l'énergie de l'impulsion longue se fait principalement à la densité critique. Par l'ajout d'une pré-impulsion, les gradients de densité électronique étant plus faibles l'absorption de l'impulsion longue est plus importante dans la région sous-critique, zone qui peut ensuite être chauffée en ajustant l'angle de rasance du faisceau de pompe. En effet, avec un pompage en incidence rasante, on peut ajuster, l'angle de rasance, i.e la densité du point de rebroussement avec le "plateau"<sup>9</sup> de densité formé en jouant sur les caractéristiques de la séquence d'impulsions. On peut alors envisager de faire concorder la zone dense possédant d'une part une longueur de gradient élevée et d'autre part une forte concentration d'ions nickelloïdes, avec la région chauffée par l'impulsion courte.

L'étude présentée ici est préliminaire. Néanmoins, nous avons pu, grâce au système de génération de pré-impulsion, faire varier le retard entre la pré-impulsion et l'impulsion longue et le contraste entre la pré-impulsion et l'impulsion longue. Toutefois, étant donné qu'il nous manquait un cube polariseur, le système ne nous a pas permis de faire de mesure sans pré-impulsion. L'angle de rasance a été maintenu fixe à  $\Phi = 19^\circ$  pour

---

<sup>9</sup>L'expression plateau désigne la partie plus plate du profil de densité induit par la pré-impulsion dans la zone sous-critique, entre le rebond de densité formé par l'impulsion longue et la densité critique

toute l'étude qui suit.

### Influence du retard $\Delta t_{PP-LP}$ sur l'absorption

Nous nous sommes intéressés aux modifications de l'émission X du plasma pompé par l'impulsion courte pour différentes conditions de pré-impulsions. Les images données par la caméra à sténopé X (fig. 2.40), de l'émission du plasma intégrée temporellement autour de 600 eV nous montrent que les caractéristiques de la zone chauffée évoluent en fonction de la configuration de la pré-impulsion.

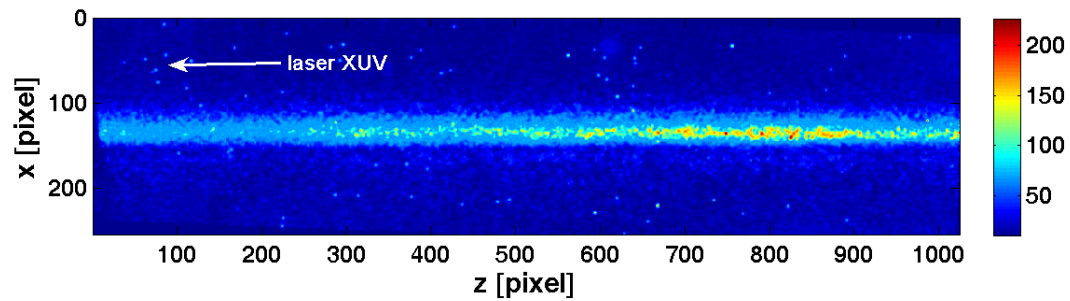


FIG. 2.40 – Image de la zone de chauffée du plasma

Les observations générales qui sont tirées des images enregistrées par la caméra à sténopé X sont les suivantes. Premièrement, un retard plus long entre la pré-impulsion et l'impulsion longue entraîne une augmentation de la largeur de la zone chauffée. Comme le pic de l'émission garde une valeur comparable, l'émission intégrée dans l'espace et le temps est plus élevée. Deuxièmement, quand le contraste augmente, la valeur pic de l'émission intégrée du plasma diminue, tandis que la largeur à mi-hauteur de la zone chauffée augmente. Cette tendance se produit d'autant plus vite que le retard  $\Delta t_{PP-LP}$  est long. Ces observations nous donnent des informations sur les rôles respectifs de  $R$  et  $\Delta t_{PP-LP}$ .

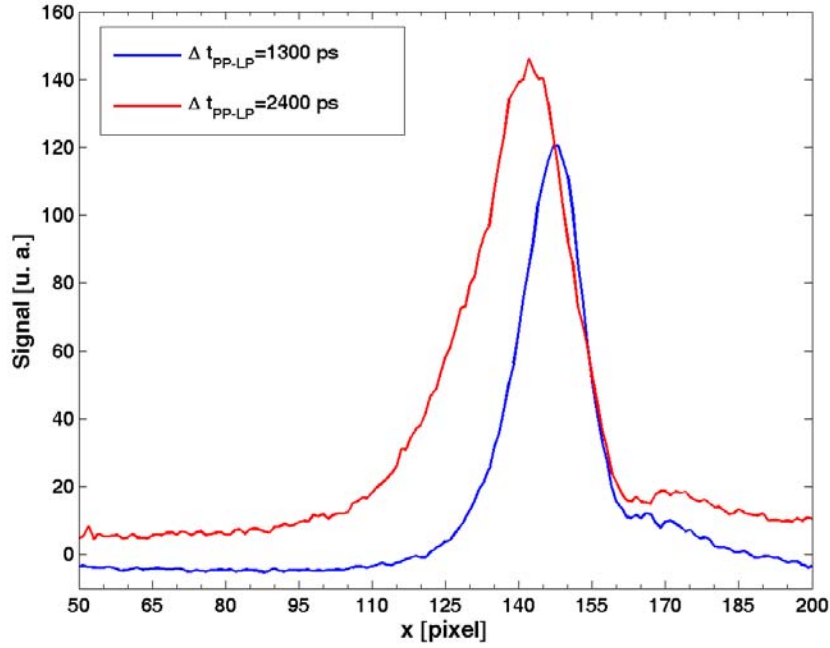


FIG. 2.41 – Comparaison des profils de l’émission  $keV$  du plasma pour ( $\Delta t_{PP-LP} = 1300$  ps,  $R = 0.07$ ,  $\Delta t_{LP-SP} = 400$  ps) et ( $\Delta t_{PP-LP} = 2400$  ps,  $R_{PP-LP} = 0.14$ ,  $\Delta t_{LP-SP} = 500$  ps)

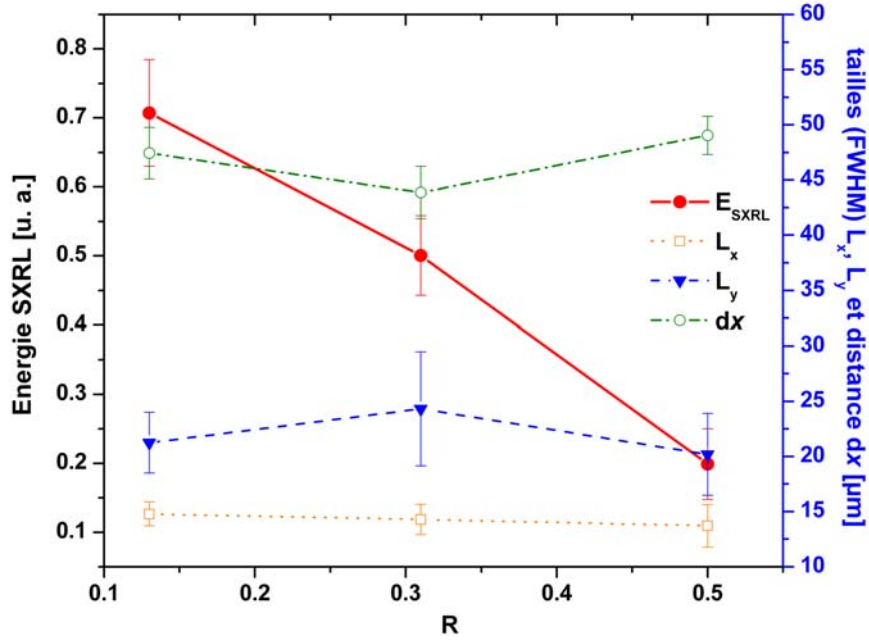
La figure (fig. 2.41) compare les profils de l’émission  $keV$  du plasma suivant l’axe  $x$  de la détente, pour les conditions optimales pour les deux retards entre la pré-impulsion et l’impulsion longue, 1300 ps et 2400 ps. On note que l’absorption est plus importante suivant l’axe  $x$  pour le cas où le retard  $\Delta t_{PP-LP}$  est plus long. Si l’absorption est plus importante sur une distance plus grande, la zone dense du plasma sera chauffée de manière plus homogène mais la température pic sera plus faible.

### Influence du contraste $R_{PP-LP}$ de la pré-impulsion

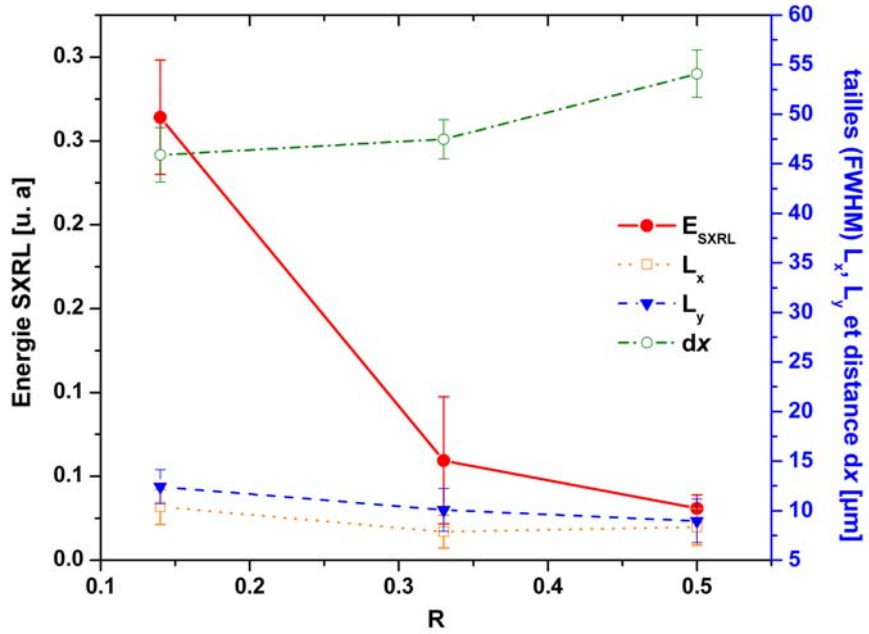
L’optimisation du contraste a été faite pour trois valeurs différentes du minimum, jusqu’alors utilisé ( $R_{PP-LP} = 0.07$ , fig. 2.6). Lorsqu’on augmente le contraste le plasma créé par la pré-impulsion devient de plus en plus dense et chaud. Plus le contraste augmente plus l’énergie dans le faisceau laser X-UV diminue, ceci pour les deux retards  $\Delta t_{PP-LP}$ , entre la pré-impulsion et l’impulsion longue (fig. 2.4). Pour le retard,  $\Delta t_{PP-LP} = 1300$  ps (fig. 2.42(a)), les dimensions de la pupille suivant les deux axes restent à peu près constantes pour les différents contrastes utilisés. La fluence du laser X-UV  $F_{SXRL}$  suit donc la même variation que l’énergie  $E_{SXRL}$ .

Il semble donc que pour des valeurs de contraste élevées, où la pré-impulsion possède une énergie comparable à celle de l'impulsion longue, la densité d'émetteurs diminue. On remarquera que la taille de départ du champ proche du laser X-UV est bien plus petite que celle mesurée dans les mêmes conditions de retards mais avec un contraste deux fois plus petit, c'est à dire  $R = 0.07$ . Pour le retard,  $\Delta t_{PP-LP} = 2400$  ps (fig. 2.42(b)), la taille de la pupille de sortie du laser X-UV a fortement diminué. On remarque également que l'énergie du laser X-UV est à peu près divisée par deux par rapport au retard initial.

La position de la source ( $dx$ ) augmente avec le retard et l'énergie dans la pré-impulsion. En effet, plus le retard est long, plus le plasma créé par la pré-impulsion a le temps de se détendre et plus l'énergie de l'impulsion longue est absorbée loin de la cible. De plus, si on augmente l'énergie dans la pré-impulsion, le plasma créé est plus chaud et se détend plus vite. Si le contraste devient élevé, le plasma créé par la pré-impulsion est plus dense et se détend plus vite et l'impulsion longue va être absorbée sur une plus grande distance et ne pourra donc pas chauffer suffisamment le plasma. Le retard joue plus sur l'absorption et sur la valeur des gradients de densité vus par l'impulsion longue. Il existe un optimum en retard et contraste pour la pré-impulsion, elle doit permettre une meilleure absorption de l'impulsion longue sans toutefois trop diminuer la température et l'ionisation moyenne finale. On comprend alors que le contraste faible favorise l'extraction d'énergie. Nous soupçonnons qu'un désalignement soit survenu au cours de ces mesures et que l'impulsion laser de pompe ait été défocalisée ce qui pourrait expliquer une énergie faible dans le faisceau laser X-UV durant toutes les mesures présentées ci-dessus. Une vérification *a posteriori* a confirmé le désalignement.



(a)  $\Delta t_{PP-LP} = 1300$  ps



(b)  $\Delta t_{PP-LP} = 2400$  ps

FIG. 2.42 – Évolution des propriétés du champ proche du laser X-UV en fonction du contraste  $R_{PP-LP}$ , pour deux retards  $\Delta t_{PP-LP}$  avec  $\Delta t_{LP-SP} = 500$  ps.  $E_{SXRL}$  énergie laser X-UV,  $L_x$  et  $L_y$  tailles horizontales et verticales et  $dx$  distance du champ à la surface de la cible

## Conditions optimales de pré-impulsion en terme de fluence du laser X-UV

Nous avons ensuite réalisé une deuxième série de mesures (fig. 2.43), en portant plus d'attention à la superposition grâce au RILF de l'impulsion longue et de l'impulsion courte de pompe, pour une pré-impulsion possédant les caractéristiques suivantes : une retard  $\Delta t_{PP-LP} = 2400$  ps et un contraste  $R = 0.14$ . Nous avons alors cherché à optimiser le retard entre l'impulsion longue et l'impulsion courte  $\Delta t_{LP-SP}$ . On remarque que la taille de la pupille varie peu ( $L_x \sim \text{constante}$ ,  $L_y \times 2$ ). La taille moyenne de la pupille de sortie laser X-UV sur l'ensemble de la variation du retard  $\Delta t_{LP-SP}$  est de  $L_x \sim L_y \approx 15 \mu\text{m}$ . Une taille moyenne minimale de ( $L_x = 13 \mu\text{m}$ )  $\times$  ( $L_y = 10 \mu\text{m}$ ) est atteinte pour un retard de  $\Delta t_{LP-SP} = 500$  ps. L'évolution de l'énergie du laser X-UV est similaire à celle de sa fluence (non représentée sur la figure) étant données les variations de la taille de la pupille. L'énergie du laser X-UV augmente d'un ordre de grandeur quand on passe d'un retard de  $\Delta t_{LP-SP} = 300$  ps à  $\Delta t_{LP-SP} = 500$  ps.

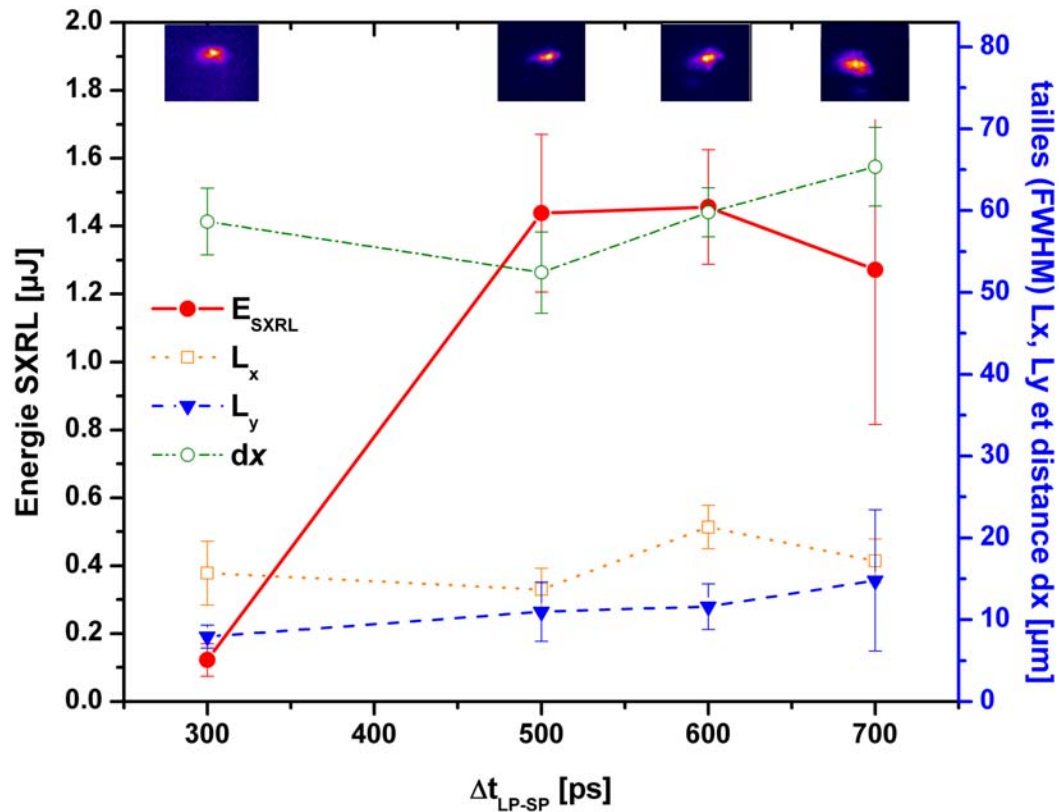


FIG. 2.43 – Propriétés de la pupille de sortie du laser X-UV en fonction du retard  $\Delta t_{LP-SP}$  pour  $\Phi = 19^\circ$ ,  $\Delta t_{PP-LP} = 2400$  ps et  $R_{PP-LP} = 0.14$ . Les images de la pupille de sortie du laser X-UV sont en insertion



En comparant à la courbe obtenue avec une retard  $\Delta t_{PP-LP} = 1300$  ps et un  $R = 0.007$  (fig. 2.28), on observe un optimum en terme d'énergie moins piqué. L'optimum en fonction du retard  $\Delta t_{LP-SP}$  est élargi et décalé vers les retards plus longs. On remarquera alors que la fluence atteinte, pour le retard  $\Delta t_{LP-SP}$  optimum, est de

$$F_{SXRL} = 1.2 \text{ J.cm}^{-2}$$

Si on compare l'image de champ proche obtenue dans les conditions optimales (fig. 2.44(b)) données par la courbe (fig. 2.43) avec l'image du champ proche de  $\Delta t_{PP-LP} = 1300$  ps et  $R_{PP-LP} = 0.07$  (fig. fig :nf19), l'énergie dans la pupille de sortie du laser X-UV est divisée par un facteur  $\approx 2$ . La taille est elle divisée par un facteur 4 suivant l'axe vertical  $y$  et 2 suivant l'axe horizontal  $x$ . Le rapport d'aspect qui était auparavant en faveur de la dimension verticale ( $L_y \geq L_x$ ) est inversé. On passe d'une taille d'environ  $22 \times 45 \mu\text{m}^2$  dans les conditions de pré-impulsion initiales à  $13 \times 10 \mu\text{m}^2$  pour un retard  $\Delta t_{PP-LP} = 2400$  ps, et un contraste de  $R_{PP-LP} = 0.14$ .

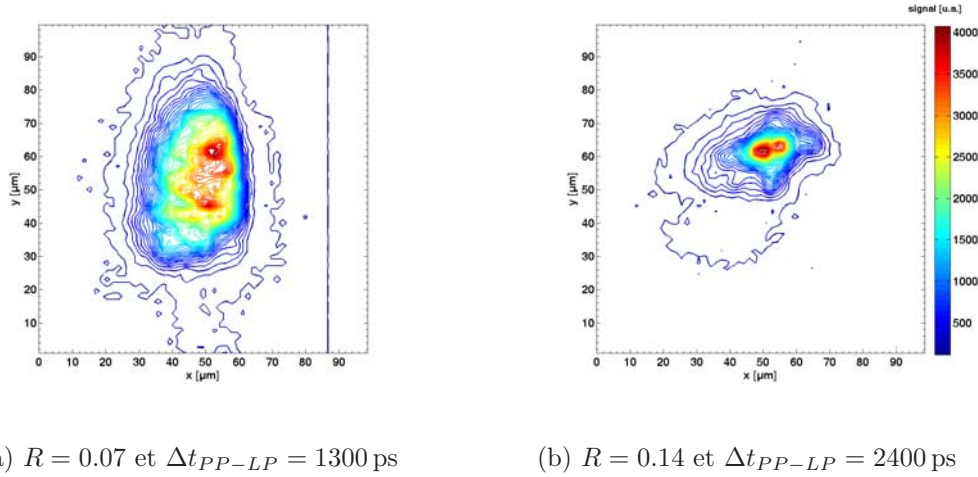


FIG. 2.44 – Images de la pupille de sortie pour  $\Delta t_{LP-SP} = 500$  ps et  $\Phi = 19^\circ$

L'observation d'un tel faisceau laser X-UV (fig. 2.44(b)) a été obtenue de manière reproductible. Nous avons réalisé plus d'une vingtaine de mesures de la pupille de sortie du laser X-UV à  $\Delta t_{LP-SP} = 500$  ps et les fluctuations de taille sont inférieures à 10%. Toutefois, nous avons observé que ces conditions de génération étaient très sensibles à la superposition des faisceaux. En effet de manière totalement erratique, une seconde source plus faible apparaissait pour certains tirs. En jouant sur la hauteur de la lentille sphérique focalisant la pré-impulsion et l'impulsion courte nous étions capables de récupérer une source unique. La source obtenue s'est avérée sensible à l'alignement des



faisceaux. Nous avons remarqué que l'on pouvait résoudre ce problème en augmentant de manière considérable l'énergie dans l'impulsion longue et la pré-impulsion, respectivement  $E_{LP} = 770$  mJ ( $6 \times 10^{11}$  W.cm<sup>-2</sup>),  $E_{PP} = 130$  mJ ( $9.7 \times 10^{10}$  W.cm<sup>-2</sup>), et seulement  $E_{SP} = 250$  mJ dans l'impulsion de pompe un peu plus focalisée ( $h_y \approx 36$  μm (FWHM)), soit une intensité de  $1.7 \times 10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup>. Cette configuration a été utilisée pour réaliser une comparaison champ proche et champ lointain du laser X-UV.

Nous poursuivons un travail de simulation numérique pour comprendre la réduction de la dimension de la pupille suivant l'axe vertical transverse ( $L_y$ ). A notre connaissance, cette expérience est la seule qui étudie l'utilisation d'une pré-impulsion avec un retard  $\Delta t_{PP-LP}$  si court et son influence dans le schéma de pompage en incidence rasante

### Conclusion

- Des conditions de pré-impulsion, correspondant à un retard entre la pré-impulsion et l'impulsion longue augmenté de 1300 ps à 2400 ps et un contraste doublé, ont permis d'atteindre une fluence laser X-UV élevée de  $F_{SXRL} = 1.2$  J.cm<sup>-2</sup> avec une réduction de la taille de la pupille de sortie au profil quasi-gaussien (jusque  $\approx 10$  μm × 10 μm).
- En se référant à la conclusion de la partie (3.3) une variation de l'angle  $\Phi$  est nécessaire pour apporter des conclusions plus fines à cette étude.
- L'utilisation d'une séquence d'impulsion longue permet de contrôler le coefficient d'absorption de l'impulsion laser de pompe et les gradients de densité du pré-plasma.

## 2.7 Caractérisation spatiale du faisceau

Les données présentées jusqu'à maintenant concernaient la pupille de sortie du laser X-UV. Ces mesures donnent une idée de la stabilité et de la fluence qui peut être atteinte lorsque le faisceau est focalisé en imageant la pupille de sortie. Si on veut utiliser le faisceau laser X-UV pour des applications, il est important de caractériser sa divergence, son homogénéité en champ lointain (empreinte du faisceau) et sa cohérence spatiale.

Nous avons pour cela installé une caméra CCD X-UV dans l'axe du faisceau laser X-UV. L'imageur XUV étant éclipable sous vide, il était alors possible d'enregistrer l'empreinte du faisceau laser X-UV sur une caméra CCD X-UV placée sur l'axe. Sur la figure (fig 2.45) le trait en pointillé représente le trajet du faisceau laser X-UV vers

ce diagnostic de champ lointain. La caméra a été positionnée directement dans l'axe à une distance  $D = 1150$  mm de la cible. Une combinaison de quatre feuilles d'aluminium deux de  $0,15 \mu\text{m}$  plus deux de  $0,3 \mu\text{m}$  ont été placées à une distance  $d = 152$  mm de la cible et un filtre d'aluminium d'une épaisseur de  $100$  nm supporté par une grille de tungstène juste devant la caméra CCD pour limiter le rayonnement parasite due à l'émission du plasma et à la lumière ambiante du détecteur.

Une croisée de fil a été positionnée avec les filtres d'aluminium pour repérer l'angle de déviation du faisceau laser X-UV . Cette déviation est due au gradient d'indice présent dans la zone de gain.

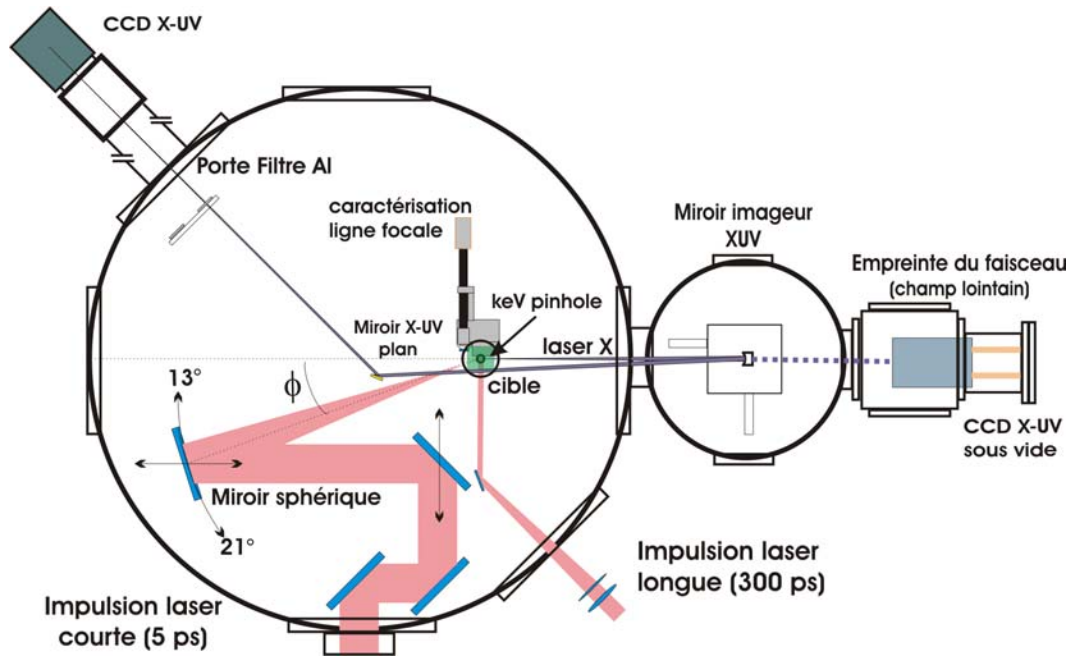


FIG. 2.45 – Représentation schématique de l'expérience et implémentation du diagnostic de mesure du champ lointain (à droite) dans le dispositif expérimental

Nous avons choisi de travailler dans des conditions légèrement différentes de celles énoncées dans la section (2.6, p.87).

	Pré-impulsion (PP)	Impulsion longue (LP)	Impulsion courte (SP)
angle [°]	90	90	19
énergie [mJ]	130	770	250
$h_y$ [ $\mu\text{m}$ ]	70	70	36
$\Delta t_{PP-LP}$	2400		
$\Delta t_{LP-SP}$		500	

TAB. 2.2 – Paramètres des lasers de pompe utilisés pour générer d’une pupille de sortie du laser X-UV petite circulaire et unique

Nous avons remarqué au cours de l’étude sur l’effet de la pré-impulsion que l’énergie du laser X-UV était sensible au pointé du faisceau long, nous avons donc augmenté l’énergie dans l’impulsion longue (et *a fortiori* dans la pré-impulsion) pour créer un pré-plasma plus volumineux, donc plus stable. Le trajet du faisceau de pompe étant entièrement sous vide dans la salle expérimentale, sa stabilité de pointé a été estimée à  $3 \mu\text{rad}$ . La conséquence du changement de la répartition en énergie est une augmentation de la taille de la source laser X-UV. En effet, trois images de champ proche enregistrées successivement sont représentées en figure (fig. 2.46-a,c,e). L’énergie moyenne dans le faisceau est de  $0.7 \mu\text{J}$  et la taille moyenne des pupilles de sorties est  $L_x = 21 \mu\text{m}$  et  $L_y = 19 \mu\text{m}$ .

Les figures d’intensités en champ lointain sont représentées en figure (fig. 2.46-b,d,f). Les mesures en champ proche et en champ lointain sont réalisées successivement. On notera une distribution d’intensité typique similaire à une figure de speckle. Le fil placé sur le trajet du faisceau laser X-UV représente une déviation de  $0.3 \text{ mrad}$  par rapport de l’axe de la cible. L’angle de déviation est très faible et centré sur  $\approx 0.3 \pm 0.3 \text{ mrad}$ . Cette valeur résulte de la mesure de l’angle de déviation du faisceau sur l’ensemble des mesures d’empreintes du faisceau laser X-UV effectuées.

Pour ces conditions de génération, la divergence moyenne (sur 7 tirs) du faisceau laser X-UV mesurée à mi-hauteur est de :

$$\Theta_x = 4.8 \pm 0.2 \text{ mrad}$$

$$\Theta_y = 2.1 \pm 0.6 \text{ mrad}$$

La divergence est plus importante dans la direction horizontale d’un rapport deux par rapport à la direction verticale. On peut remarquer une ligne présente sur les images de l’empreinte du faisceau laser X-UV. Cette ligne est due à un problème de lecture,

notamment lié à la saturation de la caméra au centre du faisceau laser X-UV (rouge sur l'échelle de couleur).

Si on s'intéresse à l'homogénéité du faisceau, on remarque des structures contrastées présentes sur les trois images (fig. 2.46-b,d,f). Ces structures ressemblent à des figures de "speckles". Le critère d'homogénéité du champ lointain peut être traduit ici par le contraste moyen de ces structures :

$$V = \frac{V_{max} - V_{min}}{V_{min} + V_{max}}$$

Le contraste des structures ou speckles de la distribution d'intensité du faisceau laser X-UV en champ lointain est mesuré de part et d'autre de l'ombre du fil et donne :

$$V = 0.5 \pm 0.15$$

La mesure n'est pas très précise car elle n'est pas réalisée sur l'ensemble de la distribution et, est bruitée par l'ombre du support du dernier filtre.

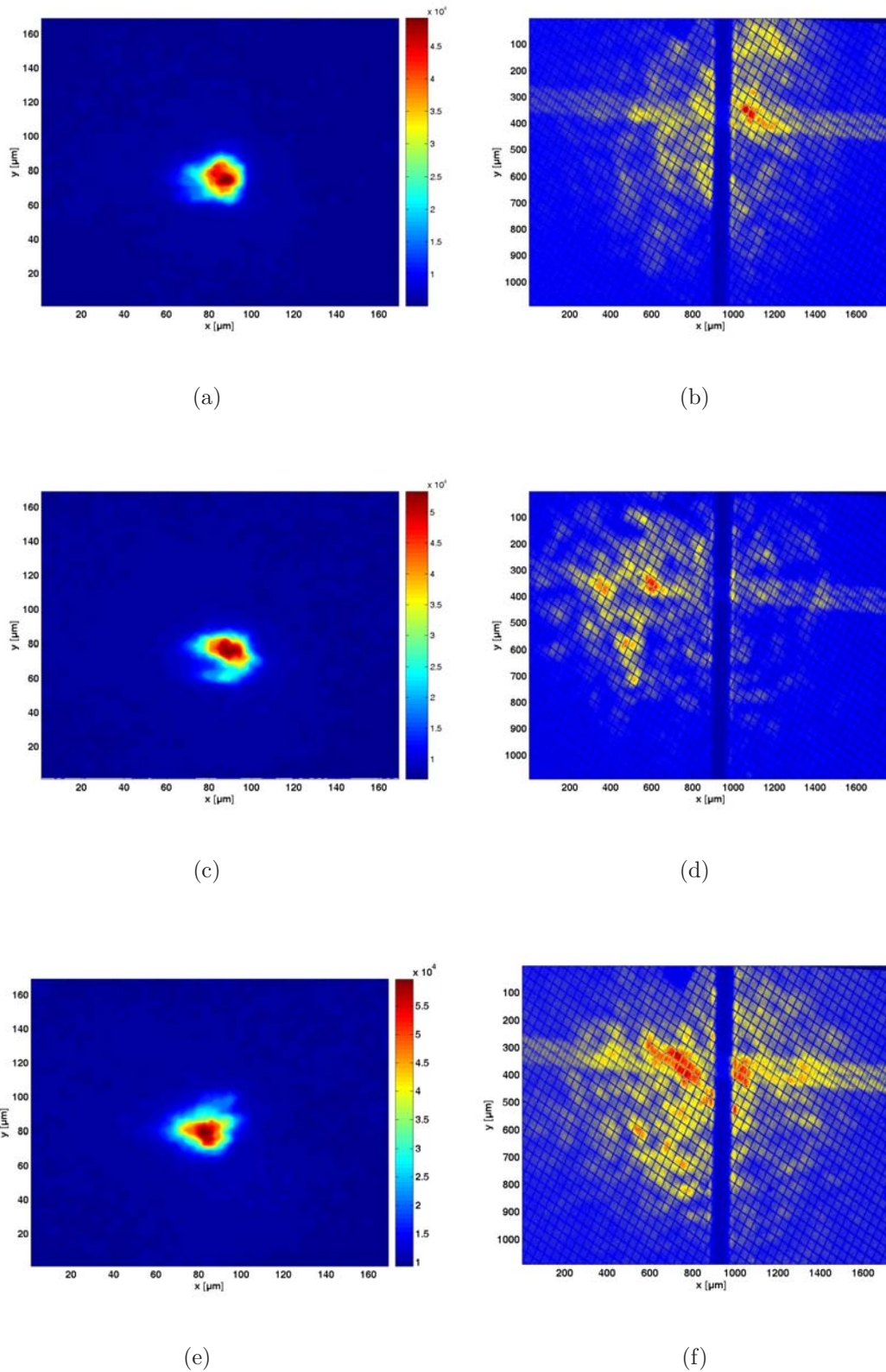


FIG. 2.46 – Caractérisation du faisceau laser X-UV : comparaison champ proche champ lointain. A gauche image de la pupille de sortie du laser X-UV obtenue avec l'imager X-UV. A droite empreinte du faisceau à 1.15 m

La taille des speckles est assez difficile à évaluer avec un algorithme automatique, dans la mesure où leur intensité varie par rapport au fond de l'image. Toutefois, une mesure à caractère indicatif, donne une taille horizontale de speckle  $s_x$  de

$$70 \mu\text{m} \leq s_x \leq 92 \mu\text{m}$$

et une taille suivant l'axe verticale,  $s_y$  de :

$$53 \mu\text{m} \leq s_y \leq 84 \mu\text{m}$$

On constatera que le rapport d'aspect de la pupille de sortie est conservé dans le rapport d'aspect des structures du champ lointain.

Par ailleurs on constate que quasiment toutes les empreintes de faisceaux enregistrées dans cette configuration laissent apparaître une figure de diffraction autour du fil (fig. 2.47(a)).

### Estimation de la cohérence spatiale du faisceau

Le but des mesures suivantes, n'est pas de faire une étude de caractérisation de la cohérence spatiale du faisceau car les données ne le permettent pas, mais de montrer que ce faisceau est faiblement cohérent spatialement. Nous ne donnerons pas de valeur expérimentale de la longueur de cohérence spatiale, mais étant donné la faible dimension de la pupille de sortie du laser X-UV (fig. 2.46-b,d,f) nous donnons un ordre de grandeur de cette valeur. En outre, il est bien connu qu'un bord d'écran ou encore un fil illuminé par une source cohérente produit une figure de diffraction. Si la visibilité est constante sur l'ensemble du champ pour une source de cohérence complète, elle décroît avec la distance à l'ombre du fil ou au bord d'écran dans le cas d'une illumination partiellement incohérente ou totalement incohérente spatialement.

A partir de la référence [98], la longueur de cohérence maximale,  $L_{c,max}$  dans le plan de la sortie de la colonne de plasma de longueur  $L$  est donnée par

$$L_{c,max} = \frac{\lambda L}{2\pi a} \approx 7.6 \mu\text{m} \quad (2.21)$$

si on suppose que l'on peut approximer la pupille de sortie à une pupille circulaire de rayon  $a \approx 10 \mu\text{m}$ . Un zoom de l'image de l'empreinte du faisceau est présenté sur la figure (fig. 2.47(a)) avec une coupe de l'image suivant l'axe horizontal (fig. 2.47(b)). Une estimation suivant un calcul utilisé dans la référence [128] en mesurant la longueur de cohérence donnée par la chute de la visibilité des franges de diffraction présentes sur

les bords du fil nous donne une longueur de cohérence spatiale dans le plan de la source d'approximativement  $L_c \approx 8.5 \mu\text{m}$ .

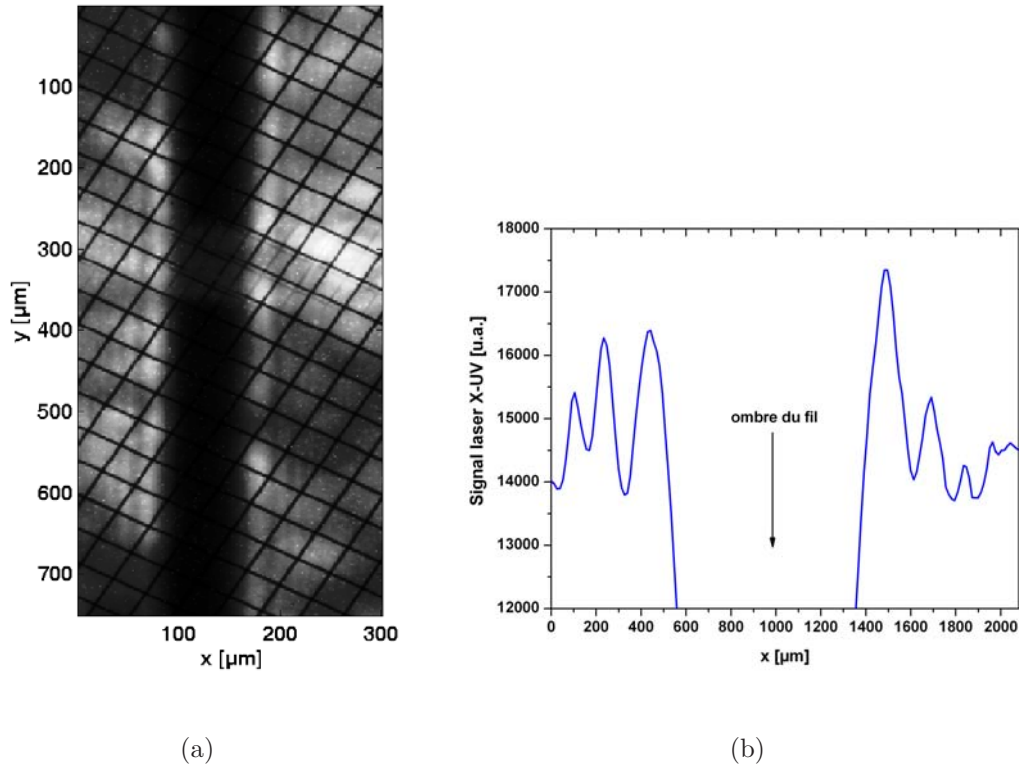


FIG. 2.47 – Zoom sur la figure de diffraction dans l'image correspondant à la figure (fig. 2.46-b)

Rappelons que le fil est placé au centre du faisceau à une distance de 15.2 cm de la source, la cohérence ne résulte donc probablement pas de la propagation. On notera enfin que la figure de diffraction est observée sur quasiment toute la largeur à mi-hauteur du faisceau. L'observation de la diffraction sur un fil placé proche de la sortie de la colonne de plasma montre une amélioration de la cohérence spatiale du faisceau laser X-UV en régime transitoire par rapport à la cohérence spatiale, auparavant très faible, sauf géométrie de cible particulière [144]. L'amélioration de la cohérence est essentiellement due à la taille de la source laser X-UV. Toutefois, la cohérence spatiale reste faible pour des applications nécessitant un faisceau X-UV cohérent.

Nous avons au cours de cette expérience été capable de mesurer, pour des conditions de génération plus sensibles à l'alignement, une source d'un diamètre d'environ  $10 \mu\text{m}$  où la cohérence spatiale doit être encore meilleure.



## Interprétations des inhomogénéités du faisceau en champ lointain (speckles)

En se basant, sur les travaux récents de l'équipe et plus particulièrement de *O. Guilbaud* [57, 58], il a été montré que la distribution des figures de speckles dépend de la forme de la pupille de sortie du laser X-UV mais également de la cohérence longitudinale du faisceau.

Un modèle simple peut être utilisé pour décrire la structure spatiale du faisceau laser X-UV à partir de l'empreinte du faisceau, et également laser X-UV remonter à la structure du champ électromagnétique [58]. L'intensité intégrée temporellement détectée à une distance  $D$  de la source peut être déduite de l'amplitude complexe du champ instantané à la sortie de la colonne de plasma amplificatrice par le principe d'Huygens-Fresnel [15]. On suppose que l'amplitude du champ reste constante sur la durée de l'impulsion laser X-UV, avec une distribution spatiale similaire à celle donnée par la pupille de sortie du laser X-UV. On suppose de plus, que le front de phase du champ reste constant sur un temps de l'ordre du temps de cohérence du champ. Le champ du laser X-UV émis résultant de l'ASE de la colonne de plasma, on considère que la phase du champ est aléatoire et composée à un instant donnée de plusieurs cellules possédant une phase uniforme et distribuée aléatoirement dans la pupille de sortie du laser X-UV. La taille typique des cellules est donnée par la longueur de cohérence transverse (spatiale) dans le plan de sortie de la colonne de plasma. Elle possède des valeurs différentes suivant chacun des axes transverses. La forme et la taille des cellules peuvent être calculées par le théorème de Van Cittert-Zernicke à partir des dimensions de la taille de la zone de gain. Le champ dans la pupille de sortie du laser X-UV résulte en effet de la superposition de différentes ondes de phase aléatoire initialement émises par les ions lasants par désexcitation spontanée et amplifiées le long de la colonne de plasma. Les tailles des cellules de phase uniforme (longueur de cohérence spatiale transverse) sont données par  $l_x$  et  $l_y$  qui sont reliés à la taille de la source par les relations [98] :

$$l_x \approx \frac{\lambda \cdot L}{a_x} \quad (2.22)$$

$$l_y \approx \frac{\lambda \cdot L}{a_y} \quad (2.23)$$

où  $a_x$  et  $a_y$  sont la taille de la pupille du laser X-UV en champ proche. La distribution de l'intensité du champ lointain dans le plan de détection résulte alors de l'interférence entre les champs correspondant aux différentes cellules de phase uniforme dans la pupille de sortie du laser X-UV. La distribution de l'intensité instantanée en champ lointain ressemble de façon générique à une figure de speckle. Comme les caméras CCD XUV, dont le temps de lecture est typiquement de l'ordre de la microseconde, fournissent des



images intégrées temporellement de la distribution de l'intensité, on doit donc considérer l'évolution du champ du laser X-UV sur la durée de l'impulsion. Sur un intervalle de temps de l'ordre du temps de cohérence  $\tau_C$ , la distribution spatiale de la phase, et donc l'intensité instantanée, sont constantes et ne changent que lentement d'une distribution aléatoire à une autre.

Si on définit par  $N$ , le rapport entre la durée de l'impulsion laser X-UV  $\tau_{SXRL}$  et le temps de cohérence  $\tau_C$ ,

$$N = \frac{\tau_{SXRL}}{\tau_C} \quad (2.24)$$

la distribution de l'intensité en champ lointain peut alors être approximée comme la superposition incohérente de  $N$  distributions d'intensité instantanée en champ lointain (ou trains d'onde indépendants).

Pour  $N = 1$ ,  $I(x, y)$  est une pure figure de speckle. On peut montrer à partir de la théorie sur le speckle, que la moyenne spatiale de l'intensité  $\langle I \rangle_1$  est égale à la déviation standard  $\sigma_1 = \sqrt{\langle I^2 \rangle_1 - \langle I \rangle_1^2}$  et le contraste des speckles  $V = \sigma_1 / \langle I \rangle_1$  est égal à 1. Quand  $N > 1$ , le contraste  $V$  diminue comme l'inverse de la racine de  $N$  [133] :

$$V = \frac{\sigma_N}{\langle I \rangle_N} = \frac{\sqrt{N} \cdot \sigma_1}{N \langle I \rangle_1} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.25)$$

Par conséquent, si  $N \rightarrow \infty$ , la distribution d'intensité en champ lointain devient uniforme, comme on peut s'y attendre pour une source partiellement cohérente.

A partir de (2.25) et de la mesure du contraste réalisée plus tôt on peut estimer "le nombre de trains d'onde indépendants" dans l'impulsion du laser X-UV qui est lié au contraste des structures en champ lointain :

$$2 \leq N \leq 8$$

Étant données les conditions de pompage on peut supposer raisonnablement que la durée de l'impulsion du laser X-UV est  $\tau_{SXRL} \approx 5$  ps [86]. Le rapport  $N$  est accord avec la valeur trouvée pour un laser laser X-UV collisionnel transitoire pompé en incidence rasante [57].

Une des prédictions du modèle est partiellement confirmée ici (la mesure du temps de cohérence ou de la durée d'impulsion n'ont pas été réalisées) : les speckles apparaissent du fait du faible nombre de trains d'onde indépendants ou encore du rapport  $N$  faible, même si la source est partiellement cohérente.

Par ailleurs en raison de la stabilité du laser X-UV généré durant la campagne au LLC et la maîtrise des conditions de génération nous avons été capable de produire une

structure en double source dans la pupille de sortie du laser X-UV et ainsi d’apporter la confirmation expérimentale à la prédiction d’apparition de frange horizontale dans le plan du détecteur faite à partir du modèle [58].

## Contrôle de la distribution spatiale de l’énergie en champ proche : double structure

Quelques années auparavant l’équipe du LIXAM a mis en évidence la présence d’une double structure dans les champs proches d’un laser X-UV collisionnel transitoire à argent nickelloïde au cours d’expériences réalisées au LULI [57]. Trois hypothèses furent alors avancées pour expliquer la formation de deux sources.

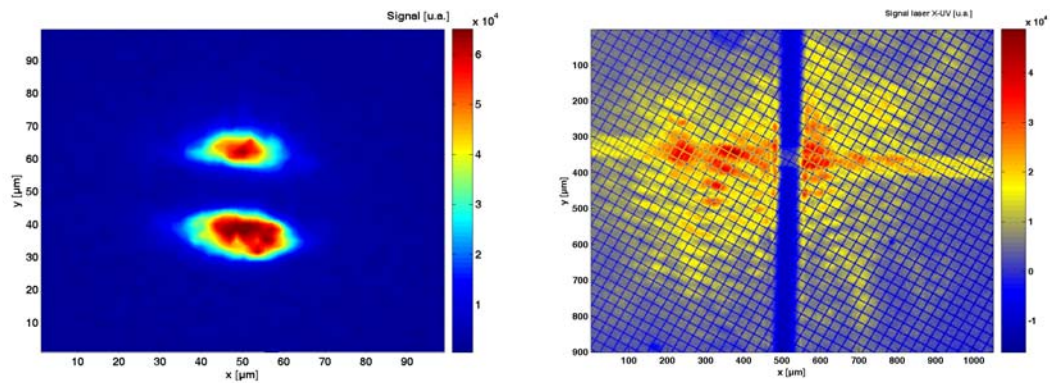
- **La réfraction** : La réfraction du faisceau laser X-UV par les gradients de densité électronique suivant l’axe vertical  $y$ . Il avait été montré à l’époque qu’en jouant sur le rapport des largeurs des lignes focales on pouvait faire apparaître une double structure pour un rapport  $h_{SP,y}/h_{LP,y}$  s’approchant de 1. Cette hypothèse était soutenue par le caractère bidimensionnel du profil de densité créé par l’impulsion longue. La zone de gain est créée dans une zone où, sur les bords, on peut imaginer des gradients transverses verticaux importants, et par conséquent des effets de réfraction élevés (3.3).
- **Création de deux zones de gain** : L’homogénéité transverse ( $y$ ) des lignes focales du faisceau laser créant le pré-plasma étant assez mauvaise, on peut supposer que la création de deux zones plus peuplées en ions nickelloïdes est possible.
- **Réfraction du faisceau laser de pompe** : La réfraction variant comme le carré de la longueur d’onde du rayonnement se propageant, on en déduit que la structure de la distribution de densité du plasma aura un effet beaucoup plus important sur la propagation du faisceau de pompe dans la zone de haute densité du plasma. Pour des retards courts ou une largeur de ligne focale  $h_{SP,y}$  grande (s’approchant de la taille de largeur de la ligne focale de l’impulsion de pompe) les gradients électroniques transverses verticaux vus par l’impulsion laser de pompe sont alors très importants ( $\approx 10^{24} \text{ cm}^{-4}$ ) dans le cas d’un profil spatial gaussien suivant la direction transverse.

Au cours de l’expérience réalisée au LLC, nous avons pu observer de manière reproductible des doubles structures pour des paramètres de génération contrôlés. Nous avons été capable d’identifier une liste de paramètres menant à la génération d’une double structure dans le champ proche du laser X-UV .

1. retard  $\Delta t_{LP-SP} < 300 \text{ ps}$ .
2. Désalignement du faisceau long par rapport au faisceau court de pompe. Nous avons observé qu’en faisant varier la hauteur de la lentille sphérique, en fonction de

- la hauteur il existait un position pour laquelle il n'y avait pas de double structure.
3. Répartition d'énergie en faveur de l'impulsion courte de pompe.
  4.  $h_{SP,y}/h_{LP,y} \rightarrow 1$  rapport de la largeur des lignes focales tendant vers l'unité. Le rapport des largeurs focales n'était pas un paramètre aussi déterminant que les deux précédents.
  5. Plus de 100 tirs successifs pour une même position de cible.

Le classement présenté est réalisé en fonction de la probabilité d'apparition d'une double structure dans le champ proche du laser X-UV. L'angle de rasance de l'impulsion laser de pompe ne semble pas jouer. Nous présentons une image de la pupille de sortie du laser X-UV (fig. 2.48(a)) avec l'empreinte du faisceau correspondant (fig. 2.48(b)). On note la



(a) Champ proche laser X-UV

(b) Champ lointain laser X-UV

FIG. 2.48 – Structure en double source en champ proche du laser X-UV (a) et interférence en champ lointain (b).

présence de franges horizontales contrastées mais distordues. Ces résultats constituent une confirmation expérimentale de l'hypothèse sur l'origine des structures des faisceaux lasers X-UV en champ lointain et est en excellent accord avec le modèle [59].

Grâce au grand nombre de mesures réalisées, nous avons identifié des critères évitant un dédoublement du faisceau dans la colonne de plasma amplificateur. Des simulations numériques [118] sont en cours pour essayer de comprendre l'origine de ce phénomène afin d'être capable de l'éviter.

## 2.8 Fonctionnement du laser X-UV à 10 Hz

La cadence des lasers X-UV a longtemps été un des facteurs limitant leur utilisation pour des applications. Jusqu'alors, la cadence de tir des lasers X-UV collisionnels transitoires était limitée par la cadence du laser de pompe utilisé. Le laser de pompe typique requis pour produire un laser X-UV collisionnel transitoire est un laser produisant un faisceau d'environ 5 – 40J avec un spectre suffisamment large pour qu'une partie de l'impulsion puisse être comprimée jusqu'à quelques picosecondes. La cadence est alors d'un tir toutes les 3 – 30 minutes environs [74, 112]. Avec l'apparition du pompage en incidence rasante et l'émergence de la technologie Ti :Sa dans les chaînes laser de puissance, l'efficacité du pompage du laser X-UV, et la cadence du laser de pompe ont été améliorées. Actuellement, les clefs du développement de lasers X-UV à taux de répétition élevé produits à partir de cible solide sont les suivants :

- **Efficacité** : Beaucoup d'énergie est perdue car la structure du pré-plasma n'est pas encore complètement contrôlée.
- **Laser de pompe** : La cadence du laser X-UV est limitée par celle du laser de pompe. Pour des longueurs d'onde de 15 – 30 nm, un laser de type Ti :Sa délivrant environ 1 – 2 J est suffisant pour produire un faisceau laser X-UV en régime saturé à un niveau d'énergie de l'ordre du microJoule. Toutefois, si l'on veut produire des impulsions laser X-UV contenant plus d'énergie, il faut alors augmenter la taille du milieu amplificateur à longueur d'onde équivalente. De même, si l'on veut produire un laser X-UV à plus courte longueur d'onde, i. e. en utilisant des cibles de  $Z$  plus élevés, il faut alors augmenter l'intensité sur la cible pour être capable de fournir un pré-plasma possédant l'ionisation correcte et pomper les transitions dont l'énergie d'excitation collisionnelle augmente avec  $Z$ .
- **Cible** : La cible est un élément clef dans la génération d'un laser X-UV et souvent négligé de par son aspect technique. Il a été montré que la qualité de la surface de la cible (rugosité) pouvait influencer fortement l'énergie laser X-UV extraite du milieu [10, 27]. Avec un fonctionnement à haute cadence, il se pose donc le problème de la régénération de la cible et de sa durée de vie. Les enceintes d'interaction étant généralement assez compactes, on peut difficilement imaginer un système avec une cible d'une longueur de plus de 150 mm. On se rend alors compte que la durée de fonctionnement du laser X-UV est limitée par la cible. On peut alors se poser les questions suivantes : combien de tirs peut-on effectuer pour une même position de cible ? Quel est le type de cible le plus adapté à un retraitement rapide ? Faut-il privilégier une cible massive qui sera repolie, ou une cible réalisée par dépôt ? Des solutions technologiques originales ont été proposées, comme l'utilisation d'une cible à ruban (basée sur le système d'entraînement des cassettes vidéo VHS) [53] ou encore une cible constituée d'une vis sans fin dont

la section du pas de vis donne la longueur de la cible utile [153].

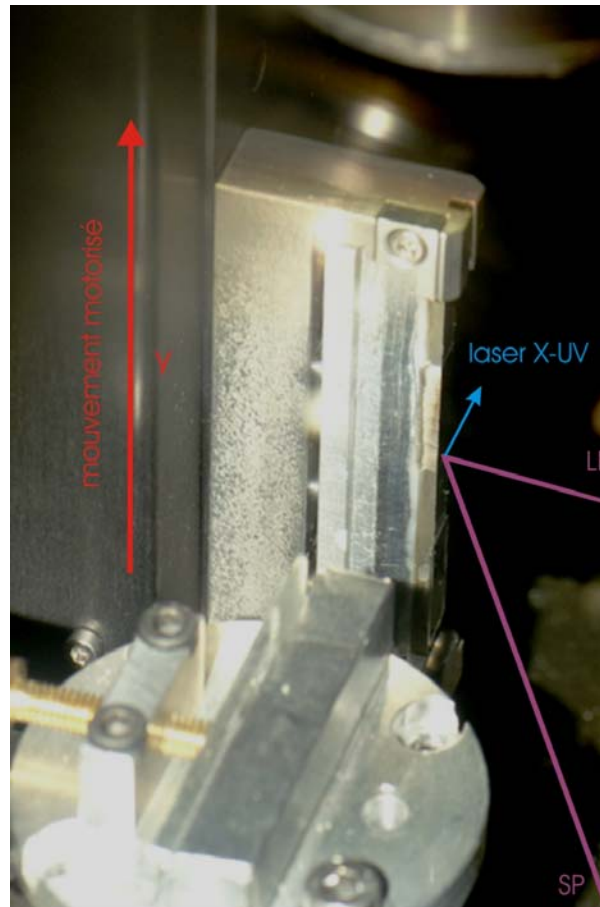


FIG. 2.49 – Vue du côté gauche de la cible (LP :impulsion longue) et (SP :impulsion courte)

Dans l'étude suivante, nous présentons les caractéristiques de l'image de la pupille de sortie du milieu amplificateur lors d'un fonctionnement à 10 Hz, pour une position fixe de la cible suivant l'axe  $y$  et pour une cible déroulant à une vitesse de  $v_y \approx 400 \mu\text{m.s}^{-1}$ .

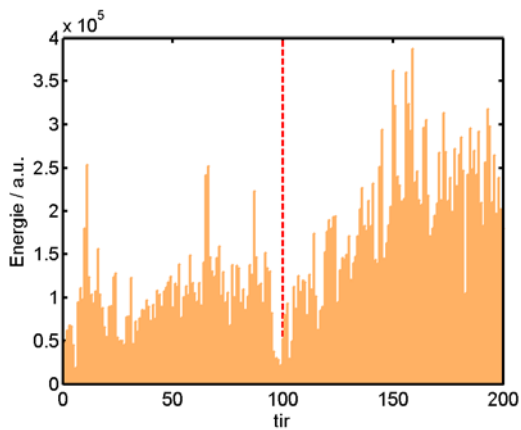
Sur la figure (fig. 2.49) on peut voir la cible vue du côté de l'impulsion courte de pompe, le laser X-UV étant donc émis vers l'arrière plan de l'image. Les trajets des faisceaux long (LP) et court(SP) sont représentés par des traits violets. Grâce à la caméra CCD X-UV et à une réduction de la zone de la caméra X-UV lue nous avons enregistré des vidéos de la pupille de sortie du laser X-UV. Sur les figures suivantes, sont rapportées les propriétés de la pupille de sortie du laser X-UV pour une cible mobile et immobile sur 10 s. Ces caractéristiques sont respectivement, l'énergie, l'intensité pic, le déplacement de la pupille suivant l'axe  $x$ , la taille et les positions dans le plan  $(x - y)$  du barycentre en énergie de la pupille (figs. 2.50(a), 2.50(b), 2.50(c), 2.50(d), 2.50(e)).

	cible mobile	cible fixe
$E_{SXRL}$ [ $\mu\text{J}$ ]	0.48	0.9
$\sigma E_{SXRL}$ [ $\mu\text{J}$ ]	0.20	0.34
$x_m$ [ $\mu\text{m}$ ]	43.2	$\sim 40-60$
$\sigma x_m$ [ $\mu\text{m}$ ]	2.7	-
$y_m$ [ $\mu\text{m}$ ]	16.8	31.1
$\sigma y_m$ [ $\mu\text{m}$ ]	3.6	5.7
$r$ [ $\mu\text{m}$ ]	8.8	9.8
$\sigma r$ [ $\mu\text{m}$ ]	0.8	0.9

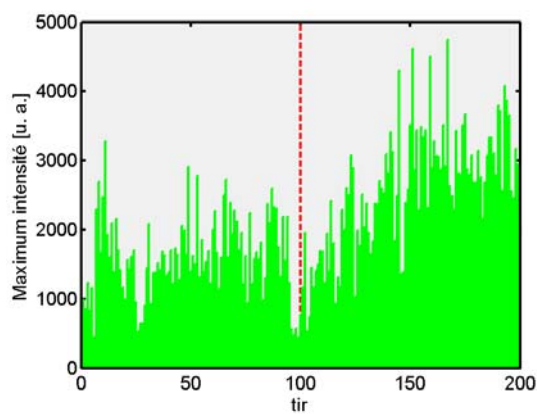
TAB. 2.3 – Résumé des propriétés du laser X-UV produits suivant le mode opératoire à 10 Hz (aimablement communiqué par F. Lindau)

Le trait pointillé rouge sur toutes les figures marque l'arrêt du défilement de la cible. La cible est donc mobile pour les tirs (tir numéro 0 à 100) et la distance entre chaque cratère est de  $40 \mu\text{m}$ .

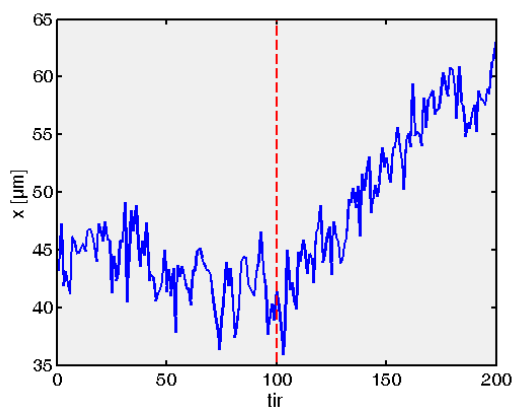
Lorsque la cible se déplace, les fluctuations mesurées sont de 42% sur l'énergie (fig. 2.50(a)). La valeur moyenne estimée de l'énergie dans ces conditions de génération (tab. 2.2) est de  $0.47 \mu\text{J}$ . Pour les tirs effectués pendant 10s avec une cible fixe, de façon surprenante l'énergie dans le faisceau laser X-UV augmente avec le nombre de tirs (fig. 2.50(a), tir de 100 à 200).



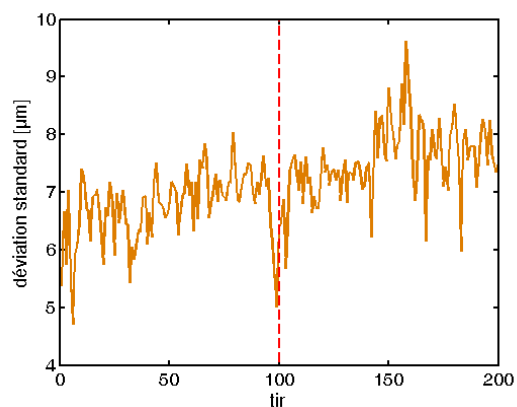
(a) Énergie intégrée du laser X-UV



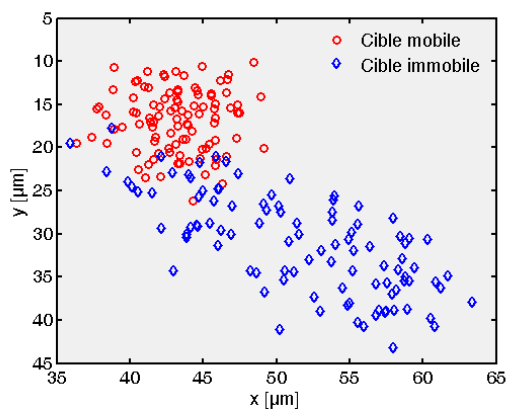
(b) Energie pic du laser X-UV



(c) Position du pic d'énergie suivant l'axe  $x$



(d) Diamètre moyen de la pupille de sortie du laser X-UV



(e) Position du barycentre en énergie de la pupille de sortie du laser X-UV



On mesure alors une énergie moyenne de  $0.9 \mu\text{J}$  avec des fluctuations similaires. Les propriétés sont résumées dans le tableau (tab. 2.3) où la position moyenne est donnée par  $(x_m, y_m)$

Deux hypothèses sont avancées pour expliquer cette amélioration du laser X-UV : tout d'abord, comme on peut le constater sur la courbe (fig. 2.50(c)), la position de la source laser X-UV s'enfonce dans la cible avec le nombre de tir.

Il se forme un cratère, le plasma formé possède alors une distribution de densité en "demi-guide d'onde"<sup>10</sup> suivant l'axe  $y$ . Au fur et à mesure que le cratère se forme, on peut supposer que le faisceau laser X-UV amplifié est mieux guidé le long du milieu. Toutefois, si on compare les tailles de la pupille de sortie du laser X-UV elles sont très comparables dans le cas de la cible mobile et fixe. On peut alors supposer que le gain en énergie ( $\approx \times 2.5$ ) est dû à la création d'une colonne de plasma plus dense par confinement de l'expansion latérale du plasma dans le cratère.

Finalement, il est possible que la rugosité de la cible change lorsque l'on utilise une même position de cible. Nous reviendrons sur cette observation ultérieurement. Comme nous l'avons observé précédemment, la position varie peu lorsque qu'on n'utilise la cible qu'une seule fois. La stabilité de pointé mesurée pour la cible mobile est de l'ordre du  $\mu\text{rad}$ .

Afin de caractériser les cratères produits par les différentes utilisations de la cible nous avons réalisé des mesures avec un profilomètre haute résolution<sup>11</sup>. Le profilomètre nous permet de mesurer la rugosité initiale de la cible, la profondeur des cratères formés, et pour des dimensions réduites on obtient une vue 3-D de la surface avec une résolution micrométrique.

Nous comparons ici les deux types de cratère : formés par un seul tir (fig. 2.51(a)) et formé par 100 (fig. 2.51(b)) et 200 tirs.

On peut voir sur la figure (fig. 2.51(a)) les traits perpendiculaires au cratère qui proviennent de l'usinage de la cible. La profondeur du cratère réalisé par un tir est de  $2.4 \mu\text{m}$ . Dans le cas d'une séquence de 100 et 200 tirs (fig. 2.51(b)) la profondeur est respectivement de  $20 \mu\text{m}$  et  $45.5 \mu\text{m}$ . La rugosité moyenne,  $R_q$  (RMS), mesurée suivant l'axe  $y$  perpendiculaire à l'axe de propagation du laser X-UV, pour une surface non irradiée, est de  $R_{q,y} = 0.25 \mu\text{m}$  et de  $R_{q,z} = 0.4 \mu\text{m}$  sur l'axe de propagation. Les rugosités mesurées pour une cible vierge sont résumées dans le tableau suivant :

---

<sup>10</sup>demi-anneau

<sup>11</sup>Dektak 8©, Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique



	$z$ [ $\mu\text{m}$ ]	$y$ [ $\mu\text{m}$ ]
$R_q$	0.4	0.25
$R_t$	1.45	2.33
$\lambda_q$	29.5	4.46

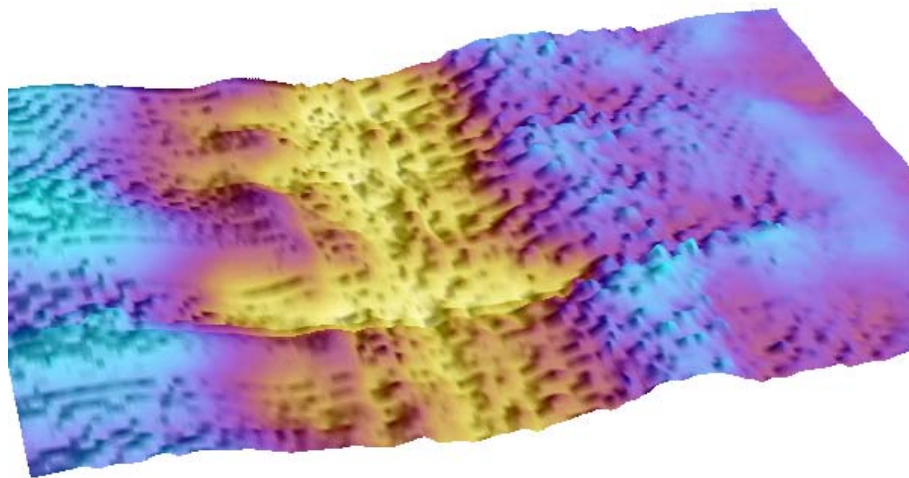
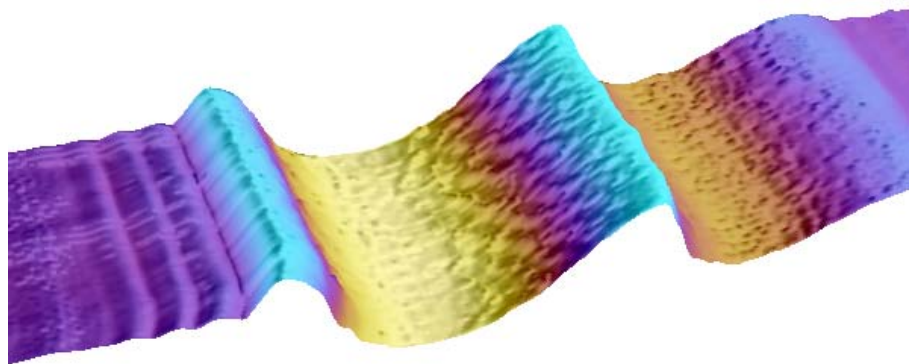
TAB. 2.4 – Rugosité caractéristique de la surface d'une cible vierge mesurée sur  $1\text{ mm}^2$ (a) Un tir - (échelle de couleur jaune  $-2.5\ \mu\text{m}$  bleu  $0.8\ \mu\text{m}$ )(b) Á gauche 200 tirs ; à droite 100 tirs (échelle de couleur jaune  $-47\ \mu\text{m}$  bleu  $15\ \mu\text{m}$ )

FIG. 2.51 – Image 3D reconstituées à partir des profils de la surface réalisées à l'Institut d'Optique par A. Jérôme et M.-F. Ravet

On constate que la rugosité de la cible vierge n'est pas très élevée mais reste toutefois plus importante que la rugosité pouvant être obtenue par une polisseuse à diamant [10]. La différence la plus importante entre les deux directions est la longueur d'onde moyenne (RMS) du profil  $\lambda_q$ , définie communément par :

$$\lambda_q = 2\pi \frac{R_q}{\Delta_q}$$

où  $\Delta_q$  est la pente moyenne (RMS) du profil :

$$\Delta_q = \sqrt{\int_0^L \left( \frac{dr(x)}{dx} \right)^2 dx}$$

Pour déterminer si le nombre de tirs irradiant la cible au même endroit change le profil de la surface nous avons effectué des mesures du profil du fond du cratère créé par un tir et pour celui créé par 100 tirs (fig.2.52).

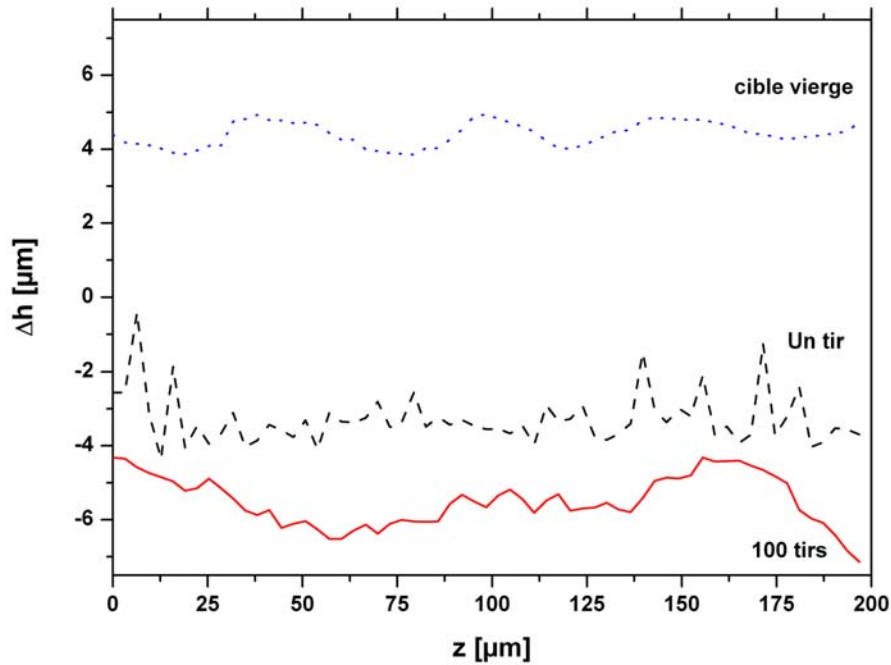


FIG. 2.52 – Comparaison des profils au fond des différents cratères, correspondant a nombre d'irradiations qui augmente de haut en bas, le long de l'axe de propagation du laser X-UV, i.e  $z$

Le principal changement observé est sur la fréquence spatiale de la rugosité qui augmente avec le nombre de tirs. On peut supposer que plus la fréquence spatiale est élevée plus les inhomogénéités induites dans la distribution de densité et de température du plasma par la rugosité de la cible seront rapidement adoucies. Si on prend l'exemple

de deux pics de matière espacés d'une distance  $\Delta z$ , plus la distance sera courte plus "vite" les deux plasmas créés par l'irradiation laser "se mélangeront".

L'absorption de l'énergie du laser se fait ensuite sur une surface présentant des modulations d'autant plus faibles que  $\Delta z$  est grand. A rugosité ( $R_t$ ) *peak-valley* égale, on peut supposer que le plasma créé entre deux pics plus proches va remplir l'espace  $\Delta z$  plus rapidement et ainsi permettre l'absorption de l'énergie laser sur une surface qui paraîtra plus plate par rapport aux irrégularités de la surface de la cible. Des simulations hydrodynamiques sont actuellement en cours pour mieux comprendre l'influence de la fréquence spatiale de la rugosité.

Si on peut attribuer la valeur faible de l'énergie du laser X-UV avec une cible mobile à la longueur d'onde moyenne de la rugosité, il est toutefois difficile dans les conditions exposées ici de conclure sur l'importance de son influence dans l'homogénéité de la zone de gain et l'extraction d'énergie. On peut également avancer l'argument suivant : la première couche de matière ablatée contient une concentration plus faible de molybdène. En effet, nous avons pu observer au cours de l'expérience que les premiers tirs pour une position "fraîche" de la cible étaient quasiment toujours les plus faibles d'une série.

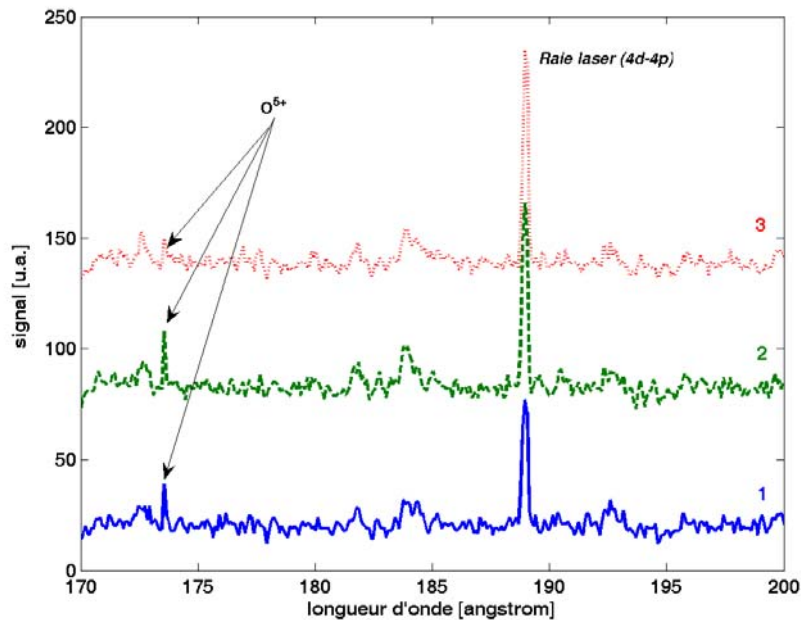


FIG. 2.53 – Spectres pour différents tirs successifs (1,2 et 3) pour une même position de cible à  $\Phi = 13^\circ$ .

Par ailleurs, l'observation du spectres d'émission du plasma nous montrent des raies d'émission des ions excités de l'oxygène et notamment l'ion  $O^{5+}$  et  $O^{4+}$  (table du NIST). L'intensité de la raie de correspondant à l'oxygène  $O^{5+}$  diminue avec le nombre de tirs (1 à 3 sur la figure fig. 2.53). On remarque que l'intensité de la raie d'émission de l'oxygène ionisé est inversement proportionnellement à l'intensité de la raie laser X-UV. Le molybdène s'oxydant facilement, et les cibles n'étant pas conservées sous azote ou sous vide, on peut supposer qu'une couche d'oxyde s'est formée sur la cible.

L'oxyde de molybdène est  $MoO_2$ . Il recouvre la surface de la cible sur une couche estimée à  $\geq 1 \mu m$ . On observe en moyenne une augmentation de 30% du niveau du signal laser X-UV après deux ou trois tirs à la même position. On en déduit donc que même si la variation du signal laser X-UV ne suit pas le rapport de composition de l'oxyde de molybdène, l'utilisation de cible massive non préservée de l'oxydation n'est pas une solution pour le fonctionnement haute cadence de laser X-UV généré en cible solide.

Les techniques de dépôt permettent de réaliser des empilements de couche de matière avec une grande précision. En utilisant cette méthode, étant donné que la quantité de matière ablatée est faible et qu'une grande partie de l'ablation a lieu après la génération du laser X-UV, nous pourrions réaliser des cibles suivant le procédé suivant : Un dépôt du matériau pour créer le plasma sur un substrat de faible rugosité sur une épaisseur ne dépassant pas  $10 \mu m$ . Le matériau est recouvert d'une couche de matière de  $Z$  peu élevé, d'une épaisseur de l'ordre de la dizaine de nanomètres, ne s'oxydera pas.

**Conclusion** On peut tirer de cette étude les conclusions suivantes :

- Les cibles massives utilisées jusqu'alors ne semblent pas être idéales pour un fonctionnement haute cadence.
- L'oxydation est un problème à prendre en compte car elle limite l'énergie laser X-UV extraite du milieu lorsque le premier tir doit être le tir utile.
- La stabilité du faisceau laser X-UV est de l'ordre du  $\mu rad$ .
- Un paramètre particulièrement important pour la qualité de la surface semble être la période spatiale de la rugosité.

## 2.9 Conclusion et Perspectives pour le pompage en incidence rasante

Nous avons pour la première fois démontré un laser X-UV pouvant fonctionner à un taux de récurrence élevé de 10 Hz avec une énergie élevée  $\geq 1 \mu\text{J}$ .

Nous avons démontré que l'angle de rasance introduit un nouveau paramètre de couplage de l'impulsion laser de pompe dans le pré-plasma [18]. Nous rapportons une caractérisation complète de la pupille de sortie du laser X-UV, l'énergie, la taille et la forme, en fonction de l'angle de rasance  $\Phi$ , et des conditions du pré-plasma. Tout d'abord, un optimum en angle de rasance a été mesuré à  $\Phi = 19^\circ$ . L'angle de rasance optimum correspond à une distance de la source laser X-UV à la cible minimale. Dans les conditions optimales, une énergie moyenne de  $3 \mu\text{J}$  a été mesurée dans le faisceau laser X-UV.

Le diagnostic d'imagerie X-UV de la sortie de colonne de plasma amplificateur nous a permis d'optimiser le couplage entre l'impulsion laser de pompe et le pré-plasma. Nous avons ensuite étudié l'influence du profil temporel de l'impulsion longue en ajoutant un générateur de pré-impulsion dans la ligne à retard de l'impulsion longue pour pouvoir générer une pré-impulsion de manière contrôlée. En jouant sur le retard entre la pré-impulsion et l'impulsion longue nous avons pu mettre en évidence un régime de fonctionnement conduisant à une source d'une taille de  $\approx 10 \mu\text{m}$  dans les deux directions présentant un profil quasi-gaussien. Des empreintes du faisceau laser X-UV ont été réalisées et montrent une faible déflexion du faisceau laser X-UV (0.3 mrad) due au faible gradient d'indice dans la colonne de plasma et un faisceau relativement collimaté ( $5 \times 2.1 \text{ mrad}^2$ ). Enfin une caractérisation du fonctionnement à 10 Hz du laser X-UV a été réalisée. Les fluctuations importantes d'énergie mesurées ont été attribuées à la stabilité de pointé du faisceau long. Le pointé du laser X-UV mesuré est de  $1.2 \mu\text{rad}$ .

La combinaison du pompage en incidence rasante et de l'utilisation d'une pré-impulsion offre la possibilité de contrôler séparément les conditions nécessaires à la production d'un laser X-UV intense : la création d'un pré-plasma par l'impulsion longue et la pré-impulsion possédant des gradients de densité électroniques qui permettent une bonne propagation du faisceau laser de pompe et du faisceau laser X-UV amplifié. Le faisceau laser de pompe peut ainsi exciter la densité d'ions lasants avec un ajustement de la zone chauffée du pré-plasma par celui-ci grâce à l'angle de rasance de l'impulsion laser de pompe.

L'importance de la structure transverse du pré-plasma a été mise en évidence et

conditionne la quantité d'énergie extraite.

L'efficacité de génération obtenue est de  $3 \times 10^{-6}$ . Nous avons identifié une intensité seuil de pompe de  $8.5 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$  nécessaire pour obtention d'une émission laser X-UV pour le molybdène nickelloïde. Le fonctionnement à haute cadence 10 Hz a été démontré avec une brillance moyenne de [95, 18] :

$$\langle B \rangle_t = 6 \times 10^{17} \text{ ph/s/mm}^2/\text{mrad}^2/(0.1\% \text{ bandwidth})$$

Les améliorations à apporter aux cibles utilisées ont été identifiées : réduire l'oxydation de la cible et la période spatiale de la rugosité.

La pré-impulsion semble jouer un rôle essentiellement dans la formation du pré-plasma. La réduction de la taille de la source laser X-UV obtenue grâce à l'optimisation des paramètres de la pré-impulsion a permis d'améliorer la cohérence transverse du laser X-UV et d'obtenir une brillance pic très élevée (en supposant une durée d'impulsion de  $\tau_{SXRL} \approx 5 \text{ ps}$ ) :

$$B_{pic} = 1 \times 10^{28} \text{ ph/s/mm}^2/\text{mrad}^2/(0.1\% \text{ bandwidth})$$

On remarquera que la brillance pic atteinte pour ce laser X-UV en régime ASE se compare bien avec les grands instruments récents comme *TTF*. Des travaux expérimentaux devraient être menés sur la station *LASERIX* afin de mieux comprendre le rôle joué par le retard entre la pré-impulsion et l'impulsion dans la réduction de la taille de source.

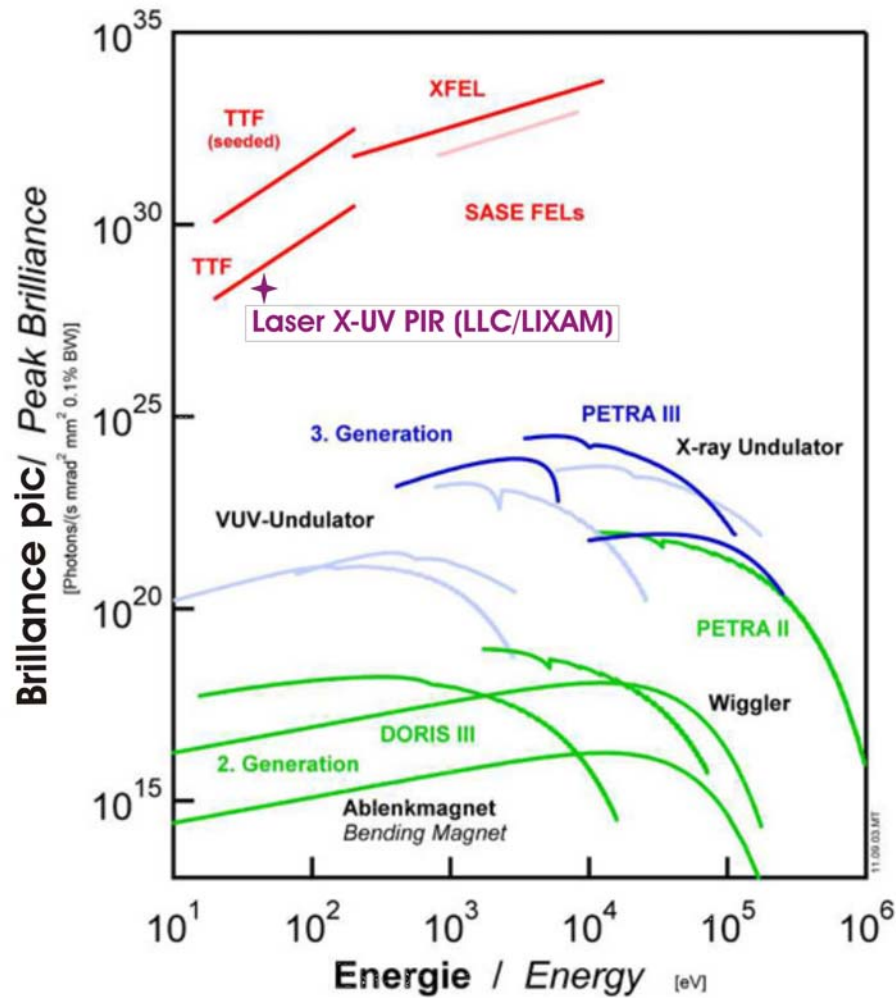


FIG. 2.54 – Comparaison des brillances pic, le laser X-UV pompé en incidence rasante (PIR) atteint une brillance de l'ordre de celle du TTF

Enfin, l'utilisation d'un amplificateur plasma laser pompé en incidence rasante pour l'amplification d'harmoniques d'ordre élevé dans un schéma laser X-UV évolué peut s'avérer très intéressante. En effet, la zone de gain est créée dans la zone sous-critique de pré-plasma ( $n_e \approx n_c/10$ ), région dans laquelle le plasma est plus homogène et donc la qualité optique du faisceau injecté pourra être conservée. L'utilisation de cet amplificateur pour l'injection d'harmoniques d'ordre élevé paraît attractive d'un point de vue pratique. Il est en effet fortement envisageable de générer des harmoniques d'ordres élevés à des longueurs d'onde de 20–30nm à partir de la fuite de l'ordre 0 du compresseur utilisé pour comprimer l'impulsion courte de pompe. Un laser X-UV injecté compact, possédant une forte brillance et une grande cohérence spatiale sera alors réalisable.

# Chapitre 3

## Simulations hydrodynamiques 2D d'un amplificateur plasma laser X-UV

### 3.1 Introduction

L'analyse et l'amélioration d'un milieu laser X-UV créé à partir d'un plasma repose d'une part sur la dynamique mésoscopique du plasma considéré comme un bi-fluide, électronique et ionique d'espèces multiples et d'autre part sur la dynamique des populations des niveaux atomiques des ions lasants du plasma laser. Les deux outils numériques couramment utilisés sont : les codes hydrodynamiques et les codes de physique atomique. La modélisation du faisceau laser X-UV amplifié en régime d'émission spontanée (ASE<sup>1</sup>) ou régime injecté se fait par un code de tracé de rayon.

Le plasma est traité comme un fluide de deux espèces de particules : ioniques et électroniques que l'on caractérise par leurs densités, températures et leurs vitesses fluides. Les équations fluides sont des équations de conservation de la masse et de l'énergie du plasma dont la variation est liée à l'action de forces extérieures parfaitement identifiées. Les variables sont reliées entre elles par les équations d'état du matériau constituant la cible. La dérivation des équations à partir des lois de conservation se fait sur une portion fixe du fluide donnant lieu à l'expression Lagrangienne. Quand la dérivation porte sur un volume fixe, on obtient l'expression eulérienne.

---

<sup>1</sup>Amplified Spontaneous Emission



Les codes de physique atomique des espèces ioniques d'un plasma sont en général basés sur le modèle collisionnel radiatif qui repose sur un calcul ab-initio de la structure atomique et des sections efficaces des processus collisionnels et radiatifs. Ces données sont essentielles pour simuler l'émission et/ou l'absorption d'un plasma via un modèle collisionnel-radiatif. Dans ce modèle les énergies pour les configurations fondamentales et excitées sont calculées au premier ordre de la théorie des perturbations, dans un champ central.

Un amplificateur laser X-UV basé sur un plasma laser créé en cible solide est fortement inhomogène et dense. La réfraction du faisceau X-UV injecté et/ou amplifié à partir de l'émission spontanée, provient pour l'essentiel des gradients de densité électroniques présents dans le plasma. Le caractère inhomogène et non-linéaire de l'indice de réfraction du plasma amplificateur peut conduire à une dégradation des qualités optiques du faisceau amplifié. Pour étudier la propagation du faisceau laser X-UV dans le milieu à gain, un code de tracé de rayon est nécessaire. Nous n'aborderons pas ce point dans le présent chapitre

Je présente dans ce chapitre une partie du travail de simulation numérique réalisé pendant ma thèse. Ce travail a été effectué en grande partie antérieurement aux expériences présentées dans le chapitre précédent. La question posée est : Comment créer un plasma laser produit à partir d'une cible solide possédant un milieu à gain homogène avec une réfraction minimale? Cette question a été partiellement traitée dans les années 90 par l'ajout d'une pré-impulsion laser dans le schéma collisionnel quasi stationnaire [116, 92, 66], puis avec l'utilisation des cibles courbes pour compenser la réfraction dans le milieu laser plasma suivant la direction de l'expansion du plasma [83, 30].

De plus, de nombreuses études expérimentales rapportent le caractère bidimensionnel des plasmas créés pour la génération de laser X-UV [21, 52], et notamment des expériences d'imagerie X-UV de la pupille de sortie du laser X-UV pompé par plusieurs impulsions [156, 159]. Enfin, les travaux de *B. Rus et al.* [131] de caractérisation d'un plasma créé par une pré-impulsion montrent de fortes structures latérales dans la distribution de densité électronique.

Si de nombreuses études ont montré au cours des dernières décennies que l'on pouvait générer des lasers X-UV à fort gain en régime collisionnel transitoire, peu de publications relatent le contrôle du plasma et ses conséquences sur le milieu laser produit [148, 27]. Ce problème, sous-jacent à l'étude fondamentale de la production de laser X-UV en cible solide nécessite une description fine de l'évolution du plasma. Dans le régime transitoire, on découple la création du milieu lasant et son pompage, et, l'étude peut de même être menée en dissociant la description de la création du plasma et son pompage. Le plasma

créé par une impulsion laser "longue", généralement correspondant à une impulsion étirée dans les systèmes lasers CPA <sup>2</sup> [110], est couramment appelé "pré-plasma"<sup>3</sup>.

En effet, en régime collisionnel transitoire, nous pouvons identifier les critères principaux qui doivent être établis :

- Le plasma doit avoir une ionisation adaptée à la séquence iso-électronique visée. Pour les lasers à ions néonoïdes ce sera l'état sodiuoïde, néonoïde et fluoroïde. Pour les lasers à ions nickelloïdes ce sera nickelloïde et copproïde.
- Le profil de densité du plasma doit être suffisamment doux pour permettre à des rayons X-UV de traverser la longueur totale du milieu, mais également à l'impulsion laser de pompe d'atteindre la région de densité où peut être créé le gain.
- Le coefficient d'absorption du plasma doit permettre au rayonnement de l'impulsion laser infrarouge de pompe d'être fortement absorbée dans la région dans laquelle le gain sera produit.
- Au début de l'impulsion de pompe, le plasma doit être près des conditions optimales de la densité, de la température, et de l'ionisation.

L'impulsion longue commande la formation du plasma et ainsi la distribution de l'ionisation et des densités. Le délai entre l'impulsion longue et l'impulsion laser de pompe détermine la distribution finale des densités et la balance d'ionisation au début du pompage. L'impulsion laser de pompe commande le chauffage et l'ionisation finale, et par conséquent l'inversion de population. Ces critères fixent le cadre des simulations réalisées dans le présent chapitre.

Les effets bidimensionnels sont non-négligeables à cause des dimensions des plasmas créés en focalisant en une ligne une impulsion laser. D'un point de vue purement géométrique, les deux dimensions les plus petites sont les directions transverses. La longueur des cibles utilisées ayant été réduite de plusieurs centimètres à quelques millimètres, il est réaliste de réaliser des lignes focales acceptablement homogènes dans la direction longitudinale. Pour justifier l'utilisation de code hydrodynamique 1-D, il a souvent été avancé l'hypothèse selon laquelle la taille transverse de la ligne focale est suffisamment grande pour que le plasma ait un comportement unidimensionnel. Si, l'on peut admettre que le rapport de la dimension verticale transverse du plasma concerné par les effets latéraux va être réduit, la description reste incomplète et néglige de fait tous les effets de bords, comme les effets de conduction thermique latéraux (direction transverse verticale). De plus, les progrès technologiques réalisés dans les chaînes lasers infrarouges ont permis d'augmenter la cadence au détriment de l'énergie, imposant l'utilisation de plasmas de plus en plus petits.

---

<sup>2</sup>Chirped Pulse Amplification

<sup>3</sup>le préfixe *pré* sous entendant plasma non pompé.

Nous avons donc utilisé un code hydrodynamique bidimensionnel eulérien basé sur une grille à maille adaptative (AMR)<sup>4</sup> avec transfert radiatif nommé *ARWEN* (3.2.5, p.135). Le traitement du transfert radiatif est assuré par la méthode dite de diffusion multi-groupe en fréquence.

Les simulations qui seront présentées dans ce chapitre ont été réalisées dans le but de mieux comprendre l'importance des effets 2D présents dans le pré-plasma dans le schéma collisionnel transitoire. Par ailleurs, ces études ont également été menées dans un cadre où nous nous sommes intéressés à mieux décrire l'évolution de l'hydrodynamique du pré-plasma en vue de l'injection d'harmoniques d'ordres élevés dans un amplificateur laser X-UV collisionnel transitoire.

Nous commencerons par rappeler les bases de l'hydrodynamique radiative utilisée dans les simulations présentées. Les bases du fonctionnement du code *ARWEN* seront brièvement décrites. Nous présenterons ensuite les résultats numériques obtenus. Notre approche sera phénoménologique. Nous nous intéresserons aux effets bidimensionnels dans les plasmas laser pour la génération de laser X-UV, induits par le profil spatial transverse du laser. Une attention particulière sera portée aux effets du profil transverse vertical de la ligne focale [20]. Nous montrerons que l'utilisation d'une ligne focale possédant un profil super gaussien peut permettre de diminuer la réfraction verticale et peut également amener à l'augmentation de la surface d'amplification jusqu'à un facteur quasiment 2. Enfin en prenant en compte les études réalisées à l'époque de "l'anomalie" de la raie  $J = 0 - 1$  et de l'effet des pré-impulsions nous nous intéresserons à l'impact de la structure temporelle de l'impulsion longue créant le pré-plasma. Nous montrerons numériquement que lors de l'utilisation de pré-impulsion, il apparaît dans le plasma des jets latéraux [131].

## 3.2 Approche théorique et description du code

Nous allons tout d'abord décrire ici le modèle fluide utilisé et identifier les mécanismes de transfert d'énergie. Nous donnerons ensuite quelques détails sur le code *ARWEN*.

---

<sup>4</sup>AMR : Adaptive Mesh Refinement

### 3.2.1 Équations fluides

Dans cette étude, nous considérons les équations classiques des fluides. Les équations présentées ci-dessous représentent les bilans appliqués à la matière fluide qui se compose d'ions et d'électrons. On appelle en général ces équations les équations de *Navier-Stokes*. Elles se décomposent en trois équations de conservation : masse, quantité de mouvement et énergie :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u - \bar{\tau}) + \nabla p_m = \rho f_m \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho E_m}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E_m + p_m) u - \bar{\tau} \cdot u] = S_E - \nabla \cdot q_c \quad (3.3)$$

où les variables sont :

- $\rho$  : Densité
- $u$  : Vitesse
- $p_m$  : Pression du fluide
- $\bar{\tau}$  : tenseur des forces visqueuses
- $f_m$  : vecteur de forces massives
- $e_m$  : Energie interne du fluide
- $E_m$  : Energie interne totale du fluide ( $E_m = e_m + u^2/2$ )
- $q_c$  : Flux d'énergie par conduction (flux de chaleur)
- $S_E$  : Energie échangée avec l'extérieur.

Pour résoudre le système suivant, il faut ajouter une relation de fermeture. On définit alors des relations entre les différentes variables du système se référant à la nature et au comportement particulier du matériau utilisé. Ces relations sont les équations d'états du système (EOS<sup>5</sup>) et le tenseur de viscosité du fluide.

$$p_m = p_m(\rho, T) \quad (3.4)$$

$$e_m = e_m(\rho, T) \quad (3.5)$$

Il est de même nécessaire de déterminer le transfert d'énergie représenté par la variable  $S_E$ . L'importance du tenseur de viscosité détermine les caractéristiques du flux

---

<sup>5</sup>Equation Of State

résultant. Pour un fluide de type Newtonien, on prend une valeur ne dépendant que du champ des vitesses à un instant donné. Généralement, il s'exprime en fonction d'une grandeur  $\mu$  appelée viscosité qui s'exprime comme suit :

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left[ \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \cdot u) \right] \quad (3.6)$$

La mesure de l'importance de ces effets de viscosité est donnée par le nombre de Reynolds, qui compare les effets d'inertie avec ceux de viscosité. En d'autres termes, il est le rapport du transfert par convection par le transfert par diffusion de la quantité de mouvement. L'expression du nombre de Reynolds est  $Re = \rho u L / \mu$  où  $L$  est une longueur caractéristique du système. Dans notre cas, la dynamique du fluide créé par l'interaction d'un laser intense avec une cible solide, la valeur du nombre de Reynolds est très grande, en grande partie à cause des vitesses très élevées que l'on peut créer dans un tel système. On constate donc que les effets de viscosité sont négligeables, et l'on considérera dorénavant l'approximation  $\bar{\tau} = 0$ . Dans le cas d'un fluide non-visqueux, les équations se voient réduites à des équations du premier ordre appelées équations d'*Euler*. Lorsqu'on applique ces équations à un fluide électronique et ionique, il faut considérer les deux fluides séparément. Toutefois, on ne considèrera pas la possibilité de charge non-nulle en aucun point de l'espace, ni les effets des champs magnétique et électrique. Ces conditions supposent que les densités de charges et de courant s'opposent de manière identiques. Il est alors uniquement nécessaire de considérer une équation de conservation de la matière et une équation de conservation de la quantité de mouvement pour chaque espèce en tenant compte du fait que les champs de vitesse sont égaux.

Cependant, les distributions en énergie des fluides électroniques et ioniques peuvent être très différentes. Dans le cas de l'absorption du rayonnement laser, ceci se fait principalement par les électrons (1.1.3). Par conséquent, les électrons seront à un niveau énergétique plus important. En l'absence de mouvement fluide, les équations qui régissent le comportement énergétique sont les suivantes :

$$\rho C_{ve} \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \cdot k_e \nabla T_e + \Omega_{ei} (T_i - T_e) + S_{Laser} \quad (3.7)$$

$$\rho C_{vi} \frac{\partial T_i}{\partial t} = \nabla \cdot k_i \nabla T_i + \Omega_{ei} (T_e - T_i) \quad (3.8)$$

où  $k(j = e, i)$  est le coefficient de conduction thermique pour les électrons et les ions. La grandeur  $\Omega_{ei}$  est le coefficient de Brisk-Spitzer, et représente le couplage entre les deux espèces. Sa valeur est déterminée par le taux de collisions entre éléments des deux espèces. Dans les cas où ce mode de transfert est peu important, on peut avoir une grande différence de température entre les deux espèces, comme dans le cas des plasmas peu denses. Le terme de transfert d'énergie par conduction représente la capacité de diffuser l'énergie présente dans un milieu de sorte qu'entre les zones du fluide en contact,

celle de température la plus élevée cède de l'énergie par flux de chaleur à celle de température plus basse. De par leur masse beaucoup plus petite, et leur plus grande mobilité, cet effet est d'une plus grande importance dans le cas des électrons.

### 3.2.2 Transfert d'énergie par conduction

Le transfert d'énergie par conduction est l'un des processus de transfert d'énergie les plus importants dans les plasmas laser denses avec le transport radiatif. Si on considère un solide à basse température, les atomes par collision vont céder de la chaleur des zones les plus chaudes vers les zones les plus froides. Suivant la loi de Fourier (équation de la chaleur), le flux de chaleur  $q_c$  et la distribution de température sont reliés par :

$$\mathbf{q}_c = -k\nabla T \quad (3.9)$$

où le coefficient  $k$  est la conductivité thermique. La conduction thermique dépend de la mobilité des particules. Une fréquence de collision élevée favorise la diffusion ou le mélange des zones les plus chaudes et les plus froides. De cette manière le transfert d'énergie ne se réalise pas seulement par interaction (électrostatique) entre les composants du milieu (comme cela peut être le cas dans un réseau cristallin), mais aussi par diffusion et collision. A partir d'une certaine température, ce phénomène devient prédominant pour les électrons libres du système de par leur faible masse. Pour un milieu ionisé, en présence de gradient de température et d'un champ électrique, il existe une relation analytique donnant l'expression de la conductivité thermique en fonction de la température, l'état d'ionisation du plasma et le logarithme de Coulomb<sup>6</sup> (Modèle de Spitzer[140] et Braginsky [16]). Ces expressions s'obtiennent à partir des équations de Boltzmann pour des plasmas complètement ionisés et peuvent considérer une approche classique comme quantique pour décrire les électrons. Le calcul de la conductivité thermique a été effectué par Spitzer et Härm. Cette expression n'est valable que lorsque la longueur du gradient est suffisamment grande devant le libre parcours moyen des électrons, c'est à dire pour des gradients de température "peu raides". Or, dans les conditions expérimentales, ceci n'est pas réalisé : au voisinage de la densité critique, les électrons ne sont plus thermalisés, i.e. l'hypothèse de Spitzer et Härm supposant que la fonction de distribution des électrons est une Maxwellienne n'est plus valable. Dans le cas d'un gradient raide, le flux de chaleur pourrait diverger. Plusieurs solutions ont alors été envisagées pour surmonter cet obstacle et rendre l'expression du flux de chaleur plus physique. La première consiste à limiter artificiellement ce flux, en lui imposant

---

<sup>6</sup> Le logarithme de Coulomb est le logarithme du rapport paramètre d'impact maximum (longueur de Debye) sur le paramètre d'impact pour une déviation de  $\pi/2$  de la particule dans un processus de collision binaire

une valeur maximale, en se basant sur des considérations cinétiques :

$$|q_c| < f \cdot u_{th} \cdot n_e \cdot kT_e$$

ou  $f$  est une constante inférieure l'unité,  $u_{th} = \sqrt{kT_e/m_e}$  et la vitesse thermique des électrons et  $n_e$  leur densité. Il existe des modèles plus évolués pour décrire la conductivité dans les régions de forts gradients de température <sup>7</sup>

### 3.2.3 Transfert radiatif

La matière soumise à de fortes températures émet spontanément un rayonnement électromagnétique. Le rayonnement peut être absorbé par les autres atomes du milieu qui acquièrent l'énergie transportée par ladite radiation. On a donc un transfert d'énergie par rayonnement. Dans le cas des systèmes à haute température comme les plasmas créés par laser, pour des éléments de numéro atomique élevé, l'émission et l'absorption de l'énergie à travers le rayonnement peut être le principal mode de transfert d'énergie au sein du fluide. En effet, le transport radiatif est d'autant plus important que l'élément considéré est lourd. La relation entre la densité de photons ( $n_f$ ) et le flux d'énergie transporté par un faisceau laser est :

$$I = n_f \cdot E_f \cdot c$$

ou  $E_f = hc/\lambda$  est l'énergie des photons. De cette manière le nombre de photons inclus dans le "volume caractéristique" d'un photon ( $\lambda^3$ ) est :

$$n_f \cdot V = \frac{I\lambda^3}{E_f c} = \frac{Ih^3 c^2}{E_f^4}$$

La condition très restrictive  $n_f \cdot V \ll 1$  ne s'appliquera pas à des photons de fréquences différentes. Dans ce cas, il ne se produira pas d'interférence entre les photons bien qu'ils se situent dans la même portion de l'espace. Si on considère le cas d'un rayonnement à l'équilibre thermodynamique et des conditions homogènes (voir 3.13), la densité de photons avec une fréquence autour de  $\nu$  est :

$$n_f(\nu, \nu + \Delta\nu) \approx \frac{2\nu^2 \Delta\nu}{c^3 \left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} \quad (3.10)$$

$$n_f \cdot V \approx \frac{2\Delta\nu}{\nu} \left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-1} \quad (3.11)$$

On remarque alors que dans les conditions  $\Delta\nu < \nu$  et  $h\nu \approx kT$ , le nombre de photons compris dans le volume est inférieur à 1.

---

<sup>7</sup>Théorie non locale de la conductivité thermique dans le cas du transport de la chaleur par les phonons. Il y a une relation non locale entre le courant de chaleur  $J(r)$  et le gradient de température  $\nabla T(r')$ . La théorie du transport non-local est nécessaire quand le libre parcours moyen des phonons est long comparé la longueur de variation de  $\nabla T$ .

## Couplage entre le champ radiatif et l'hydrodynamique

On considère que le champ d'énergie du rayonnement est transporté par des particules de masse nulle, appelées photons. A chaque photon, on associe une fréquence  $\nu$  telle que l'énergie de ce photon soit  $h\nu$  où  $h$  est la constante de Planck. Dans le vide, les photons se propagent en ligne droite à la vitesse de la lumière  $c$ , dans une direction décrite par un angle solide ( $\Omega$ ). On peut décrire chaque particule en présence d'un rayonnement grâce aux six variables de l'espace des phases ( $r, \rho$ ). En prenant en compte que les photons sont des particules indiscernables, le rayonnement est décrit par une fonction de distribution  $f$ , qui traduit la quantité de photons se trouvant dans chaque région de l'espace des phases :

$$dn = f(r, \Omega, \nu, t) dr d\nu d\Omega \quad (3.12)$$

$dn$  est le nombre de photons se trouvant à l'instant  $t$  dans le volume  $dr$  autour du point  $r$ , avec une fréquence  $\nu$  dans un intervalle fréquentiel de longueur  $d\nu$  et se propageant autour d'une direction  $\Omega$  dans un angle solide  $d\Omega$ . Pour le transfert radiatif, on définit l'intensité radiative spécifique, comme le flux de photons se mouvant dans la direction  $d\Omega$

$$I(r, \nu, \Omega) = ch\nu \cdot f(r, \nu, \Omega)$$

La première grandeur physique est l'énergie radiative par unité de volume :

$$\epsilon_r(dr) = \int h\nu f(r, \nu, \Omega) d\nu d\Omega = \frac{1}{c} \int I d\nu d\Omega$$

Dans le cas d'un corps en équilibre thermodynamique, l'intensité radiative est isotrope (indépendante de  $\Omega$ ) et prend la forme donnée par la distribution de Planck  $B(\nu, T)$

$$I_p \equiv B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.13)$$

La distribution énergétique des photons dans un système en équilibre est donnée par la distribution statistique de Bose-Einstein pour des bosons. Dans ce cas l'énergie radiative par unité de volume est :

$$E_p = \frac{1}{c} \int B(\nu, T) d\nu d\Omega = \frac{8\pi^5 k^4}{15h^3 c^3} \cdot T^4 = \alpha \cdot T^4 \quad (3.14)$$

On appelle équilibre radiatif l'état de la matière pour lequel l'intensité radiative a la forme d'une fonction de Planck. La deuxième grandeur est le moment angulaire de l'intensité spécifique, on la représente par un vecteur nommé le flux radiatif :

$$F_r = \int \Omega I(\Omega, \nu) d\nu d\Omega \quad (3.15)$$



Cette grandeur représente le flux global d'énergie radiative. Cette grandeur est nulle dans le cas d'un flux isotrope, c'est à dire à l'équilibre (distribution de Planck).

La dernière grandeur couramment utilisée pour décrire le comportement du rayonnement est le tenseur de pression radiative. Il s'agit de l'équivalent du tenseur de pression dans la théorie cinétique des gaz, où les atomes équivalents aux photons ici, sont considérés comme des particules indépendantes. Le tenseur de pression représente le transfert de quantité de mouvement dû au rayonnement.

$$\bar{\bar{P}}_r = \frac{1}{c} \int \Omega \Omega I(\Omega, \nu) d\nu d\Omega \quad (3.16)$$

Ces grandeurs caractéristiques définies, on peut regarder l'influence du rayonnement sur la dynamique du système, en le considérant comme un fluide indépendant (sans prendre en compte l'interaction avec la matière).

- Équation de conservation de la masse : les photons étant de masse nulle, l'équation reste (3.1)
- Équation de conservation de la quantité de mouvement : les photons possèdent une quantité de mouvement qu'il peuvent transférer à la matière par le biais des collisions.

$$\frac{\partial (\rho u + \frac{1}{c^2} F)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u + \bar{\bar{P}}_r + \nabla p_m) = 0 \quad (3.17)$$

- Équation de conservation de l'énergie : à l'identique du cas précédent, il est possible de transférer de l'énergie entre les photons et la matière de manière purement mécanique. La pression exercée par la radiation en agissant sur un milieu en mouvement, peut donner lieu à un transfert d'énergie. Ainsi, le rayonnement agit comme une réserve d'énergie qui peut augmenter ou diminuer :

$$\frac{\partial (\rho E_m + e_r)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E_m + p_m) u + F] = S_E \quad (3.18)$$

La transmission d'énergie entre le rayonnement et la matière peut se faire, et de fait c'est le moyen le plus important, par l'absorption et l'émission du rayonnement par la matière. Ce mécanisme est représenté dans la dernière équation par la variable  $S_E$  qui peut prendre des valeurs positive (absorption d'énergie) comme négative (émission).

## Interaction du rayonnement avec la matière

La matière et le rayonnement s'influencent mutuellement. Les processus peuvent résulter d'un transfert d'énergie du rayonnement à la matière (absorption ou dispersion inélastique), et de la matière au rayonnement (émission spontanée ou induite) ou

encore sans aucun transfert d'énergie (dispersion élastique). L'absorption des photons se produit quand un photon se trouve au voisinage d'un atome, il interagit et y est absorbé. L'énergie est alors communiquée à l'atome. Le photon possède donc une certaine probabilité d'être absorbé, qui dépend de la distance parcourue. Le coefficient de proportionnalité entre ladite distance et la probabilité d'absorption est le coefficient macroscopique d'absorption  $\kappa$ .

Ce coefficient dépend des propriétés du matériau (composition et condition thermodynamique) et de l'énergie (ou fréquence) du photon. Dans le cas de matériau non cristallin, où il réside un grand désordre (entendons, une certaine isotropie), la probabilité d'absorption est indépendante de la direction de propagation du photon, ce qui n'est pas vrai dans le cas général. Les systèmes de plasmas produits par laser analysés ici sont à haute température, l'agitation thermique induit donc un fort désordre dans le mouvement interne du matériau. Le coefficient d'absorption dans le cas général dépend de la polarisation du photon incident, si bien que dans la cas de système de faible entropie, il n'existe pas de plan privilégié et toutes les polarisations ont la même probabilité d'absorption.

$$dP = \kappa(\nu) d\nu ds \quad (3.19)$$

Si on se place à un niveau plus détaillé, et en considérant le cas d'un gaz ionisé, les électrons libres peuvent interagir avec le champ électrique des ions. Ces interactions sont la source de transitions libre-libre. Dans ce cas, l'énergie cinétique des électrons est modifiée par la capture ou la libération de photons : un électron qui libère un photon perd de l'énergie cinétique, ce qui le freine. Ce processus est appelé Bremsstrahlung (de l'allemand "rayonnement de freinage"). A l'inverse, un photon capturé par un électron lui apporte de l'énergie cinétique, ce qui l'accélère, on parle alors de Bremsstrahlung inverse, processus fondamental dans le mécanisme de génération des lasers X-UV (voir chapitre 2). L'énergie cinétique des électrons n'étant pas quantifiée, ces photons peuvent avoir n'importe quelle fréquence. Le spectre résultant des transitions libre-libre est donc continu. Ces trois facteurs n'ont pas la même importance selon les applications considérées. Si on s'intéresse à des plasmas chauds, typiquement des plasmas produits par laser, les effets radiatifs ont lieu dans le domaine X et XUV jusqu'à l'infrarouge proche. Les composantes continues du spectre noient alors les raies de faible énergie et seules les raies les plus importantes subsistent.

A partir d'un point de vue macroscopique, et de modèles comme celui des moments ou les modèles de diffusion [135], on peut définir plusieurs grandeurs macroscopiques nommées opacités de Planck ( $\sigma_P$ )<sup>8</sup> et Rosseland ( $\sigma_R$ )<sup>9</sup> dépendantes de la température

---

<sup>8</sup>milieu optiquement épais

<sup>9</sup>milieu optiquement mince

du milieu et définies par :

$$\sigma_{P,g} = \frac{\int_{E_g} \kappa(\nu) B(\nu, T) d\nu}{\int_{E_g} B(\nu, T) d\nu} \quad (3.20)$$

$$\sigma_{R,g} = \frac{\int_{E_g} \frac{\partial B(\nu, T)}{\partial T} d\nu}{\int_{E_g} \frac{1}{\kappa(\nu)} \frac{\partial B(\nu, T)}{\partial T} d\nu} \quad (3.21)$$

où  $E_g$  est un intervalle de fréquence qui peut être le spectre entier ou une section de celui-ci. Ces intégrales du coefficient d'absorption ont été étudiées dans de nombreux travaux [135, 55]. Le calcul de ces opacités est souvent très complexe, d'autant plus que certains effets comme le décalage Doppler viennent s'y ajouter. L'une des principales difficultés dans le cas général est de connaître la répartition des différentes populations, nécessaire à la détermination de l'opacité d'absorption, mais aussi du terme d'émission. Pour résoudre un problème couplé avec d'autres phénomènes physiques (dynamique des fluides ici), il devient nécessaire de se placer dans des hypothèses simplificatrices. Nous choisirons de considérer dans la suite le cas de l'équilibre thermodynamique local. Dans ce dernier cas, la connaissance de la densité  $\rho$  et de la température  $T$  suffit alors à donner la répartition des populations. On obtient donc des opacités en fonction de ces grandeurs :  $\sigma = \sigma(\rho, T, \nu)$ . On préfère parfois les exprimer en fonction de la pression et de la température, ce qui est équivalent grâce à la loi d'état considérée. De plus, en tenant compte de cette hypothèse on sait exprimer le terme d'émission de manière simple<sup>10</sup>. Il existe d'autres phénomènes introduits ci-dessus dûs à l'interaction du champ radiatif et de la matière. La diffusion est l'interaction d'un photon et d'un atome où le photon n'est pas capturé. Suivant si l'énergie du photon est changée, la diffusion est dite cohérente ou incohérente. On appelle généralement la diffusion cohérente, la diffusion Thompson, qui se produit pour des photons de basse énergie et s'explique par l'interaction ondulatoire avec les électrons des couches externes de l'atome. La diffusion incohérente est plus couramment connue sous la dénomination d'"Effet Compton", interprété comme une collision corpusculaire d'un photon et d'un électron. On peut ainsi définir la probabilité qu'un photon subisse une réaction de diffusion, (passe d'un état  $(\nu_1, \Omega_1)$  à un état voisin  $(\nu_2, \Omega_2)$ ) est représentée par le coefficient de diffusion qui ne dépend pas de l'état final (2) :

$$\sigma_s(\nu_1) = \int \sigma_s(\nu_1 \rightarrow \nu_2, \Omega_1 \cdot \Omega_2) d\nu_2 d\Omega_2 \quad (3.22)$$

On considère que la diffusion ne modifie pas l'état des particules et ne dépend que de l'angle entre les directions initiale et finale des photons. Cette dernière hypothèse est la plus courante. En revanche, à très haute température, il peut exister des phénomènes de diffusion, comme le *Compton scattering*, qui modifient l'énergie des particules.

<sup>10</sup>Grace à la loi de Planck on pourra écrire  $\epsilon_\nu = \kappa B_\nu(T)$

Il existe une relation entre le coefficient d'émission et d'absorption dans le cas de l'équilibre thermodynamique. Si on considère un système thermodynamique adiabatique à l'état stationnaire, homogène, le profil de la température et du champ radiatif sera isotrope. Il n'existe alors de flux d'énergie radiative en aucun point de l'espace. Dans ce cas, le transfert d'énergie entre la matière et le rayonnement est nul, on peut alors en déduire que les taux d'émission sont égaux à ceux d'absorption [135, p. 80] :

$$\epsilon(\nu, T) = \kappa(\nu) \cdot B(\nu, T) \quad (3.23)$$

où l'on considère que l'intensité n'est pas dépendante de la direction de propagation des photons. Cette loi est connue sous le nom de loi de Kirchoff. Pour établir l'équation ci-dessus, (3.23) nous avons utilisé l'hypothèse d'un système en équilibre thermodynamique total, cette hypothèse reste valable dans le cas où il existe des gradients faibles. Dans le cas où sur le parcours moyen d'un photon, les conditions thermodynamiques ne varient pas beaucoup, l'approximation antérieure peut être considérée valable et

$$\epsilon(\mathbf{r}, \nu, T) = \kappa(\mathbf{r}, \nu) \cdot B(\nu, T(\mathbf{r})) \quad (3.24)$$

Ces conditions pour lesquelles les variables thermodynamiques ne varient que faiblement se dénomment : l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL). Sous ces conditions le champ radiatif est en équilibre avec la matière. C'est à dire que les occupations des états électroniques excités sont données par l'équilibre thermodynamique (Équation de Saha). Cependant le champ radiatif peut être différent de la distribution de Planck correspondant à un équilibre total.

Le processus d'émission décrit plus haut se rencontre dans tous les systèmes où la température est supérieure à zéro degré Kelvin, et est indépendante du rayonnement existant dans le système. Ce phénomène déjà mentionné dans les premiers chapitres se nomme l'émission spontanée, en opposition à l'émission stimulée. Rappelons que l'émission stimulée est un phénomène purement quantique selon lequel, du fait que les photons sont des bosons, la probabilité d'émettre un photon dans un état quantique donné est proportionnelle au nombre de photons dans cet état final. De cette façon, si la probabilité par unité de temps d'émission d'un photon à pour valeur  $A_0$ , et qu'il existe un nombre  $n_p$  de photons dans l'état final, la probabilité totale sera :

$$A = A_0 \cdot (1 + n_p) \quad (3.25)$$

où  $1 + n_p$  représente le nombre de photons dans l'état final après l'émission. La relation entre l'intensité de radiation  $I(\boldsymbol{\Omega})$  et la densité de photons est [135, p. 96], dans l'espace des phases :

$$n_p(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{c^2}{2h\nu^3} I(\mathbf{r}, \nu, \boldsymbol{\Omega}) \quad (3.26)$$

On peut alors calculer le coefficient d'émission spontanée à partir de la relation (3.24)

$$\epsilon_0(\nu) = \frac{\kappa(\nu) \cdot B(\nu, T)}{1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} B(\nu, T)} \quad (3.27)$$

Si on tient compte du fait que la dispersion se traite comme un processus qui génère un photon en un point de l'espace des phases, aussi il sera stimulé. Le résultat est équivalent à celui d'une émission de photons augmentée d'un facteur  $1 + c^2 I(\nu, \Omega) / 2h\nu^3$  respectivement à la valeur en l'absence de radiation.

### Condition thermodynamique du milieu

Nous avons rappelé jusqu'ici, les principaux modes d'interaction du rayonnement électromagnétique avec la matière. Dans un contexte plus général (sans considérer les phénomènes d'interaction entre ondes), nous nous intéressons à l'interaction d'un photon et d'un atome. Les propriétés macroscopiques de l'interaction dépendent initialement de la distribution dans l'espace des phases des photons et des atomes. Ainsi, les atomes du matériau peuvent présenter des configurations électroniques différentes qui modifient le comportement de l'atome dans son interaction avec le rayonnement.

On parle d'équilibre thermodynamique local (ETL) dans le cas où localement, les diverses espèces de matériaux composant un système se trouvent distribués suivant un équilibre thermique à *une température*. Dans cette situation, il faut déterminer les niveaux d'excitation des atomes, et éventuellement les électrons libres présents dans le milieu. Une manière de calculer ces distributions est basée sur une description "d'équilibre détaillée", selon laquelle à l'équilibre, le taux de tout type de réaction est égal à celui de sa réaction opposée.

Les populations des atomes excités sont déterminées par les relations de Saha et la distribution de photons en équilibre avec la matière est donnée par la distribution de Planck. En sachant que généralement, le parcours moyen d'un photon est plus grand que celui des particules de la matière, il s'échappe alors rapidement du milieu où ils sont générés, empêchant un équilibre local avec la matière. On a donc rarement une distribution de Planck.

A l'état thermodynamique local, toutes les distributions sont déterminées par une grandeur physique : la température, égale pour toutes les espèces présentes. Les transitions qui se produisent dans les atomes du plasma peuvent se classer en deux catégories : collisionnelles et radiatives. Ces transitions sont l'assurance qu'une répartition de l'énergie s'opère dans le système et qu'il s'établit un équilibre. L'équilibre s'établira de

façon plus moins facile selon les espèces considérées. Nous attacherons une importance particulière à l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local pour fixer les limites du travail numérique effectué pour modéliser la génération laser X-UV collisionnel transitoire qui est un processus complètement hors-équilibre. Les collisions électron-électron sont généralement suffisamment nombreuses pour que les électrons soient en équilibre entre eux : on peut donc définir une température électronique. De la même façon, les ions sont aussi facilement en équilibre et distribués suivant une Maxwellienne : on détermine alors une température ionique. Par contre, l'équilibre entre électrons, ions et autres particules du plasma ainsi que le rayonnement, est rarement réalisé. Le plasma sera donc en équilibre thermodynamique (ET) si et seulement si les collisions électrons-ions sont équilibrées et si le rayonnement émis est complètement réabsorbé. Néanmoins, dans les plasmas que nous étudions, cet équilibre n'est jamais atteint. Cette description correspond en fait à un système fermé, émettant un rayonnement de corps noir : il s'agit là d'un processus qu'on rencontre au coeur des étoiles. Dans notre cas, comme nous l'avons vu, la distribution du rayonnement ne suit plus la distribution de Planck et le flux d'énergie radiative traversant le plasma n'est plus nul. On considère alors que, localement, le plasma est à l'équilibre (ETL). On rencontre l'équilibre thermodynamique local (ETL) dans le cas de plasma dense dans lequel les processus collisionnels sont dominants et s'équilibrent ou dans le cas d'un plasma plongé dans un fort champ radiatif, comme par exemple le cas des cavités utilisées pour le confinement inertiel. Dans ce cas, le plasma sera modélisé de façon simple :

- Les niveaux excités d'un ion sont en équilibre de Boltzmann entre eux suivant la formule

$$\frac{N_{Z,i}}{N_{Z,j}} = \frac{g_{Z,i}}{g_{Z,j}} \cdot e^{-\frac{E_i - E_j}{k_B T_e}} \quad (3.28)$$

où  $E_i$  est l'énergie du niveau  $i$ ,  $T_e$  la température électronique,  $k_B$  la constante de Boltzmann. Les dégénérescences de niveaux impliqués sont notées  $g_{Z,i}$  et  $g_{Z,j}$ .

- Les populations des différents ions sont reliées par l'équation de Saha-Boltzmann :

$$\frac{N_{Z+1,i}}{N_{Z,j}} = \frac{2}{n_e} \cdot \frac{g_{Z,i}}{g_{Z,j}} \left( \frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_Z}{k_B T_e}} \quad (3.29)$$

où  $N_z$ ,  $E_Z$  et  $g_Z$  sont respectivement la densité de population, le potentiel d'ionisation et le poids statistique de l'ion  $Z$ .

On remarquera un point important : le temps entre les collisions (fréquence de collision) varie comme  $T_e^{3/2}$  alors que le temps de recombinaison varie comme  $T_e^{1/2}$ . Pour des plasmas chauds et denses comme ceux considérés ici, la thermalisation ne peut être complète. Dans le cas où les électrons absorbent de l'énergie d'une source extérieure, ils se thermalisent alors à une température supérieure à celle des ions, à qui ils communiquent leur énergie. Ce phénomène sera traité en considérant deux fluides : électronique

et ionique, possédant des énergies distinctes. On obtient toutefois une approximation suffisamment bonne suivant l'objet de l'étude avec le modèle à une température, comme c'est le cas dans le code *ARWEN*.

## Équation du transfert radiatif

On peut décrire l'évolution du transfert radiatif d'une manière assez similaire à celle qui gouverne les mouvements d'un fluide, en considérant que le rayonnement peut être absorbé ou généré (émission spontanée). L'équation du transport radiatif se présente comme une équation de conservation des photons. On peut écrire que la variation du nombre de photons dans le volume  $\Delta r^3, \Delta p^3$  :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = [f(r, \nu, \Omega, t) \Delta p^3 \Delta r^3] \quad (3.30)$$

ou  $f$  est la distribution de la densité de photons dans l'espace des phases 3.12. La variation du nombre de photons est due aux entrées et sorties de photons du volume (partie spatiale uniquement, la quantité de mouvement des photons ne variant pas) et à l'interaction du rayonnement avec la matière, comme nous l'avons vu précédemment. La variation du nombre de photons dans le volume spatial considéré, due aux flux entrant et sortant de photons, est donnée par le terme dit de *streaming*, où on prend en compte la variation du flux dans le domaine spatial :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot [\mathbf{u} f(r, \nu, \Omega, t) \Delta p^3 \Delta r^3] = c \mathbf{\Omega} \cdot \nabla f(r, \nu, \Omega, t) \Delta p^3 \Delta r^3 \quad (3.31)$$

où  $\mathbf{u}$  représente la vitesse de propagation des photons qui s'écrit  $\mathbf{u} = c \cdot \mathbf{\Omega}$ , avec  $c$  la vitesse de la lumière. Les autres termes de variation du nombre de photons proviennent de l'interaction avec la matière : émission spontanée, l'absorption et la diffusion. Une description complète de chacun des termes à partir de l'équation (3.31) est donnée dans la thèse de *F. Ogando* [135, p.29]. L'équation du transfert radiatif s'écrit :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I(\mathbf{\Omega})}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla I(\mathbf{\Omega}) = \underbrace{-\kappa(\nu) I(\mathbf{\Omega})}_{\text{absorption}} + \overbrace{\epsilon(\nu)}^{\text{emission}} \quad (3.32)$$

On constate après tous ces développements que la résolution de cette équation dans le contexte d'un plasma créé par laser est complexe, car étant donnée l'anisotropie d'un tel système, les approximations ne sont pas toujours évidentes à justifier et l'intensité dépend de quatre variables. C'est pourquoi il est astucieux de découper l'espace des fréquences et celui des directions en un nombre fini de groupes. Chaque groupe est constitué d'un domaine de fréquence et d'un cosinus directeur. L'intégration de l'équation de transfert sur les fréquences et les directions nous donne alors  $K$  équations

différentielles ne dépendant plus que de la position (ou de l'angle) et de la variable temporelle. Il ne reste alors plus qu'à résoudre ce système en utilisant la méthode des différences finies. Dans le code, l'émissivité et l'opacité font l'objet d'un découpage en fréquence, dit multi-groupe<sup>11</sup>. Cette méthode consiste à remplacer l'espace continu (fréquence  $\nu$ , angle  $\boldsymbol{\Omega}$ ) par  $K$  intégrales sur  $\nu$ , et  $\boldsymbol{\Omega}$ , contigus, couvrant tout l'espace  $(\nu, \boldsymbol{\Omega})$ . Ainsi un photon d'un groupe  $k$  aura une fréquence comprise entre  $\nu_a^k < \nu < \nu_b^k$ . Le rayonnement dans chaque groupe est alors décrit par deux grandeurs introduites précédemment  $\epsilon_{r,k}$  et  $F_{r,k}$ .

Le calcul du champ radiatif et le traitement du transport radiatif dans le code hydrodynamique utilisé, sont réalisés par une discrétisation des directions et par une méthode multi-groupe aux ordonnées discrètes (méthode  $S_N$ ) [101] qui contient l'implémentation d'une méthode synthétique pour accélérer la convergence itérative des équations de diffusion radiative multi-groupe avec couplage matière-radiation temporellement implicite.

Pour finir, comme la résolution du transport radiatif est très coûteuse en temps, on utilise souvent des modèles de diffusion qui dérivent de l'équation du transfert radiatif dans certains régimes. Ainsi, lorsque l'opacité d'émission est importante, on peut alors par une loi d'échelle montrer que l'équation de transfert radiatif dégénère en une équation parabolique [108]. On est proche de l'équilibre et l'intensité radiative est proche d'une planckienne, aussi ces modèles sont-ils nommés modèles de diffusion à l'équilibre.

### 3.2.4 Approximations et limiteur de flux

En intégrant angulairement l'équation de transfert radiatif et en supprimant les termes de dispersion pour plus de simplicité, on obtient une équation dont on prend le premier moment angulaire. On obtient une équation vectorielle :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_0}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{I}_1(\nu) + \kappa I_0(\nu) = 4\pi S(\nu) \quad (3.33)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{I}_1}{\partial t} + \frac{1}{3} \nabla I_0(\nu) + \kappa \mathbf{I}_1(\nu) = 0 \quad (3.34)$$

Pour unifier ces deux équations, utilisons la relation classique entre flux et courant :

$$\mathbf{I}_1(\mathbf{r}, \nu) = D(r, \mathbf{r}, \nu) \nabla I_0(\mathbf{r}, \nu) \quad (3.35)$$

Notons que ceci nous mène à  $D = (3\kappa)^{-1}$ . Dans un cas plus général, en tenant compte des processus de dispersion, on définit un coefficient de transport macroscopique au lieu du coefficient d'absorption dans l'expression précédente.

---

<sup>11</sup>concept introduit par *Ramis et al.*[123]



Dans l'équation (3.35), on exprime le flux d'énergie radiative par le biais de l'approximation du modèle de diffusion. On remarque que cette équation est similaire à l'équation du transfert par conduction (3.9), où nous avons fait remarquer qu'il pouvait y avoir des problèmes dans le cas de forts gradients. Le coefficient de diffusion  $D(r, \mathbf{r}, \nu)$  est indépendant de  $I_0(r, \mathbf{r}, \nu)$ , dans certains cas où le flux  $\mathbf{F} = -D\nabla I_0$  est arbitrairement élevé. Cette situation peut se produire dans n'importe laquelle des approximations de diffusion [135, p.34] et particulièrement dans le cas de forts gradients dans le champ radiatif. Cependant, la valeur maximale du flux d'énergie radiative possède une limite imposée par la densité d'énergie contenue dans le champ radiatif.

$$F_r < cE_r \tag{3.36}$$

Ceci est dû au fait que tous les photons se déplacent à la même vitesse finie,  $c$ , et le flux sera maximum quand tous les photons se déplacent dans la même direction et le même sens. On doit alors introduire un nouveau facteur dans l'équation (3.35), qui limite le flux d'énergie radiative pour des valeurs élevées du gradient d'intensité. Ce facteur est appelé "limiteur de flux".

### 3.2.5 Le code : ARWEN

Le code ARWEN[46] a été développé par l'équipe du Professeur *Pedro Velarde-Mayol* à l'Université Polytechnique de Madrid. ARWEN est un code hydrodynamique bidimensionnel eulérien développé initialement dans le cadre de la fusion inertielle par laser. Rappelons que l'hydrodynamique eulérienne possède plusieurs propriétés intéressantes : le système des équations de l'hydrodynamique est hyperbolique, dans la résolution numérique, chaque élément ne dépend que de ses plus proches voisins. Il est actuellement utilisé par de nombreuses équipes dans le monde sous le contrôle et l'assistance de l'équipe du Pr. Velarde, pour simuler des phénomènes d'intérêts astrophysiques comme la formation de jet (collaboration au sein du projet JETSET<sup>12</sup>) et la génération de plasma pour l'amplification d'harmoniques laser d'ordre élevé (TUIXS<sup>13</sup>). Le manque de souplesse des grilles cartésiennes pour affiner localement les discrétisations spatiales a motivé l'utilisation de la méthode adaptative ou (AMR<sup>14</sup>). Cette technique permet de faire dépendre la finesse des cellules d'un critère physique local. On peut ainsi simuler des phénomènes à grande dynamique d'échelle. L'AMR utilisé est un raffinement dit par bloc [12] : la grille de calcul réside de la juxtaposition de blocs cartésiens plus ou moins finement maillés, dont la continuité est assurée en projetant les grandeurs physiques aux interfaces. L'importante diminution du nombre de cellules induit des gains

---

<sup>12</sup> JET Simulations, Experiments and Theories : <http://www.jetsets.org/>

<sup>13</sup>Tabletop Ultra Intense XUV Sources : <http://www.tuixs.org/>

<sup>14</sup>Adaptative Mesh Refinement

en mémoire et en temps de calcul qui surpassent largement le surcoût lié à la complexité de la méthode. La routine<sup>15</sup> de base est développée par une équipe du CCSE<sup>16</sup> de Berkeley. Le transport de rayonnement est inclus dans le traitement AMR[135]. L'intensité du rayonnement est calculée sur un schéma de coordonnées discrètes, par la méthode multigroupe[123], couplée à l'algorithme adaptatif. Les équations d'états sont tirées des bibliothèques *SESAME*, *QEOS*. Les opacités sont calculées par le code *JIMENA* de l'université polytechnique de Madrid. Grâce à une interface de visualisation, *SKPPM*, on peut visualiser les cartes des variables de sortie du code que sont :  $\rho$ ,  $N_e$ ,  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $P$ ,  $u_x$ ,  $u_y$ ,  $\bar{Z}$ . Comme nous l'avons vu précédemment, les équations fluides traitées dans

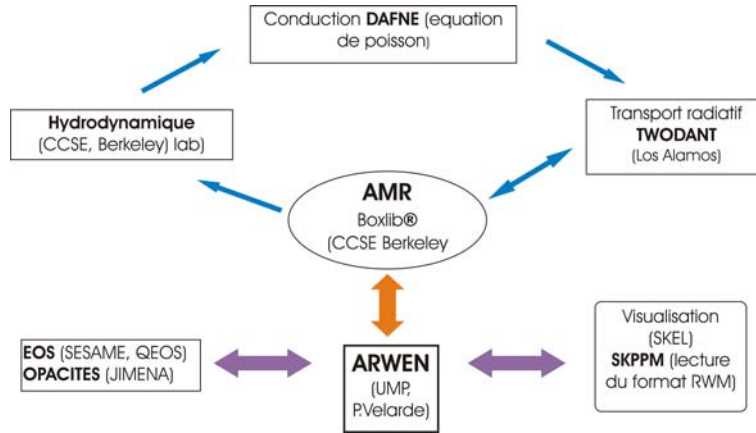


FIG. 3.1 – Schéma de la structure du code ARWEN

un champ radiatif, dans un cas générique, se ramènent à résoudre l'évolution de trois systèmes : le fluide ionique, le fluide électronique et le champ radiatif. Le couplage de ses trois systèmes se fait par l'équation de conservation de l'énergie. Les électrons absorbent l'énergie provenant du champ radiatif et l'échangent avec les ions.

Le flux d'information entre les différents modules du code est représenté par la figure (fig. 3.1). L'intégration numérique de ce système d'équations est basée sur la décomposition d'opérateurs ("*operator splitting*") [135, chap. 2]. Les équations résolues

<sup>15</sup>Librairies : Boxlib, Amrlib

<sup>16</sup>Center for Computational Science and Engineering

sont donc :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\
 \frac{\partial (\rho \mathbf{u} + \frac{1}{c^2} \mathbf{F}_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) &= -\nabla P_m - \nabla \cdot \bar{\bar{\mathcal{P}}}_\nabla \\
 \frac{\partial (E_m + E)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E_m + P_m) \mathbf{u} + \mathbf{F}_r] &= S_E + \nabla \cdot \mathbf{q}_C + \nabla \cdot \mathbf{q}_r \\
 \frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla I + \kappa \cdot I &= \epsilon \\
 \nabla \cdot \mathbf{q}_C &= \nabla \cdot k_e \nabla T \\
 \nabla \cdot \mathbf{q}_r &= \int (\kappa \cdot I - \epsilon) d\nu \\
 E_r &= \frac{1}{c} \int I d\boldsymbol{\Omega} d\nu \\
 \bar{\bar{\mathcal{P}}}_r &= \frac{1}{c} \int \boldsymbol{\Omega} \boldsymbol{\Omega} I d\boldsymbol{\Omega} d\nu
 \end{aligned} \tag{3.37}$$

Le schéma de division des calculs se fait selon le schéma suivant [135] :

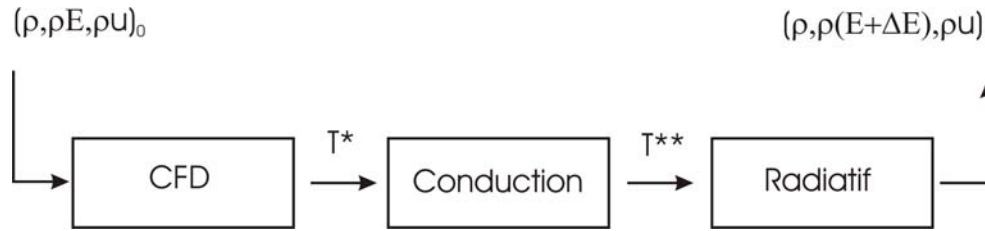


FIG. 3.2 – Schéma du flux d’information dans le code ARWEN

**Équations fluides.** (CFD<sup>17</sup>) Intègre les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l’énergie sans les termes de conduction ( $\nabla \cdot \mathbf{q}_c$ ) ni de radiation ( $\nabla \cdot \mathbf{q}_r$ ).

$$\frac{\partial \rho E_m}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E_m + (P_m + P_r)) \mathbf{u}] = S_E$$

Le point de départ du calcul est le vecteur d’état  $(\rho_0, (\rho \mathbf{u})_0, (\rho)_0)$  donnant au final comme résultat les valeurs de la densité, vitesse et une valeur intermédiaire d’énergie  $(\rho_1, (\rho \mathbf{u})_1, (\rho E)^*)$ .

**Conduction de la chaleur.** La valeur de l’énergie est accrue par la conduction. On résout alors la variation de la température à partir des équations fluides. En considérant

<sup>17</sup>Computational Fluid Dynamic

la vitesse et la densité constantes, on a  $dE_m = c_v dT$  :

$$\frac{\partial \rho E_m}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{q}_c \rightarrow \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot k_e \nabla T$$

Dans ces calculs, on reçoit le vecteur d'état obtenu au moyen du module précédent  $(\rho_1, (\rho \mathbf{u})_1, (\rho E)^*)$ . A partir de celui-ci, en utilisant les équations d'état (EOS) on calcule la distribution de température et on avance dans le temps conformément à l'équation précédente. Le résultat nous donne un vecteur d'état  $(\rho_1, (\rho \mathbf{u})_1, (\rho E)^{**})$ .

**Transport radiatif.** On procède d'une manière similaire à la conduction, en calculant la quantité d'énergie transmise par radiation

$$\frac{\partial \rho E_m}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{q}_r \rightarrow \begin{cases} \frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla I + \kappa \cdot I = \epsilon \\ \nabla \cdot \mathbf{q}_r = \int (\kappa \cdot I - \epsilon) d\nu \end{cases}$$

Dans ce cas, on remarquera que le système d'équations se rapporte à la variable  $I$ , l'intensité radiative avec la température  $T$  (ou l'énergie) du milieu. Ce système présente une relation fortement non-linéaire (à travers  $E_m(T)$  et  $\epsilon(T)$ ). Ce traitement est décrit de manière détaillée dans la thèse de *F. Ogando* [135].

Chaque module de résolution reçoit les données du précédent dans toutes les mailles et niveaux de l'AMR. Avec ces grandeurs physiques, on calcule les coefficients des équations à résoudre et on entre les données pertinentes dans la structure de contrôle. Comme nous l'avons schématisé (fig. 3.2), le flux d'information est le suivant : chacun de ces modules réalise le calcul dans la maille adaptative, sur un ou plusieurs niveaux de raffinement, suivant un schéma implicite (temporel).

### 3.2.6 Estimation du gain pic

Le code *ARWEN* est très bien adapté pour la description de l'hydrodynamique du plasma. Il est donc un outil idéal quand on s'intéresse aux propriétés de base du plasma comme la distribution de densité et température. Par contre, l'ionisation moyenne du plasma calculée à l'ETL est le point faible du code pour la modélisation du pré-plasma dans le schéma collisionnel transitoire. Il existe des codes de cinétique ionique, tel que par exemple *LASIX* qui peuvent à partir des données hydrodynamiques et atomiques correspondantes effectuer un calcul plus détaillé de l'état de l'ionisation du plasma. Le code *LASIX* utilise un modèle collisionnel-radiatif à résolution spatiale et temporelle. Le code prend en compte tous les ions présents dans le plasma "lasant" sauf les ions néonoïdes, décrits par 89 niveaux en structure hyperfine et six "super niveaux" de

Rydberg ainsi que tous les processus reliant leur niveaux : la recombinaison radiative collisionnelle à trois corps et di-électronique, ionisation collisionnelle et l'autoionisation, l'émission spontanée et enfin l'excitation et la désexcitation collisionnelle. Ce code permet donc de calculer le gain du plasma lasant.

Cependant, la mise en place d'un post-process d'*ARWEN* par *LASIX* dépasse le cadre du travail de thèse présenté ici. Nous allons présenter ici le modèle simple pour avoir une estimation du gain pic à partir des données hydrodynamiques d'*ARWEN*.

Le critère de l'ETL consiste à considérer que la cinétique des populations d'un ensemble donné de niveaux séparés par  $\Delta E$  est dominée par les processus collisionnels, i.e., que la contribution des processus radiatifs est négligeable, ce qui arrive [107] pour une densité électronique (en  $\text{cm}^{-3}$ ) :

$$n_e \geq 1.8 \times 10^{14} T_e^{1/2} \Delta E^3 \quad (3.38)$$

où la température électronique et  $\Delta E$  sont exprimées en  $eV$ . Dans notre cas ce critère nous donne une densité supérieure  $n_e \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  à la densité critique. Nous considérons, au premier ordre, qu'il reste tout de même valide pour de faibles densités, où apparaît la génération du laser X-UV. Les populations dans tous les niveaux sont alors déterminées par un équilibre entre l'excitation collisionnelle et la désexcitation radiative. Le pompage indirect (cascades radiatives) du niveau pompé par les collisions électroniques n'est pas pris en compte.

Dans le schéma collisionnel transitoire, l'impulsion longue et le retard appliqué à l'impulsion courte fixent l'état d'ionisation du plasma. On estime que le pré-plasma créé par l'impulsion longue est à l'équilibre thermodynamique local juste avant d'être pompé par l'impulsion courte. On supposera par ailleurs que l'impulsion courte ne modifie pas l'état d'ionisation du plasma au début de la création de l'inversion de population. L'état hors équilibre (HETL) est un état quasi-coronal, i.e, que le degré d'ionisation dépend surtout que de la température et peu de la densité. Comme nous l'avons vu précédemment les fractions ioniques seront calculées à partir des équations de Saha.

Nous ne décrivons l'inversion de population correspondant à la raie  $J = 0 - 1$  qui est collisionnelle et se ramène à un système laser à 3 niveaux.

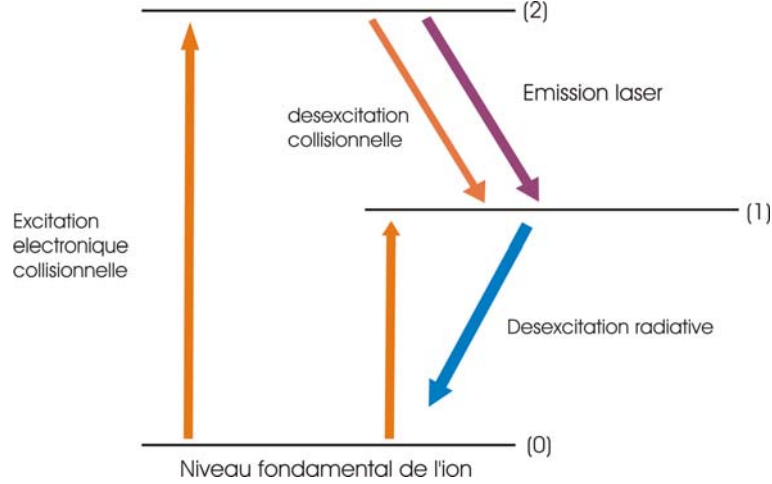


FIG. 3.3 – Système à trois niveaux dans un ion multichargé (nickelloïde ou néonoïde)

Dans un laser X-UV collisionnel transitoire, l'inversion de population est établie entre deux niveaux atomiques. L'excitation collisionnelle de l'état fondamental de l'ion vers un état supérieur constitue le "pompage" du niveau supérieur de la transition laser. Le niveau supérieur possède une transition radiative forte vers le niveau inférieur mais une transition interdite vers le niveau fondamental (fig. 3.3). Le niveau inférieur de la transition laser se désexcite rapidement vers le fondamental de l'ion. Ceci correspond au pompage des électrons liés d'un ion à couche externe fermée, du niveau fondamental vers un état excité métastable par les collisions des électrons libres avec l'ion. Dans cette configuration simple à trois niveaux, nous pouvons établir une configuration stationnaire pour le gain en fonction des taux entre les niveaux. Ainsi, si on numérote les niveaux 0 pour le fondamental, 1 pour l'état inférieur de la transition laser et 2 pour l'état supérieur, et que les taux radiatifs et collisionnels sont respectivement  $A_{ij}$  et  $C_{ij} \times n_e$ , on peut déterminer une forme analytique assez simplement pour la population du niveau supérieur à partir de la population de l'état fondamental. L'amplification d'un laser d'intensité  $I(\nu)$  à la fréquence  $\nu$  le long de la colonne de plasma est déterminée par le transfert radiatif que l'on peut écrire :

$$\frac{dI(\nu)}{dz} = G(\nu) I(\nu) + J(\nu) \tag{3.39}$$

où  $z$  est la distance le long du milieu amplificateur,  $J(\nu)$  est l'émissivité qui correspond à la densité spectrale d'énergie rayonnée par émission spontanée par unité de volume et par unité de temps dans l'angle solide approprié à la géométrie du système et  $G(\nu)$  est le gain. D'après l'équation (3.39), on peut noter que la dépendance de l'intensité  $I(\nu)$  à la distance est exponentielle à condition que le gain ne soit pas trop petit. Si  $G(\nu)$  est négatif, le milieu est alors absorbant, et le coefficient de gain devient un coefficient d'absorption. On notera la densité de population des niveaux inférieur et supérieur de la

transition  $N_1$  et  $N_2$  respectivement. La probabilité de transition d'émission spontanée du niveau 2 vers le niveau 1 est noté  $A_{21}$  et la probabilité de désexcitation radiative du niveaux bas vers le fondamental est notée  $A_{10}$ . L'émissivité à la fréquence laser est donnée par :

$$J(\nu) = N_2 A_{21} \cdot \Phi(\nu) \cdot h\nu \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \quad (3.40)$$

où  $\Phi(\nu)$  est le profil de raie normalisé donnant par intégration sur tout le domaine des fréquences la valeur 1,  $h\nu$  est l'énergie d'un photon et  $\Omega$  l'angle solide fixé par le rapport géométrique du milieu amplificateur<sup>18</sup>. Le gain peut alors s'exprimer comme :

$$G(\nu) = \sigma_{stim}(\nu) \cdot N_2 \cdot F \quad (3.41)$$

$$F = 1 - \frac{N_1 \sigma_{abs}}{N_2 \sigma_{stim}} = 1 - \frac{N_1(g_2)}{N_2(g_1)} \quad (3.42)$$

où  $\sigma_{stim}(\nu)$  est la section efficace d'émission stimulée et  $F$  le facteur d'inversion de population dépendant du poids statistique et de la densité de population des niveaux de la transition laser. Il est possible de montrer [141] que la section efficace d'émission stimulée dépend de la probabilité d'émission spontanée et se rapporte à

$$\sigma_{stim}(\nu) = \Phi(\nu) \frac{\lambda^2}{8\pi} \cdot A_{21} \quad (3.43)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la raie laser. On s'intéresse, au gain pic (approximation petits signaux), i.e à la valeur au centre de la raie, on prendra donc  $\nu = \nu_0$ . On considèrera que l'élargissement de la raie est dû à l'élargissement Doppler. Pour des ions ayant une température  $T_i$ , la forme de la raie est :

$$\Phi_D(0) = \lambda \left( \frac{m}{2\pi k T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.44)$$

où  $m$  est la masse de l'ion,  $k$  la constante de Boltzmann et  $\lambda$  la longueur d'onde centrale de la transition. Le coefficient de probabilité d'émission spontanée du niveau  $i$  vers le niveau  $j$  s'exprime comme

$$A_{ij} = \frac{8\pi^2 r_0 c g_j}{\lambda^2 g_i} \cdot f_{ji} \quad (3.45)$$

où  $r_0$  est le rayon classique de l'électron,  $f_{ji}$  est la force d'oscillateur et  $g_{i,j}$  les poids statistiques des niveaux  $i$  et  $j$ . On obtient une expression simplifiée pour la section efficace d'émission stimulée égale à :

$$\sigma_{stim} = \pi \cdot r_0 \cdot f_{21} \cdot c \cdot \lambda \cdot \frac{g_1}{g_2} \cdot \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_i}} \quad (3.46)$$

---

<sup>18</sup> $R_{geom} \sim L_y/L_z$

En réalisant le bilan des peuplement et dépeuplement des trois niveaux à l'état quasi-stationnaire, on suppose que les populations varient lentement en comparaison au temps de relaxation atomique sur l'intervalle  $dt$ . On peut donc écrire  $dN_i/dt = 0$ . On obtient alors pour le facteur d'inversion de population

$$F = N_0 \cdot N_e \cdot \left[ \frac{C_{02}g_1}{A_{21} + C_{21} \cdot N_e} - \frac{(C_{02} + C_{01})g_2}{C_{01} \cdot N_e + A_{10}} \right] \quad (3.47)$$

L'excitation électronique collisionnelle est le processus physique à la base des lasers X-UV considérés dans la mesure où l'inversion de population est réalisée par l'impact électronique sur les ions. La connaissance des coefficients d'excitation collisionnelle, utilisés depuis des décennies en astrophysique pour l'étude des plasmas solaires et stellaires, est assez élaborée et il existe des méthodes connues et probantes permettant d'évaluer les sections efficaces des phénomènes collisionnels dans les types de plasmas qui nous intéressent.

On considérera pour la suite de ce chapitre le cas d'ions fer néonoïde ( $\text{Fe}^{16+}$ ). Nous nous sommes intéressés à cet élément, car il a été très étudié en astrophysique et les données atomiques sont bien connues. Le niveau fondamental de l'ion néonoïde est ( $1s^2 2s^2 2p^6, {}^1S_0, J=0$ ), le niveau supérieur (2) de la transition est ( $1s^2 2s^2 2p^5 3p, {}^1S_0, J=1$ ) et le niveau inférieur (1) est ( $1s^2 2s^2 2p^5 3s, {}^1P_1, J=0$ ). On s'intéressera donc à la transition  $J = 0 - 1$  du fer néonoïde émettant à 25.5 nm. En utilisant les formules présentées dans la section (1.2.1, p. 14), donnant l'expression des taux d'excitation et de désexcitation collisionnelle dans l'approximation où la distribution de la vitesse des électrons libres est une maxwellienne, on a :

$$C_{ij} \approx 1.6 \times 10^{-5} \frac{f_{ij} \langle g \rangle}{\Delta E_{ij} \cdot \sqrt{kT_e}} e^{-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}} \quad (3.48)$$

$$C_{ji} \approx \frac{g_i}{g_j} \cdot C_{ij} \cdot e^{\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}} \quad (3.49)$$

où  $\Delta E_{ij}$  est la différence d'énergie entre les niveaux  $i$  et  $j$  exprimé en  $eV$  ainsi que  $kT_e$ . On peut alors exprimer la condition d'inversion de population à partir des taux collisionnels de pompage :

$$R = \left( \frac{C_{02}(T_e)}{g_2 A_{21}} - \frac{C_{01}(T_e) + C_{02}(T_e)}{g_1 A_{10}} \right) n_e > 0$$

Nous avons représenté les valeurs des taux collisionnels des différents niveaux en fonction de la température électronique (fig. 3.4 et 3.5). On constate que l'inversion de population se réalisera pour une température électronique supérieure à 300 eV. La figure (fig. 3.6) illustre le comportement de l'inversion de population en fonction de la température et de la densité.



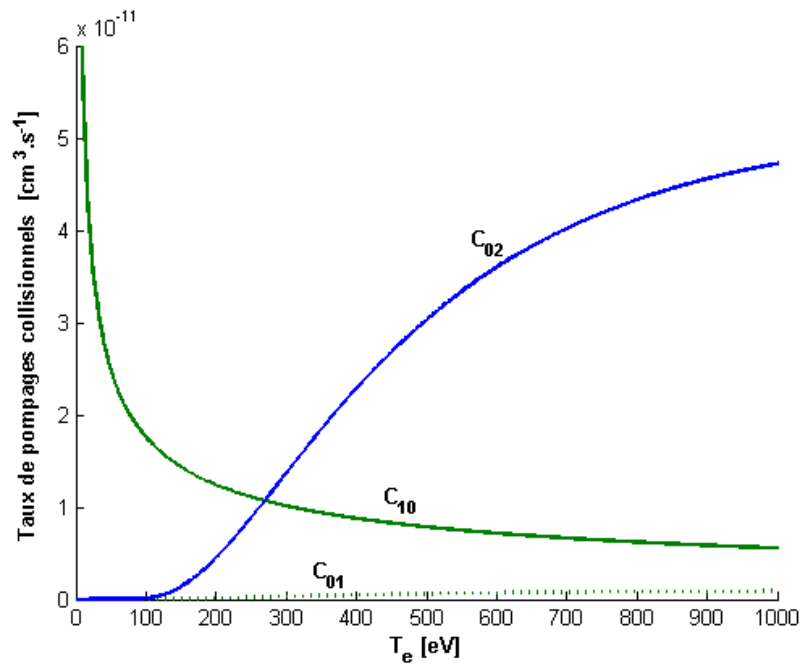


FIG. 3.4 – Taux collisionnels  $C_{02}$ ,  $C_{01}$  et  $C_{10}$  en fonction de la température électronique

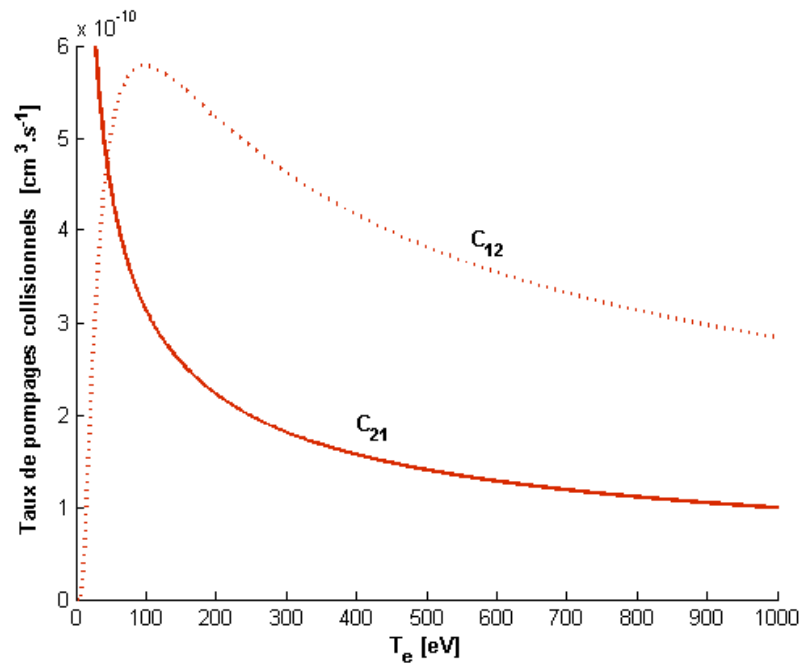


FIG. 3.5 – Taux collisionnels  $C_{12}$  et  $C_{21}$  en fonction de la température électronique

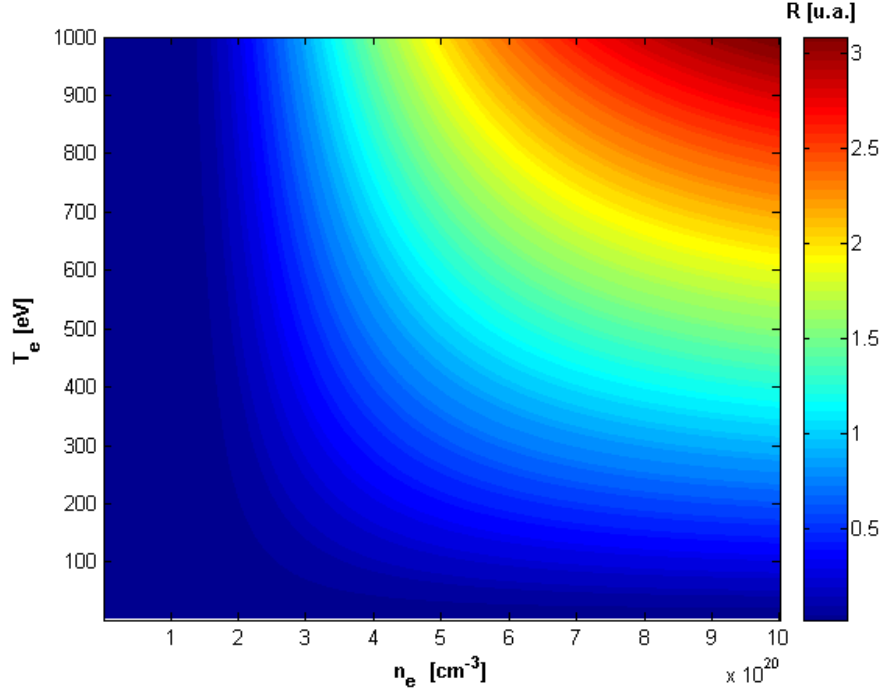


FIG. 3.6 – Différence des taux de peuplements des niveaux (1) et (2) en fonction de la température et densité électronique du plasma

On remarque que toutes les populations sont donc linéairement proportionnelles à la densité électronique (fig. 3.6). Le code *ARWEN* est basé sur un calcul de l'ionisation moyenne à partir de l'équilibre thermodynamique local (ETL). Rappelons que l'on parle d'équilibre thermodynamique local lorsque localement les différentes espèces ioniques excitées du plasma sont distribuées suivant une distribution thermique à une même température (loi de Saha-Boltzmann, voir 3.2.3). Dans ces conditions, les populations des atomes excités sont déterminées par la loi de Saha, et la distribution de photons est en équilibre avec la matière par la loi spectrale de Planck (3.13). Il faut donc calculer la fraction d'ions néonoïdes correspondant à une ionisation moyenne  $\bar{Z}$  pour en déduire la densité d'ions lasant  $N_0$ . On a

$$\bar{Z} = \sum_i f_i \cdot Z_i$$

En supposant que l'équilibre thermodynamique local est satisfait, et que les différentes espèces ioniques sont déterminées par la loi de Saha, on obtient :

$$\frac{N_{Z+1}}{N_Z} = \frac{2}{n_e} \cdot \frac{g_{Z+1}}{g_Z} \cdot \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_Z}{k T_e}} \quad (3.50)$$

En considérant que le plasma est peuplé seulement par les trois ions : l'ion Néonoïde,

Fluoroïde et Sodiumoïde, on obtient :

$$N_0 = n_{Fe^{16+}} = \frac{\rho m_e M_{Fe} \bar{Z}}{\frac{(Z-1)n_e}{2} \frac{g_{Z-1}}{g_Z} \cdot e^{\frac{E_{Z-1}}{kT_e}} + Z + \frac{2(Z+1)}{n_e} \frac{g_{Z+1}}{g_Z} \cdot e^{\frac{-E_Z}{kT_e}}} \quad (3.51)$$

où la densité d'ions Néonoïde  $n_{Fe^{16+}}$  est en ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $m_e$  la masse de l'électron,  $M_{Fe}$  la masse du fer,  $\rho$  et  $\bar{Z}$  les sorties hydrodynamiques du code.

Nous avons donc décrits les outils utilisés et les approximations mises en place pour l'étude numérique. Nous préciserons au cours de cette étude les paramètres pris pour effectuer les simulations. Nous commencerons par nous intéresser au profil spatial des lignes focales laser créant le pré-plasma et le pompant. Ensuite nous nous intéresserons au profil temporel de l'impulsion créant le pré-plasma.

### 3.3 Effet de la mise en forme spatiale de la ligne focale du laser

La structure d'un amplificateur plasma laser X-UV produit en cible solide est anisotropique par nature. La dimension transverse horizontale correspondant à l'axe  $x$  est en grande partie contrôlée par la détente du plasma. La dimension transverse verticale  $y$ , est elle contrainte par le profil spatial de la ligne focale laser et l'écoulement latéral du plasma. Enfin, la direction longitudinale d'amplification est limitée par la réfraction du faisceau amplifié. En effet, si on reprend les équations de propagation du faisceau laser X-UV dans une colonne de plasma, l'approximation paraxiale nous donne :

$$\frac{d\theta_x}{dz} = \frac{dn(x, y)}{dx} \approx -\frac{1}{2n_c} \frac{dn_e(x, y)}{dx} \quad (3.52)$$

$$\frac{d\theta_y}{dz} = \frac{dn(x, y)}{dy} \approx -\frac{1}{2n_c} \frac{dn_e(x, y)}{dy} \quad (3.53)$$

en supposant que l'indice de réfraction est proche de 1 où  $\theta_x \cong dx/dz$  est l'angle que fait le faisceau laser suivant l'axe  $x$  avec l'axe  $z$  et  $\theta_y \cong dy/dz$  l'angle que fait le faisceau laser X-UV suivant l'axe  $y$  avec l'axe optique  $z$ . La distribution de densité électronique est  $n_e$  et  $n_c$  est la densité critique pour la longueur d'onde X-UV ( $n_c = 1.7 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ ). La longueur maximum que pourra parcourir le faisceau laser X-UV avant d'être réfracté en dehors de la zone de gain possédant les dimensions transverses suivantes  $a_x \times a_y$  est :

$$z \approx \min \left( \sqrt{\frac{2n_c \cdot a_x}{\langle \nabla n_e \cdot \mathbf{x} \rangle}}; \sqrt{\frac{2n_c \cdot a_y}{\langle \nabla n_e \cdot \mathbf{y} \rangle}} \right) \quad (3.54)$$

Comme les études sur l'influence de la pré-impulsion l'ont montré [116, 134], il est possible de réduire les gradients de densité électronique ( $\nabla n_{e,x} \cong \nabla n_e \cdot \mathbf{x}$ ) suivant l'axe de la détente, et également d'augmenter la zone d'absorption du laser de pompe donc d'élargir la zone chauffée et par conséquent potentiellement la zone de gain. Jouer sur la taille du milieu amplificateur suivant l'axe  $x$  impose de contrôler la dynamique du plasma, ce qui est difficile. Toutefois, on se rend compte que pour élargir le milieu amplificateur suivant l'axe  $y$  il suffit, *a priori*, d'augmenter la largeur de la ligne focale suivant l'axe  $y$ .

Par ailleurs, dans l'objectif, de réaliser un amplificateur plasma à grande surface d'amplification pour obtenir un laser injecté de haute énergie, l'éventualité d'amplificateur possédant une importante dimension transverse est à envisager. En effet, contrairement au régime ASE, où l'amplification doit être contrainte suivant l'axe longitudinal,  $z$ , par la géométrie et l'onde progressive, le plasma amplificateur pour l'injection ne doit pas forcément avoir une géométrie en ligne.

On peut alors, réaliser des plasmas dont le rapport géométrique s'approche de l'unité :

$$\frac{h_y}{h_z} \longrightarrow 1$$

où  $h_y$  est la largeur verticale de la ligne focale du laser et  $h_z$  la longueur de la ligne focale. Par ailleurs, si la longueur de la colonne de plasma  $h_z$  permet d'atteindre le régime de saturation dans un système laser injecté, l'énergie extraite dans un régime simple passage, sera alors de l'ordre de :

$$E \sim F_{sat} \cdot a_x \times a_y \quad (3.55)$$

avec  $F_{sat}$  la fluence de saturation du milieu amplificateur (3.2.6, p. 138) :

$$F_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_{stim}} \quad (3.56)$$

La fluence de saturation dépend d'une part de la nature atomique du milieu (élément et transition considérée) et d'autre part du profil spectral de la raie. En supposant que les propriétés du profil spectral de la raie sont dominées par l'effet Doppler, la largeur de la raie est proportionnelle à  $\propto \sqrt{k_B T_i}$  où  $T_i$  est la température des ions. Le problème se ramène à la description des correspondances suivantes :

$$a_x = A_x(hy, \dots) \quad (3.57)$$

$$a_y = A_y(hy, \dots) \quad (3.58)$$

Nous nous intéresserons donc à l'influence du profil spatial transverse de la ligne focale du laser irradiant la cible sur les propriétés du plasmas ( $n_e, T_e$ ). Les profils typiques de

faisceaux sont gaussiens dans les systèmes laser Ti :Sa jusqu'à un niveau de puissance de l'ordre du teraWatt et se rapprochent d'un profil dit "Flat-top" ou super gaussien après les amplificateurs de puissances (multi-passages) pour un niveau de puissance multi-teraWatt et plus. On travaillera donc en général avec des faisceaux super-gaussiens. Ces faisceaux focalisés auront donc un profil transverse gaussien ou en sinus cardinal.

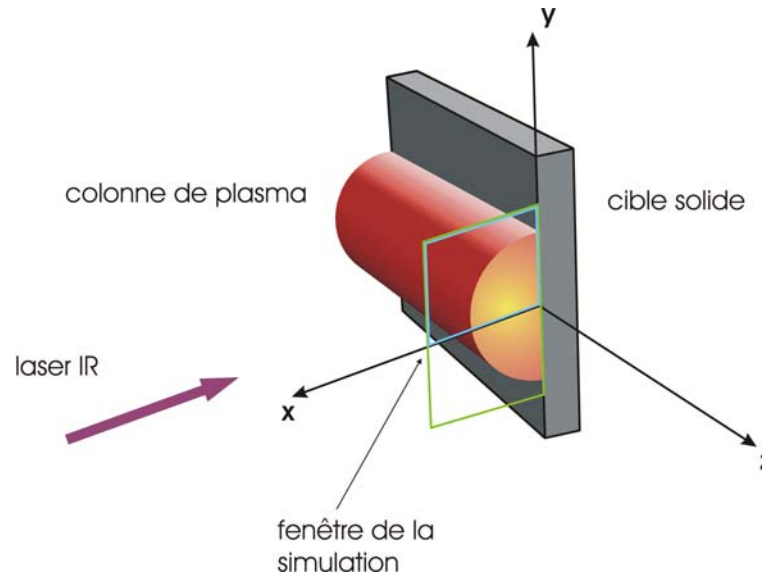


FIG. 3.7 – Représentation schématique de la tranche de plasma simulé (vert). Le laser IR se propage suivant l'axe  $x$ . Le cible est parallèle à l'axe ( $y$ ) et le laser X-UV se propage dans la direction ( $z$ )

Les dimensions typiques des plasmas utilisés comme amplificateur en régime ASE en schéma collisionnel transitoire sont de  $30 \mu\text{m} \leq h_y \leq 100 \mu\text{m}$  pour la direction transverse verticale et  $4 \text{ mm} \leq h_z \leq 10 \text{ mm}$  dans la direction longitudinale (axe de propagation du laser X-UV). On s'intéresse ici à la structure transverse du plasma induite par le profil spatial de l'impulsion laser créant la colonne de plasma. On supposera durant toutes l'études menées dans ce chapitre que les caractéristiques du plasma sont invariantes suivant l'axe  $z$ . Ceci peut être réalisé en utilisant une matrice de lentilles cylindriques [26] et en utilisant une ligne focale avec  $h_z > L$ , où  $L$  est la longueur de la cible. Des études récentes ont montré que des lignes focales à profil dit "flat-top" sont réalisables en utilisant la correction active [155] ou par masquage [111]. Nous avons par ailleurs développé un système optique basé sur un système à bi-miroir qui est présenté en annexe de ce document. L'idée proposée, ici, est donc de jouer sur le profil spatial transverse de l'impulsion laser pour contrôler la réfraction et l'homogénéité du plasma produit suivant cet axe. Pour cela, nous avons modélisé le profil spatial du laser au niveau de

la cible par une fonction super-gaussienne d'ordre  $n$  qui s'exprime comme

$$E(y) = E_0 e^{-\left(\frac{y^2}{2h_y^2}\right)^n} \quad (3.59)$$

Où  $E_0$  est l'énergie maximale du profil et  $h_y$  la largeur à mi-hauteur du profil. Pour  $n = 1$  on retrouve le profil gaussien bien connu qui sera pris comme cas de référence. Nous avons fait varier le profil spatial du laser de  $n = 1$  correspondant à un profil gaussien à  $n = 10$  (fig.3.8) correspondant à un profil super-gaussien dit d'ordre 10. Nous avons représenté les différents profils d'énergie laser utilisés pour les simulations.

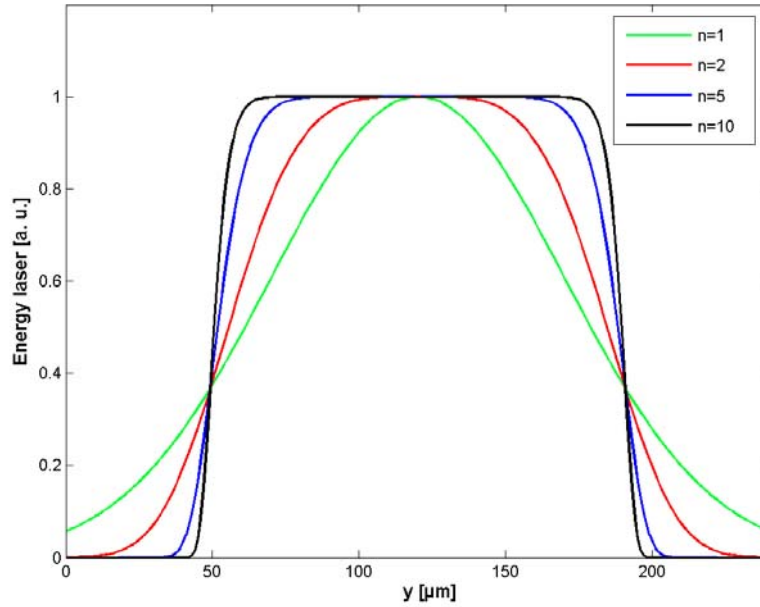


FIG. 3.8 – Profil spatial transverse de la ligne focale laser dans le plan défini par la surface de la cible. Profil gaussien  $n = 1$  et Profil super-gaussien pour  $n = 2, 5$  et  $10$

On s'intéressera dans un premier temps à la distribution spatiale de la densité électronique et de la température du pré-plasma. On s'intéressera dans un second temps à l'effet du profil spatial de l'impulsion laser courte (l'impulsion dite de pompe) sur les dimensions de la zone de gain.

### Paramètres des simulations

Les conditions laser prises pour les simulations sont basées sur les propriétés des faisceaux lasers produits par une chaîne laser Ti :Sa ( $\lambda = 800$  nm) de puissance, typi-

quement celle développée et utilisée dans le cadre du projet *LASERIX* de l'Université Paris Sud (chapitre 6.). Les paramètres sont résumés dans le tableau suivant

	$\tau$ durée [ps]	$h_y$ (FWHM) [ $\mu\text{m}$ ]	$E_L$ Énergie linéaire [ $\text{J}\cdot\text{m}^{-1}$ ]	I Intensité [ $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ]
Impulsion longue	400	15-300	60-800	$1 \times 10^{12}$
Impulsion courte	5	15-300	60-800	$8 \times 10^{13}$

Le code ARWEN a été utilisé avec les bibliothèques d'équation d'états *QEOS* et les opacités du fer calculées par le code *JIMENA*. Nous avons utilisé un seul groupe en fréquence pour les opacités. Le calcul du transport radiatif est initié avec  $S_6$  directions ( $\Omega_i$ ). L'épaisseur de la cible est de  $10 \mu\text{m}$ . La pression du vide devant la cible est de  $10^{-3}$  mbar. Le nombre de cellules initiales est de  $64 \times 128$  et le raffinement de l'AMR est fixé à 2.

### 3.3.1 Effet de l'ordre $n$

Nous avons représenté en figure (fig. 3.9) la distribution de densité électronique du plasma créé par une impulsion laser longue, de largeur à mi-hauteur de  $h_y = 100 \mu\text{m}$  et dont l'intensité est de  $1 \times 10^{12} \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , pour différents ordres de  $n$  à l'instant  $t = 100$  ps après le pic de l'impulsion.

On constate à première vue, que le profil de la densité suivant la direction transverse verticale suit le profil du dépôt d'énergie. Le profil suivant l'axe de la détente  $x$  est similaire dans les trois cas présentés. Les gradients de densité électroniques transverses verticaux  $\nabla_y n_e$  diminuent, dans la région du plasma qui nous intéresse pour l'amplification laser X-UV ( $n_e \geq 1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ), quand  $n$  augmente. La structure du plasma devient alors complètement différente. Dans le cas gaussien, l'énergie contenue dans les ailes de la gaussienne crée des plasmas de part et d'autre de la région centrale et dense du plasma. Au fur et à mesure que l'ordre  $n$  du profil augmente, les plasmas sur les bords deviennent de plus en plus petits et froids. Dans le cas d'un profil super gaussien  $n \geq 2$  les plasmas créés sur les bords sont créés par le rayonnement X émis par le corps central du plasma. Nous verrons par la suite que la nature des plasmas sur les bords conduira à la formation de "jet" de plasma.

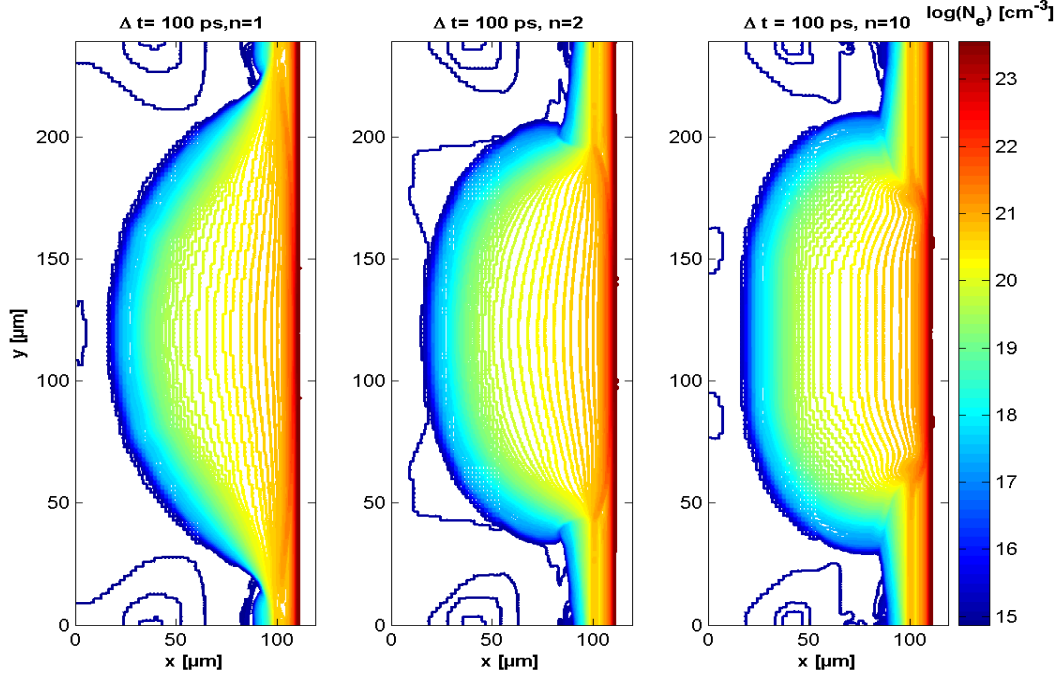


FIG. 3.9 – Cartes de densité électronique du plasma pour  $t = 100$  ps après le pic de l’impulsion en fonction de l’ordre  $n$ . L’ordre de la super gaussienne est croissant de la gauche vers la droite  $n = 1, 2, 10$

Les gradients de densité électronique transverses verticaux moyens<sup>19</sup> pour des densités  $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \geq n_e(x) \geq 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , donnent les valeurs suivantes :  $\langle \nabla_y n_e \rangle \approx 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-4}$  pour  $n = 10$  et  $\langle \nabla_y n_e \rangle \approx 6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-4}$  pour  $n = 1$ . On a donc une zone dense du pré-plasma où la réfraction du faisceau injecté et/ou amplifié sera minimale.

Par ailleurs, plus on s’éloigne de la cible vers la couronne du plasma plus les gradients dans le cas  $n = 1$  diminuent. Tandis que pour  $n = 10$ , le contraire est observé. On remarque également que si les gradients de densité sont moins élevés dans la partie centrale du plasma pour  $n = 10$ , les gradients de densité sur les bords sont en revanche beaucoup plus élevés  $\langle \nabla_y n_e \rangle > 10^{24} \text{ cm}^{-4}$ .

<sup>19</sup>i. e. gradients calculés pour chaque pas suivant  $x$  et moyennés sur la zone



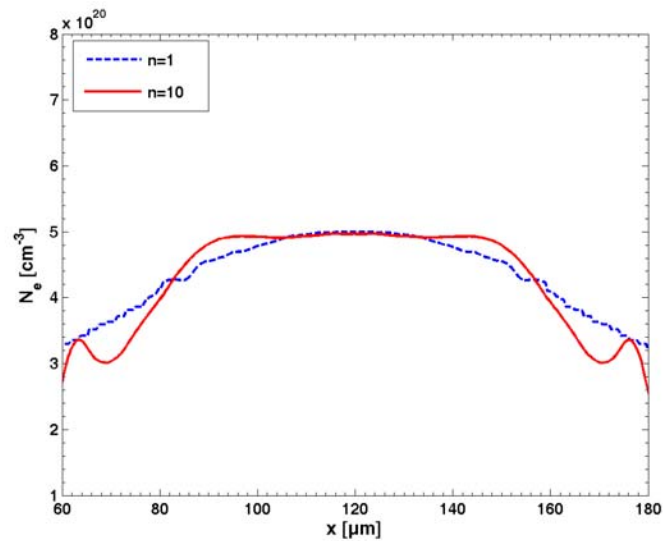
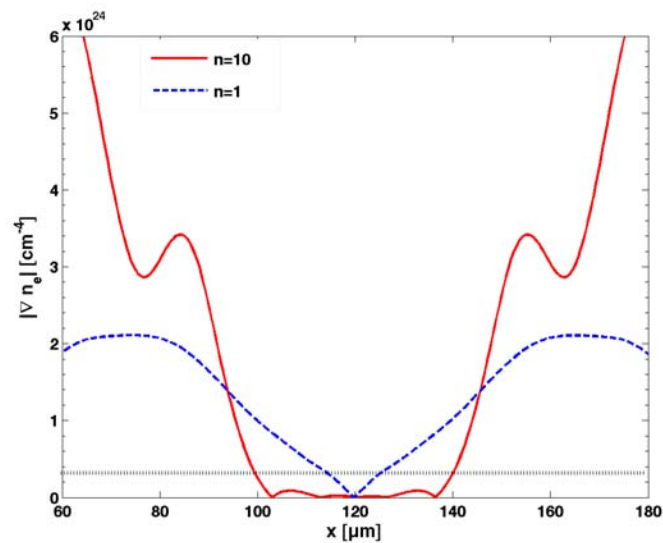

 (a) Coupe suivant l'axe  $y$  de la densité électronique

 (b) Coupe suivant l'axe  $y$  du gradient de densité électronique

FIG. 3.10 – a) Comparaison des profils de densité et gradients de densité électronique pour  $n = 1$  (trait pointillé) et  $n = 10$  (trait plein) pour  $n_e(x) = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . a) Densité électronique  $n_e(y)$  gra b) gradients de densité  $\nabla_y n_e(y)$  correspondants

En se plaçant à une densité fixée suivant l'axe  $x$  on peut alors illustrer ce comportement

par les coupes de la distribution spatiale de densité électronique (fig. 3.10(a)). Nous verrons par la suite que l'amélioration de l'homogénéité de l'indice de réfraction dans la potentielle zone de gain dépend du retard par rapport au pic de l'impulsion longue.

Les gradients électroniques correspondants aux profils de densité électronique sont représentés en figure (fig. 3.10(b)). Le trait en pointillé noir illustre la valeur de gradient de densité électronique maximale acceptable ( $\langle \nabla_y n_e \rangle < 6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-4}$ ) pour que le faisceau laser X-UV se propage sur une longueur de 2 mm en supposant que l'extension de la zone de gain suivant l'axe  $x$  est de  $20 \mu\text{m}$  et que le profil de densité électronique suivant l'axe  $x$  le permet ( $\langle \nabla_x n_e \rangle < 1.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-4}$ ). On notera dans les coupes de densités et gradients pour  $n = 10$  la présence des jets pour  $y = 62 \mu\text{m}$  et  $y = 168 \mu\text{m}$ .

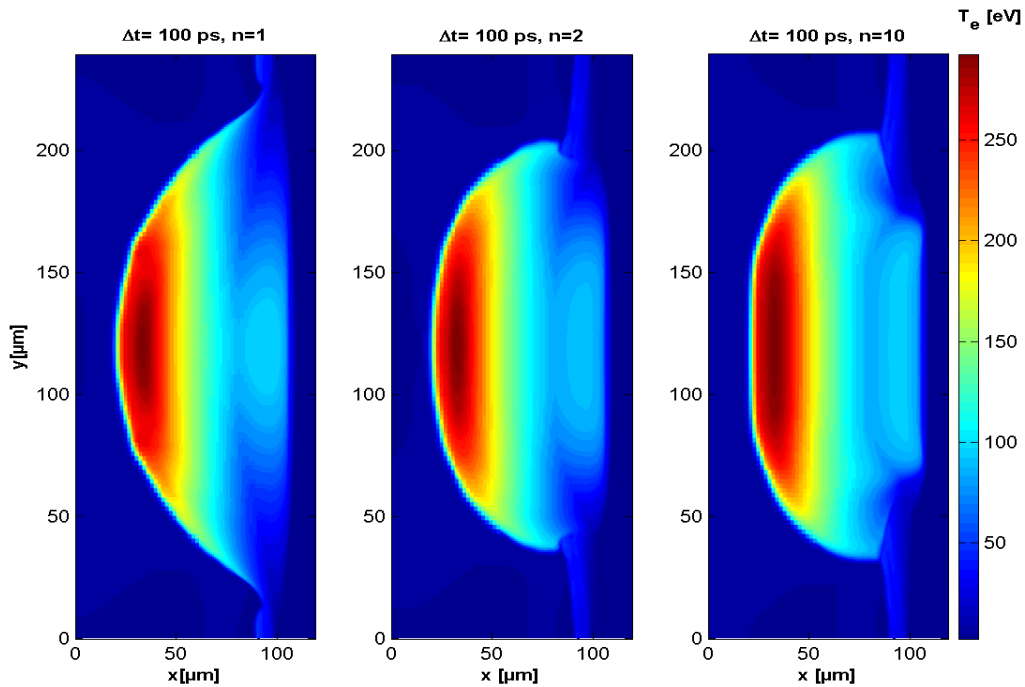


FIG. 3.11 – Cartes de température du plasma pour  $t = 100$  ps après le pic de l'impulsion en fonction de l'ordre  $n$ . L'ordre de la super gaussienne est croissant de la gauche vers la droite  $n = 1, 2, 10$

Le profil de la température du pré-plasma (fig. 3.11) suit aussi le profil de la ligne focale laser. Dans la région dense du plasma, la température pour le cas super gaussien ( $n = 10$ ) est très homogène, sur une distance transverse verticale de  $90 \mu\text{m}$  la température varie entre  $93 \text{ eV}$  et  $88 \text{ eV}$ . Dans le cas  $n = 1$ , la largeur pour laquelle on trouve une température telle que  $T_e > 90 \text{ eV}$  dans la région sous dense au voisinage de la surface de densité critique est d'environ  $\leq 40 \mu\text{m}$ . Cette largeur atteint  $\approx 55 \mu\text{m}$  pour

$n = 2$  et plus de  $70 \mu\text{m}$  pour  $n = 10$ . Si on compare deux coupes suivant l'axe  $y$  de la distribution en température correspondant à une densité électronique de  $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  (fig. 3.12), on constate alors que la température présente un "plateau" d'une largeur de plus de  $70 \mu\text{m}$  dans le cas du profil super gaussien et dans le cas gaussien, il n'y a pas de plateau en température, mais la zone pour laquelle la température varie de moins de  $10 \text{ eV}$  est d'environ  $40 \mu\text{m}$ .

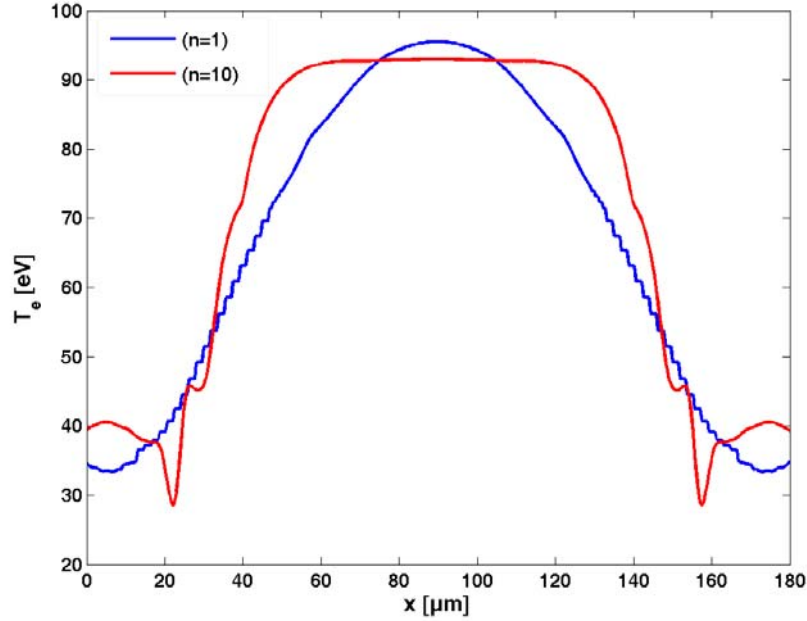


FIG. 3.12 – Coupe transverses suivant l'axe  $y$  de la distribution de la température correspondant à  $n_e = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  pour  $n = 1$  (trait bleu) et  $n = 10$  (trait rouge)

Comme le calcul de l'ionisation est réalisé à l'ETL, la distribution de l'ionisation moyenne varie donc comme celle de la température. La densité d'ions de charge élevée et plus particulièrement ici d'ions néonoides  $\text{Fe}^{16+}$ , sera plus homogène et étendue suivant la direction transverse verticale dans le cas d'un profil super gaussien.

### Évolution temporelle

Nous allons nous intéresser à l'évolution temporelle des structures bidimensionnelles du pré-plasma observées pour les différents profils spatiaux transverses du laser. Il est important de connaître l'évolution du pré-plasma en fonction du temps  $t$ . Ceci peut *a posteriori* permettre d'optimiser le délai entre l'impulsion longue et l'impulsion courte.

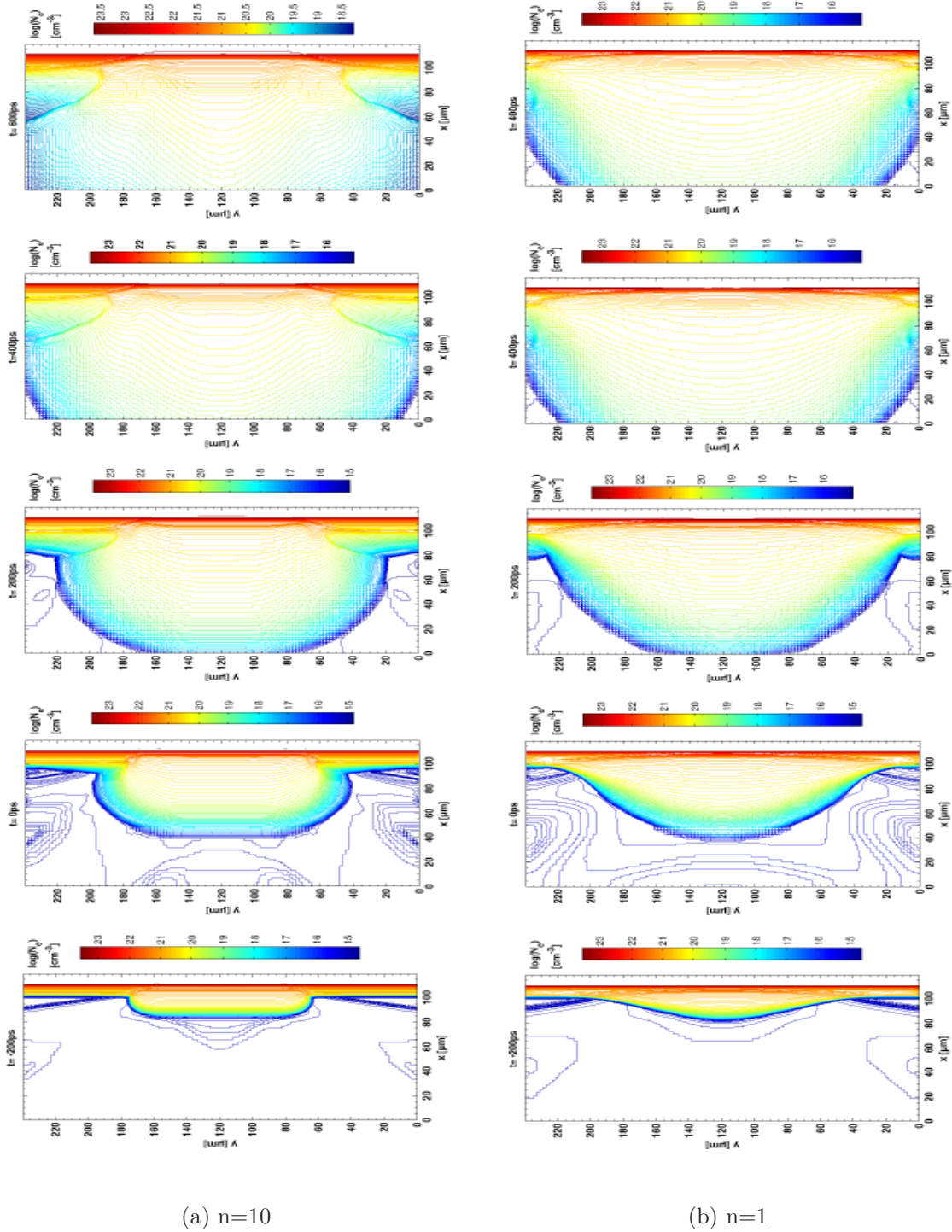


FIG. 3.13 – Évolution temporelle de la densité du pré-plasma pour différents instants ( $-200, 0, 200, 400, 600$  ps) par rapport au pic de l’impulsion laser longue et pour deux profils transverses de lignes focales,  $n = 1$  et  $n = 10$ . (Attention l’échelle en fausse couleur change d’une figure à l’autre)

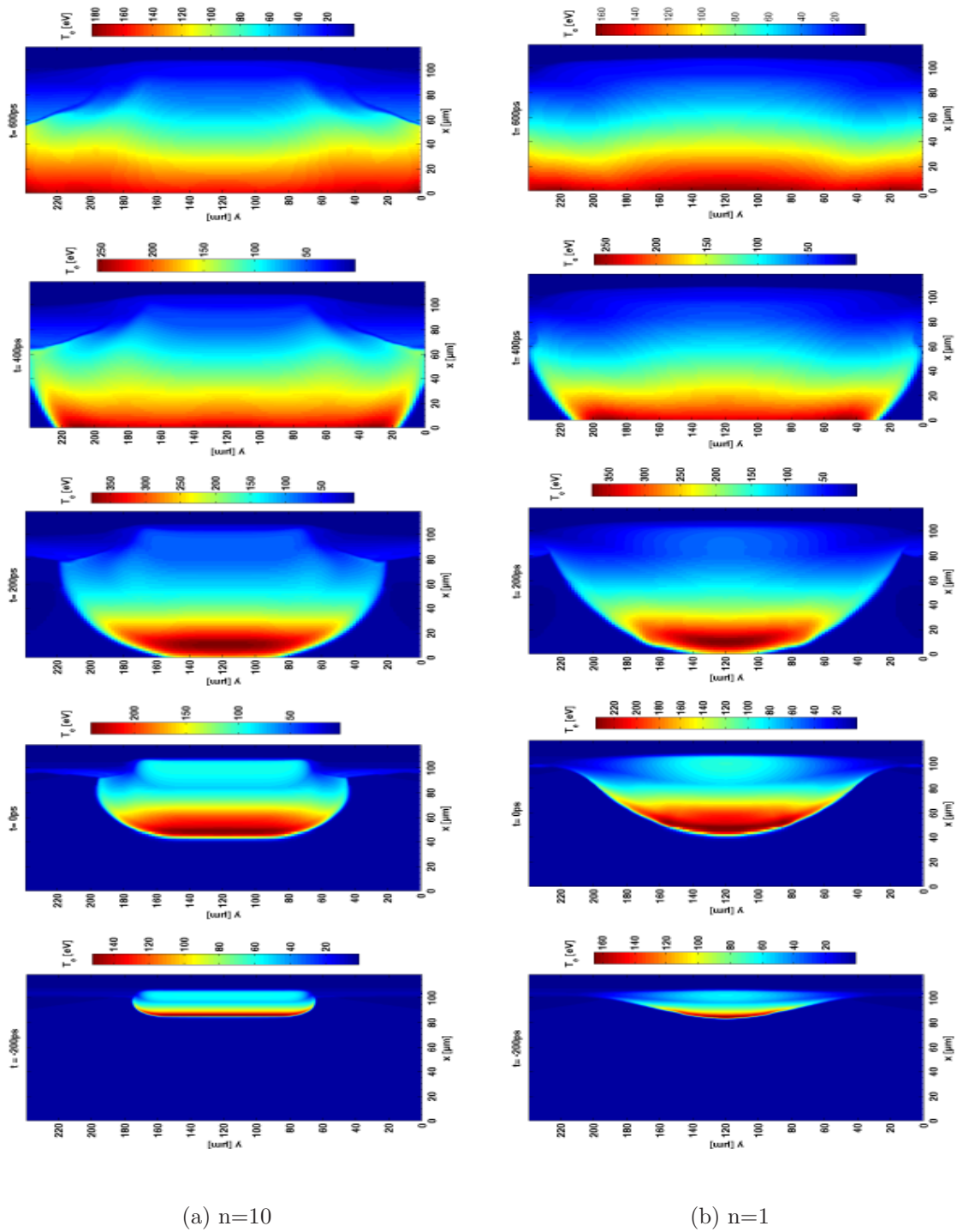


FIG. 3.14 – Évolution temporelle de la température du pré-plasma pour différents instants ( $-200, 0, 200, 400, 600$  ps) par rapport au pic de l'impulsion laser longue et pour deux profils transverses de lignes focales,  $n = 1$  et  $n = 10$ . (Attention l'échelle en fausse couleur change d'une figure à l'autre)

Pour des raisons de lisibilité les figures ont été tournées de  $90^\circ$ . La cible se trouve donc en haut et le laser arrive par le bas. Dans le cas  $n = 1$  (fig. 3.14(b)), la structure du plasma autour de l'axe optique du laser irradiant la cible, i. e.  $y = 120 \mu\text{m}$  ne change pas beaucoup. En effet, le profil transverse de la densité évolue (fig. 3.14(b)) très peu en ce qui concerne sa forme. Le plasma s'élargit mais les gradients de densité transverses restent équivalents pour un délai variant de  $t = 0 \text{ ps}$  à  $t = 600 \text{ ps}$ . On remarque que la courbure de la distribution de densité reste positive. En ce qui concerne le profil transverse de la température du plasma, à cause d'une part de la conduction thermique latérale et d'autre part du refroidissement du rayonnement, la température chute de  $T_e \approx 90 \text{ eV}$  pour  $t = 0 \text{ ps}$  à  $T_e \approx 40 \text{ eV}$  pour  $t = 600 \text{ ps}$ . La température s'homogénéise entre la partie centrale du plasma et les bords pour la région dense et sous critique.

Dans le cas gaussien  $n = 1$ , la conduction thermique est moins élevée que dans le cas super-gaussien (fig. 3.12). Les longueurs des gradients de températures étant assez élevées dans le cas gaussien ( $n = 1$ ), à cause des plasmas créés sur les bords par l'énergie contenue dans les ailes de la gaussienne. La diffusion se fait donc du centre du plasma vers les bords.

Dans le cas  $n = 10$  (fig. 3.14(a)), durant les premières centaines de picosecondes de l'interaction la structure du plasma imprime le profil d'irradiation laser. La densité présente un large plateau dans la région dense du plasma. Ce plateau de densité va évoluer de manière très différente suivant la distance à la cible (suivant l'axe  $x$ ). Dans les zones denses, au voisinage de la densité critique, le plateau reste large ( $\approx 70 \mu\text{m}$ ) jusqu'à environ  $t = 200 \text{ ps}$  après le pic de l'impulsion laser. A partir de  $100 \text{ ps}$  après le pic de l'impulsion laser on voit apparaître des "jets" de part et d'autre du plasma. Les deux "jets" croissent sur les coté devenant de plus en plus denses. La structure de la distribution de densité électronique du plasma prend alors une forme particulière. Plus on s'éloigne de la cible plus il se forme une "déplétion" de la densité entre le plateau et les "jets". En regardant de plus près les structures latérales du plasma, on peut voir que le plasma s'écoule sur le gaz faiblement ionisé présent sur les bords du plasma. Les gradients de températures sont très importants au début de l'interaction, en particulier dans la région dense du plasma. La conduction thermique y est alors très importante. Cependant, les gradients de densité étant également très forts la diffusion est faible. On remarque par ailleurs que les jets denses de plasma présents d'un côté et de l'autre de la partie centrale du plasma correspondent à une température relativement peu élevée  $T_e < 30 \text{ eV}$ .

La température dans la région sous-critique diminue et le profil transverse de la température reste super-gaussien avec des modulations qui augmentent avec le temps sur les bords du plasma (fig. 3.14(a), traînées bleu ciel ( $\sim 45 \text{ eV}$ )). En comparant le cas gaussien et

super-gaussien, les températures dans la région sous critique sont équivalentes.

## Distribution des vitesses et structures latérales

En se basant sur les travaux expérimentaux de *J. Limpouch et al.* [93], on peut interpréter l'apparition des structures transverses dans les pré-plasmas à partir de la distribution des vitesses et de la densité. En comparant la distribution de la composante suivant l'axe  $y$  des vitesses (fig. 3.15), on remarque que dans le cas d'un profil super gaussien ( $n = 10$ ), seul les bords du plasma ont une composante suivant l'axe  $y$ . La localisation du jet (discontinuité dans la distribution de la densité) correspond à une discontinuité dans la distribution de la composante  $v_y$  également.

Cette discontinuité se produit également dans le cas  $n = 1$  mais pour des délais plus longs. En effet, pour  $t = 400$  ps, on voit apparaître de part et d'autre du plasma une discontinuité dans la distribution  $v_y$ , correspondant à la collision du plasma central en expansion et des plasmas créés sur les bords par l'émission X du plasma central.

La distribution des vitesses suivant l'axe  $x$  (fig. 3.16) nous donne des vitesses similaires pour les deux profils spatiaux  $n = 1$  et  $n = 10$ . On constate que la vitesse suivant l'axe  $x$  est plus faible dans les jets et dirigée vers la cible. On a donc un effet de cisaillement entre la partie centrale du plasma qui a une vitesse supérieure à celles des plasmas formés sur les bords par le rayonnement X émis par la partie centrale du plasma.

Les structures latérales des pré-plasmas observées expérimentalement et constatées numériquement ici semblent correspondre à l'interaction de la partie centrale et chaude du plasma et des plasmas froids créés sur les bords par le rayonnement X émis.

Pour résumer, la forme du profil spatial transverse de la ligne focale a un impact important sur la structure transverse du plasma et son évolution. A partir des constatations effectuées nous allons montrer que pour l'élargissement transverse du milieu amplificateur, le profil super gaussien semble le plus approprié. Nous nous intéresserons également à la structure du plasma formé en fonction de la largeur de la ligne focale.



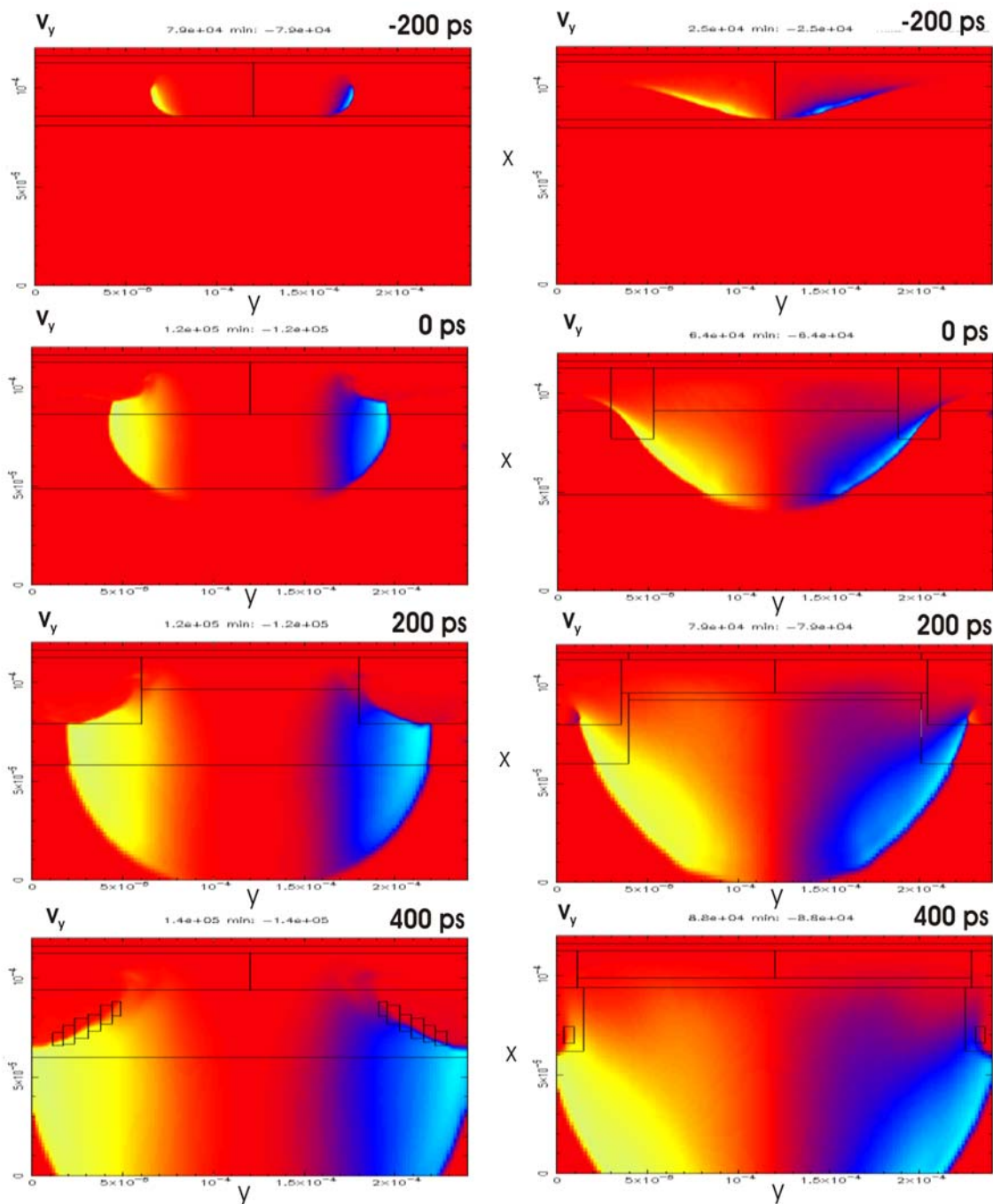


FIG. 3.15 – Comparaison des vitesses latérales ( $y$ ) à différents instants ( $-200, 0, 200, 400$  ps)- A gauche pour  $n = 10$  - A droite pour  $n = 1$  . La vitesse ( $v_y \approx 0 \text{ m.s}^{-1}$ ) est indiquée par la couleur rouge,  $v_y < 0$  correspond au jaune et  $v_y > 0$  au bleu.



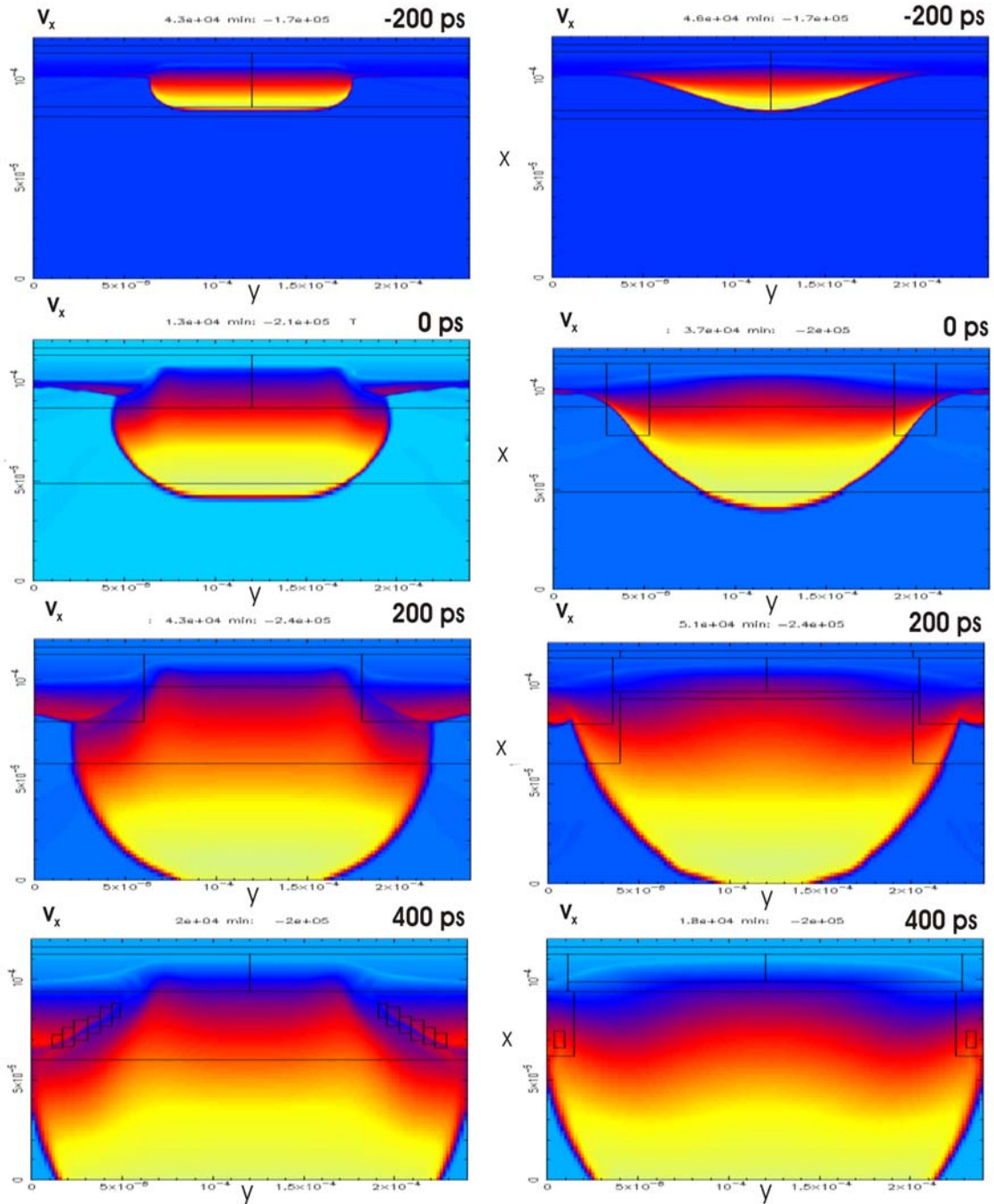


FIG. 3.16 – Comparaison des vitesses axiales ( $x$ ) à différents instants ( $-200, 0, 200, 400$  ps)- A gauche pour  $n = 10$  - A droite pour  $n = 1$  . La vitesse ( $v_x \approx 0$  m.s $^{-1}$ ) est indiquée par la couleur bleu,  $v_x < 0$  correspond au jaune et  $v_x > 0$  au rouge.

### 3.3.2 Effet de la dimension transverse de la ligne focale

Le but de cette étude est de comprendre et de donner un aperçu des effets bidimensionnels se développant dans le plasma en fonction de la largeur de la ligne focale. Dans le cadre de l'injection comme nous l'avons rappelé plus tôt, la surface d'amplification est un paramètre important. On s'intéressera donc à la structure du plasma formé par l'impulsion longue en fonction du paramètre,  $h_y$ , la largeur de la ligne focale.

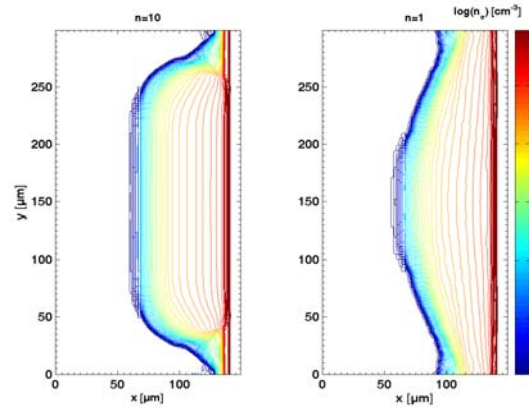
Nous avons effectué deux séries de simulations du pré-plasma pour  $n = 1$  et  $n = 10$  pour deux largeurs à mi-hauteur correspondant à des cas extrêmes :  $15 \mu\text{m}$  et  $300 \mu\text{m}$  pour trois instants différents par rapport au pic de l'impulsion laser.

Les figures (fig. 3.17(a), 3.17(b), 3.17(c)) montrent les cartes de densité électronique du plasma pour différents instants par rapport au pic de l'impulsion laser ( $t = 0$  ps) pour  $n = 1$  et  $n = 10$ . Au pic de l'impulsion, si on compare les zones homogènes en densité suivant l'axe  $y$ , le cas  $n = 10$  nous donne la distance  $y$  sur laquelle le gradient électronique de densité  $\nabla_y n_e$  varie peu correspondant  $\approx 0.7 \times h_y$ . Dans le cas gaussien,  $n = 1$ , on obtient  $\approx 0.5 \times h_y$ . Ceci correspond aux observations faites avec une largeur à mi-hauteur de  $h_y = 100 \mu\text{m}$ .

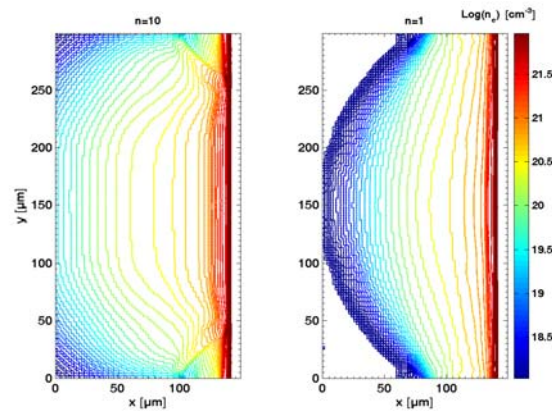
On constate dans le cas  $n = 10$  que la structure des bords du plasma évolue rapidement. A  $t = 200$  ps, pour  $y = 60 \mu\text{m}$  et  $y = 240 \mu\text{m}$ , la densité chute brutalement sur les bords. Comme noté précédemment, dans le cas  $n = 10$ , les gradients verticaux augmentent sur les bords du plasma, mais la densité reste "plate" dans la partie dense du plasma ( $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{21} \text{cm}^{-3}$ ). Dans le cas  $n = 1$ , les gradients verticaux évoluent peu, mais les surfaces d'iso-densités prennent une courbure plus grande dans la partie dense du plasma.

Si on s'intéresse maintenant à la distribution spatiale de la température, (fig. 3.18(a), 3.18(b), 3.18(c)), le comportement pour  $h_y = 300 \mu\text{m}$  est le même que celui observé à  $h_y = 100 \mu\text{m}$ . La zone présentant une température et ionisation homogène est plus importante dans le cas super-gaussien ( $n = 10$ ) que dans le cas gaussien ( $n = 1$ ). Cette différence diminue avec le temps. Lorsque le plasma se refroidit, dans le cas  $n = 1$ , la température s'homogénéise dans la partie dense du plasma.

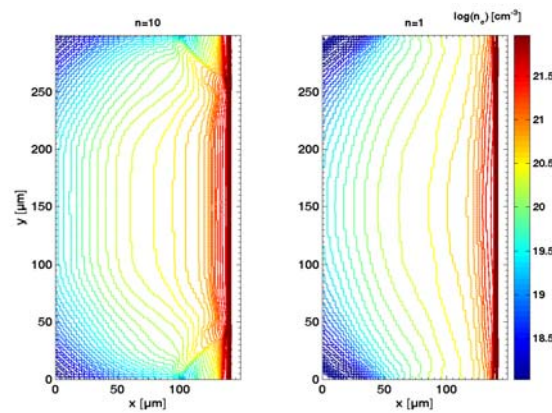
On peut donc conclure que lors de l'augmentation de la largeur à mi-hauteur de la ligne focale, les différences notées pour,  $h_y = 100 \mu\text{m}$ , entre une irradiation de la cible suivant un profil spatial laser gaussien et super-gaussien restent valables.



(a)  $t = 0$  ps

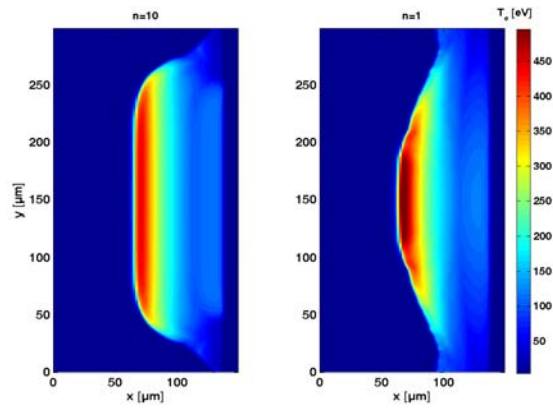


(b)  $t = 200$  ps

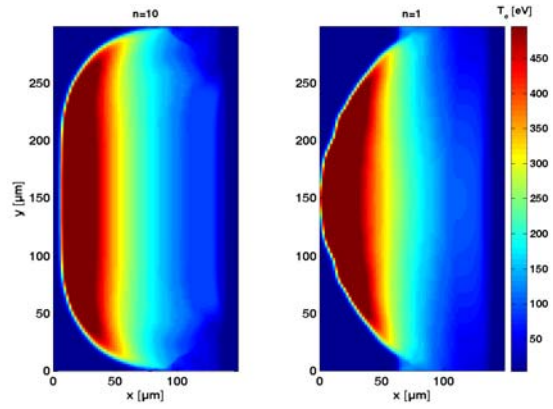


(c)  $t = 400$  ps

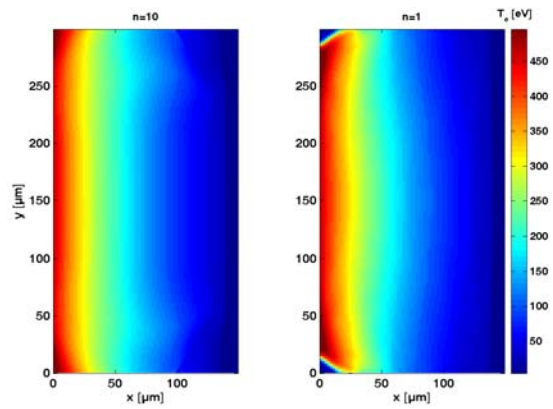
FIG. 3.17 – Cartes de densité électronique pour différents instants après le pic de l'impulsion  $h_y = 300 \mu\text{m}$ . A gauche cas  $n = 10$  et à droite cas gaussien  $n = 1$



(a)  $t = 0$  ps



(b)  $t = 200$  ps



(c)  $t = 400$  ps

FIG. 3.18 – Cartes de température pour différents instants après le pic de l’impulsion,  $h_y = 300 \mu\text{m}$ .  
A gauche  $n = 10$  et à droite cas gaussien  $n = 1$  162

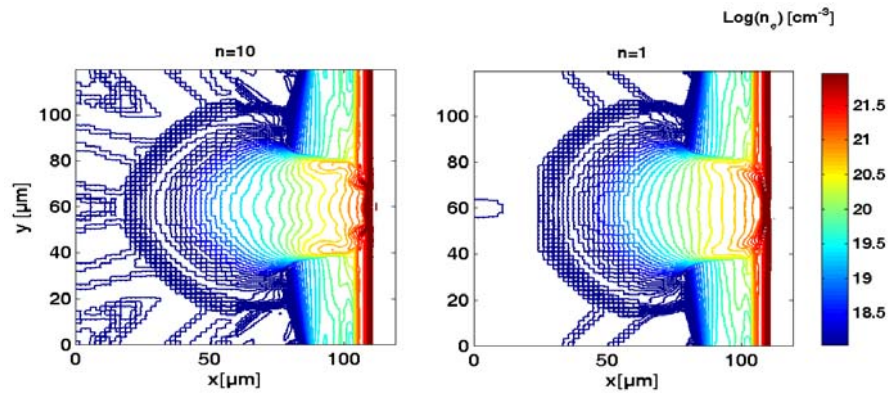
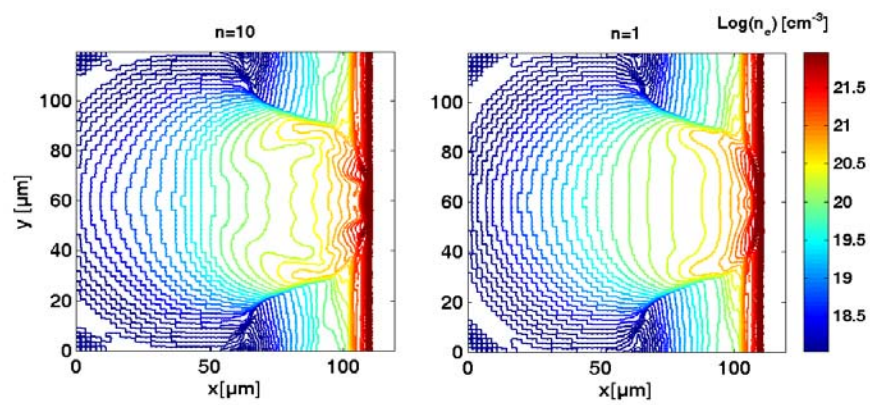
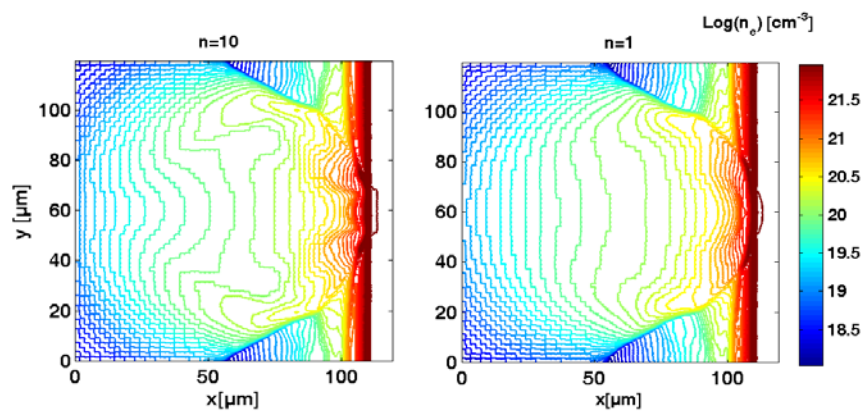
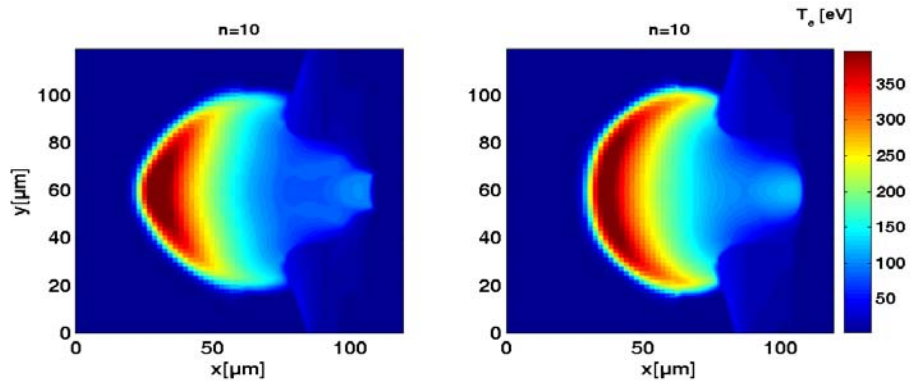
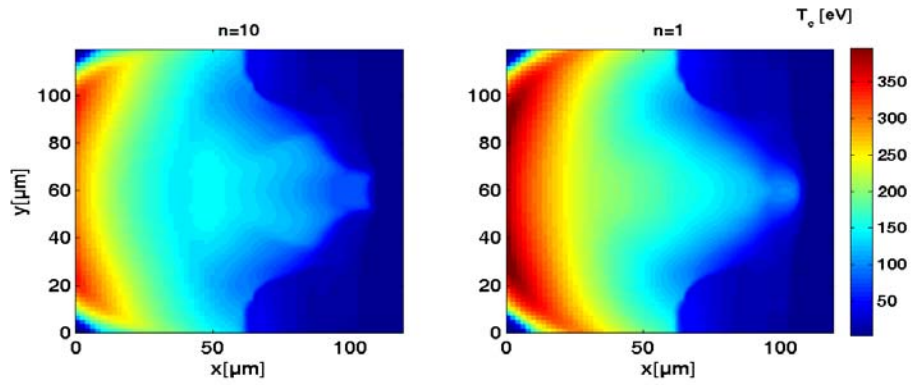

 (a)  $t = 0$  ps

 (b)  $t = 200$  ps

 (c)  $t = 400$  ps

 FIG. 3.19 – Cartes de densité électronique pour différents instants après le pic de l'impulsion  $h_y = 15 \mu\text{m}$ . A gauche cas  $n = 10$  et à droite cas gaussien  $n = 1$

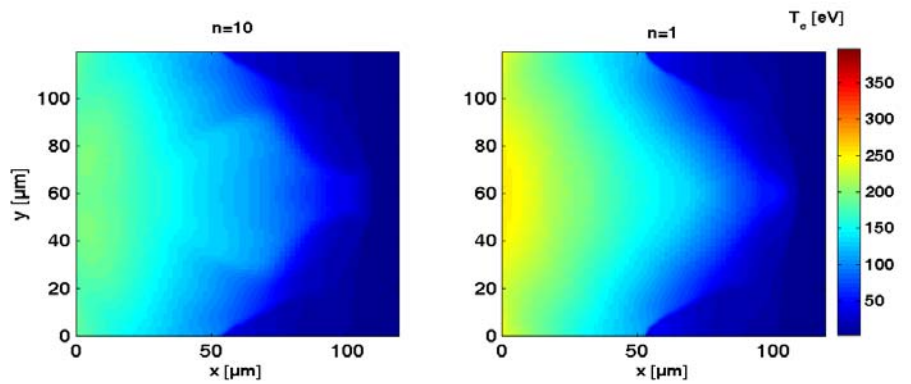




(a)  $t = 0$  ps



(b)  $t = 200$  ps



(c)  $t = 400$  ps

FIG. 3.20 – Cartes de température pour différents instants après le pic de l'impulsion  $h_y = 15 \mu\text{m}$ . A gauche cas  $n = 10$  et à droite cas gaussien  $n = 164$

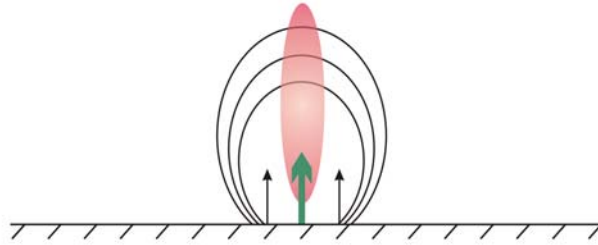
A l'inverse, on peut s'intéresser à la diminution de la largeur de la ligne focale ( $h_y$ ). Dans la génération de laser X-UV avec système de laser de pompe haute cadence (type Ti :Sa), ayant une énergie plus faible, la largeur et la longueur de la ligne focale sont réduites pour maintenir une intensité laser suffisante sur la cible. En regardant, la diminution de la largeur de la ligne focale laser du profil spatial, on constate un comportement totalement différent de celui observé pour  $h_y > 100 \mu\text{m}$ . En effet, l'intérêt de la focalisation en profil super gaussien apparaît moins évidente. La structure du plasma devient complètement bidimensionnelle (fig. 3.19(a),3.20(a)). On constate qu'il apparaît très rapidement après le pic de l'impulsion laser des structures latérales en "jets" dans le cas gaussien et super-gaussien(fig. 3.19(a),3.20(a)). On peut expliquer la formation d'un tel type de plasma comme suit.

Dès les premiers instants de l'interaction, commence l'ablation de la cible générée directement par l'irradiation laser. Si on suppose pour simplifier que l'énergie est déposée sur la cible suivant un profil super gaussien d'ordre d'élevé, on supprime ainsi la contribution des ailes du profil.

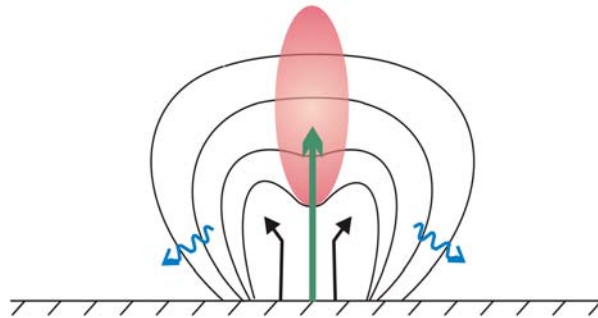
Au pic de l'impulsion ( $t = 0 \text{ ps}$ ), on obtient une température maximale au centre du plasma, la région se situant sur l'axe du laser. Cette région est d'autant plus étroite que le profil se rapproche d'une gaussienne. Le rayonnement X interagit avec les bords de la cible non-irradiés par le laser. Il se forme alors des plasmas moyennement denses ( $n_e \sim 0.1 - 10 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) et froids ( $T_e \sim 10 - 20 \text{ eV}$ ). La matière ablatée juste sur les bords de la tache focale laser est initialement éjectée perpendiculairement à la cible. La pression thermique, de la région la plus chaude correspondant au centre du plasma, repousse la matière du centre sur les bords et chauffant les parties latérales et froides. Il s'établit alors une structure en double-lobe. Le mécanisme en trois étapes est décrit dans la figure suivante (fig. 3.21)

La structure concave du front d'absorption formée par le creux de densité présent sur l'axe du laser est renforcée par la pression radiative et la conduction électronique thermique de la couronne. Les deux lobes latéraux subissant moins l'irradiation directe du laser sont chauffés par le rayonnement X du plasma formant deux parties plus froides de plasmas qui s'éloignent peu à peu de la tache focale du laser. Les deux lobes sont alors réchauffés par conduction électronique. On constate alors que la surface ablatée s'agrandit avec le temps. La structure concave du plasma persiste et le processus continue avec une dimension latérale qui augmente avec la quantité de matière ablatée.

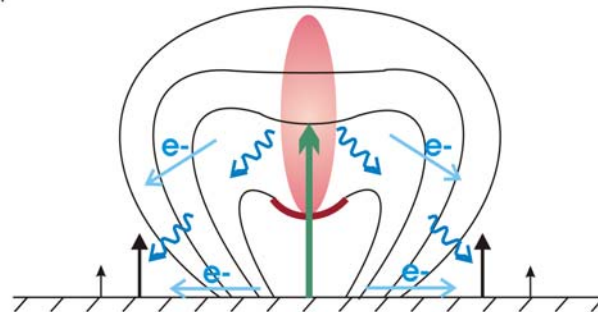
a) début de l'impulsion laser



b) pic de l'impulsion laser



c) fin de l'impulsion laser



-  chauffage par rayonnement X
-  ablation en dehors de ligne focale
-  front d'absorption
-  conduction électronique

FIG. 3.21 – Représentation schématique des effets impliqués dans l'évolution du pré-plasma et phénomènes aux bords

Dans le cas d'une focalisation en profil gaussien, les conditions initiales des plasmas produits sur les bords sont différentes. Les plasmas sur les bords sont plus chauds. Les plasmas créés sur les bords vont alors subir un processus quasiment identique à celui énoncé ci-dessus, toutefois l'apparition de la modulation de densité sera plus faible.



Par ailleurs, elle apparaîtra pour des temps plus importants par rapport au pic de l'impulsion.

La description du plasma faite ici correspond bien au cas où la largeur de la ligne focale est très réduite. Cependant, ceci se produit également dans le cas de plus large ligne focale mais dans une proportion réduite.

On peut rapprocher ces constatations numériques à des observations expérimentales. Des travaux sur le profil de la ligne focale ont montré que l'imagerie par caméra à sténopé de l'émission X du plasma créé par une ligne focale à profil super gaussien a un profil quasi-super-gaussien [111].

### 3.3.3 Effet du profil spatial du laser sur la distribution transverse du gain

Nous nous sommes jusqu'ici intéressés à la création du plasma par l'impulsion laser longue (pré-plasma) et à sa structure hydrodynamique. On peut maintenant en considérant le modèle simple à trois niveaux exposé précédemment (3.2.6, p. 138) calculer la distribution spatiale du gain pic à partir des données hydrodynamiques du code.

On utilise le même profil spatial transverse pour la ligne focale de l'impulsion courte que pour l'impulsion longue. Nous comparons donc deux cas où tous les faisceaux ont soit un profil gaussien  $n = 1$  ou super-gaussien  $n = 10$ . L'impulsion laser courte chauffant le plasma est envoyée avec un délai de 200 ps pic à pic, par rapport au pic de l'impulsion laser longue. L'intensité dans l'impulsion courte est maintenue à une valeur de  $8 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ . Le gain est calculé au pic de l'impulsion laser courte. Les températures électroniques atteintes sont de l'ordre de 500 à 750 eV. Sans surprise, la distribution d'ions lasants suit le profil de la température dans le pré-plasma et donc celui du dépôt de l'énergie. La zone chauffée, où il pourra y avoir une inversion de population suit également le profil spatial du dépôt d'énergie laser de l'impulsion laser courte (fig. 3.22). On obtient donc une zone de gain plus large dans la direction transverse verticale pour le cas super-gaussien ( $n = 10$ ) que pour le cas gaussien ( $n = 1$ ).

On remarque que la valeur du gain pic se situe pour tous les cas entre 160 et  $180 \text{ cm}^{-1}$ . Pour comparer plus facilement le cas gaussien et super-gaussien, on peut faire la différence des cartes de gain et définir cette différence comme :  $\delta g = g_{(n=10)} - g_{(n=1)}$  (fig. 3.23).

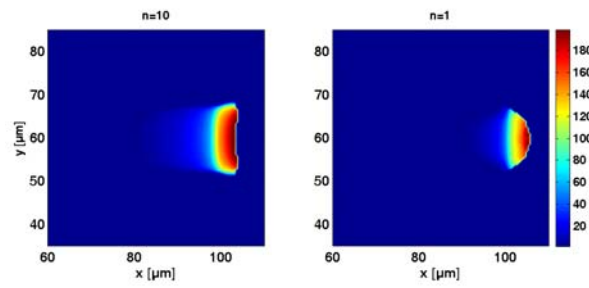
La différence  $\delta g$  est représentée pour chaque largeur de ligne focale  $h_y$  sur les figures (fig. 3.23(a)-3.23(c)). La figure pour  $h_y = 15 \mu\text{m}$  est agrandie par rapport autres pour rendre la lecture de la figure plus aisée. On remarque que la zone de gain est légèrement décalée vers la cible dans le cas d'un profil spatial laser gaussien. Ceci explique les valeurs négatives du coté de la cible. Hormis, pour le cas  $h_y = 15 \mu\text{m}$  la différence des cartes de gain pic montre deux lobes latéraux. Le différence de gain  $\delta g$  atteint dans ces lobes des valeurs positives qui varient entre 10 et  $50 \text{ cm}^{-1}$ . Dans le cas où la largeur de la ligne focale est fortement réduite ( $h_y = 15 \mu\text{m}$ ) la structure des deux zones de gain est très différente et elles se retrouvent décalées suivant l'axe  $x$ . Ceci est dû dans le cas gaussien à une surface d'absorption plus courbé vers et rentrant plus vers l'intérieur de la cible.

La surface d'amplification utile est donc agrandie dans le cas du profil super-gaussien pour une énergie laser identique à celle du cas du profil gaussien dans l'impulsion longue et l'impulsion courte. On peut donc donner la relation suivante tirée des simulations numériques :

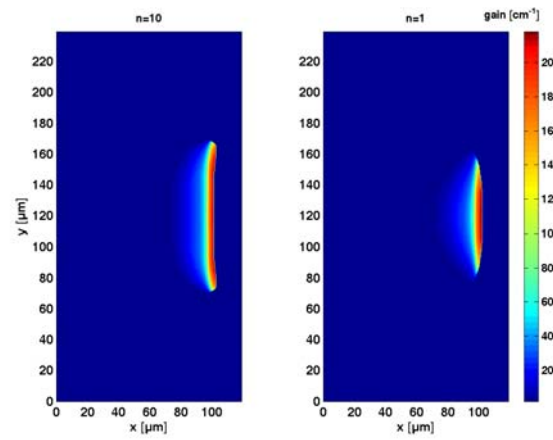
$$a_y(n = 10) \approx 0.7 \times h_y \text{ (FWHM)} \quad (3.60)$$

$$a_y(n = 1) \approx 0.45 \times h_y \text{ (FWHM)} \quad (3.61)$$

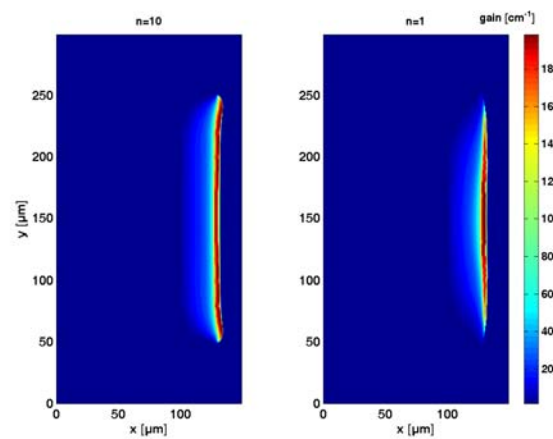
Ceci est une estimation moyenne suivant la direction transverse verticale. Dans le cas gaussien, la largeur  $a_y$  augmente de manière non-linéaire avec  $h_y$  que pour un profil super-gaussien. Nous avons remarqué que si l'on change le retard (0 – 400 ps) entre l'impulsion laser longue et l'impulsion courte ce rapport évolue peu . L'ionisation moyenne chute avec le temps (passe d'environ  $16 < Z^* < 18$  pour  $t = 0 \text{ ps}$  à  $14 < Z^* < 16$  pour  $t = 400 \text{ ps}$ ) et le profil de densité transverse se modifie, entraînant des modifications du profil transverse du gain. La valeur moyenne du gain diminue.



(a) carte du gain pic pour  $h_y = 15 \mu\text{m}$ , attention l'échelle est différente

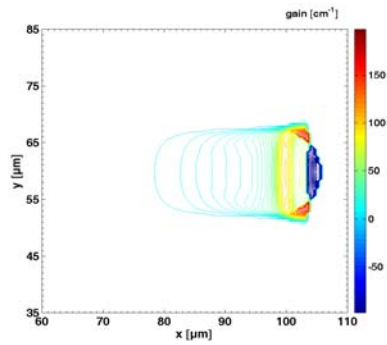


(b) carte de gain pic pour  $h_y = 100 \mu\text{m}$

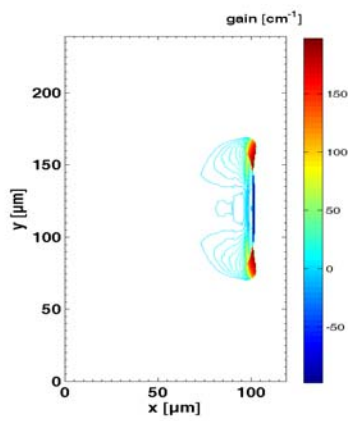


(c) carte de gain pic  $h_y = 300 \mu\text{m}$

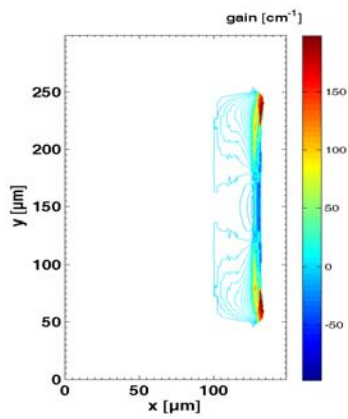
FIG. 3.22 – Carte de gain pour un délai de 200 ps après le pic de l'impulsion. A gauche cas super-gaussien  $n = 10$  à droite cas gaussien  $n = 1$



(a) carte de la différence du gain  $\delta g$  pic pour  $h_y = 15 \mu\text{m}$



(b) carte de la différence du gain  $\delta g$  pic pour  $h_y = 100 \mu\text{m}$



(c) carte de la différence du gain  $\delta g$  pic pour  $h_y = 300 \mu\text{m}$

FIG. 3.23 – Carte de la différence de gain pour un délai de 200 ps après le pic de l'impulsion

## Conclusion

Pour conclure, les lignes focales en profil super-gaussien présentent des avantages intéressants. Elle peut effectivement permettre de réaliser des pré-plasmas avec une réfraction transverse réduite et une zone d'ionisation et de température homogène plus large dans la région dense du pré-plasma où l'impulsion longue est absorbée. Les effets de bords liés à la taille et au profil de la ligne focale ont été décrits.

Nous avons mis en évidence l'importance des effets bidimensionnels dans les plasmas utilisés pour la génération de laser X-UV transitoire collisionnel. Si ces constatations s'appliquent de toute évidence au laser X-UV en régime ASE, elles doivent également être prises en compte pour un laser X-UV en régime injecté.

Toutefois, on constate que la dimension transverse horizontale de la zone de gain reste très petite sur l'ensemble des simulations présentées jusqu'alors. Le dépôt d'énergie s'effectue sur une zone dont l'extension suivant l'axe  $x$  reste faible de 10 – 15  $\mu\text{m}$  suivant le délai entre l'impulsion longue et l'impulsion courte.

Nous avons par ailleurs mis au point un montage optique permettant d'obtenir des profils transverse de ligne focale super gaussien (voir chapitre 6) qui utilisent un bi-miroir. Nous donnerons également des détails sur une autre alternative pour obtenir de telles lignes focales en utilisant des matrices de lentilles cylindriques. Cette méthode fut utilisée par l'équipe du LIXAM lors des expériences effectuées avec le laser "6 faisceaux" du LULI [66, chap. 5, pages 82].

## 3.4 Optimisation de la structure temporelle de l'impulsion laser créant le pré-plasma

Le profil temporel de l'impulsion laser longue peut changer le profil du plasma formé suivant l'axe de la détente principalement [64, 14]. Dans l'histoire du laser X-UV collisionnel généré à partir de plasmas laser, la présence d'une pré-impulsion précédant l'impulsion principale a joué un rôle prépondérant. L'utilisation de pré-impulsion a montré que les gradients de densité électronique étaient considérablement diminués suivant l'axe  $x$  et qu'une zone de gain plus large suivant l'axe  $x$  était obtenue (une description détaillée de ces études dans le cadre du développement du laser X-UV quasi-stationnaire est donnée dans la référence [66, p. 163]). Il est curieux de noter que l'utilisation de pré-impulsions précédant l'impulsion longue dans le schéma collisionnel

transitoire fut abandonnée. Nous avons montré expérimentalement dans le chapitre précédent que l'utilisation d'une pré-impulsion pouvait changer la nature du plasma amplificateur et les propriétés spatiales du laser X-UV émis.

Nous mènerons ici une étude numérique dont le but est de décrire les effets 2D présents dans le pré-plasma associés à l'ajout d'une pré-impulsion précédent l'impulsion longue dans le schéma collisionnel transitoire. Nous nous sommes par ailleurs intéressés comme précédemment à l'influence du profil transverse des lignes focales mais avec la présence d'une pré-impulsion.

Les délais entre la pré-impulsion et l'impulsion longue étant de l'ordre de la nano-seconde, nous avons réduit la fenêtre de simulation pour ne simuler que la moitié du plasma formé étant donné la symétrie par rapport à l'axe optique du laser incident (axe  $x$ ). La fenêtre de simulation correspond donc au carré supérieur du rectangle vert de la figure (fig. 3.7). En effet, le temps de calcul est directement proportionnel à la taille de la fenêtre de simulation et à la durée simulée.

### 3.4.1 Influence du délai entre la pré-impulsion et l'impulsion longue

Nous allons nous intéresser ici au paramètre correspondant au délai entre le pic de la pré-impulsion laser et l'impulsion laser longue créant le pré-plasma. Les paramètres laser utilisés sont résumés dans le tableau ci-dessous :

	$L_y$ ( $\mu\text{m}$ )	$I_L$ ( $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ )	$\tau$ (ps)	$\Delta t_1$ (ns)	$\Delta t_2$ (ps)
<b>Pré-impulsion</b>	100	$5 \times 10^{10}$	400	1.2, 2.2, 5.0	
<b>Impulsion laser longue</b>	100	$4.5 \times 10^{11}$	400		200
<b>Impulsion laser courte</b>	100	$8 \times 10^{13}$	5		

Le code *ARWEN* a été utilisé avec les bibliothèques d'équation d'états *QEOS* et les opacités du fer calculées par le code *JIMENA*. Nous avons utilisé un seul groupe en fréquence pour les opacités. Le calcul du transport radiatif est initié avec  $S_6$  directions ( $\Omega_i$ ). L'épaisseur de la cible est de  $5 \mu\text{m}$ . La pression du vide devant de la cible est de  $10^{-3}$  mbar. Le nombre de cellules initiales est de  $64 \times 64$  et le raffinement de l'AMR est fixé à 2. La cible se trouvera en  $x = 115 \mu\text{m}$  sur les graphiques présentés.

Nous avons représenté les diagrammes temporels des trois configurations de simulation utilisés correspondant au délai :  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$ ,  $2.2 \text{ ns}$ ,  $5 \text{ ns}$ . L'impulsion courte

qui ne sera simulée que lors du calcul du gain est également représentée pour un délai  $\Delta t_1 = 200$  ps.

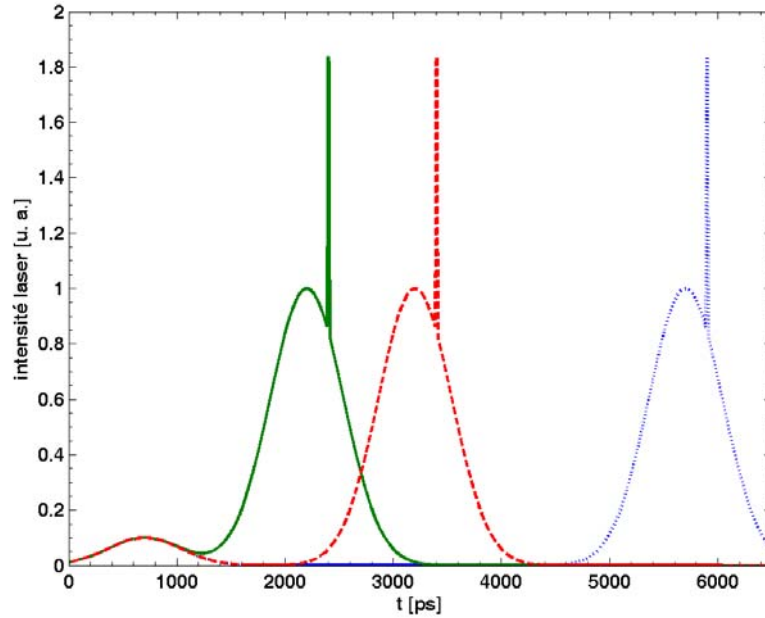


FIG. 3.24 – Configuration de pré-impulsion pour trois délais  $\Delta t_1 = 1.2$  ns, 2.2 ns, 5 ns.

Le contraste de la pré-impulsion est fixé à  $R = E_{PP}/(E_{LP} + E_{PP}) = 0.1$  où les acronymes *PP* et *LP* dénomment respectivement la pré-impulsion et l'impulsion laser longue. Le profil spatial de la ligne focale est super gaussien d'ordre  $n = 10$  pour tous les cas présentés sauf mention explicite du contraire.

Nous présentons ici successivement les cartes de densités et températures pour les trois délais  $\Delta t_1$  à différents instants par rapport au pic de l'impulsion longue, qui en fait peut correspondre à différents états du pré-plasma vu par l'impulsion courte de pompe.

### Propriétés du pré-plasma

La distribution de la densité électronique  $n_e$  est représentée pour les trois cas de délais  $\Delta t_1$  (fig. 3.26, (fig. 3.27) et (fig. 3.28)) pour des temps par rapport au pic de l'impulsion longue  $t = 0$  ps,  $t = 200$  ps et  $t = 400$  ps.

On remarque tout d'abord qu'en fonction du délai  $\Delta t_1$  le profil de densité suivant l'axe  $x$  est plus ou moins structuré. Pour  $t = 0$  ps, on voit apparaître un rebond dans

la densité en  $x = 75 \mu\text{m}$  pour  $\Delta t_1 = 2.2 \text{ ns}$  et en  $x = 50 \mu\text{m}$  pour  $\Delta t_1 = 5 \text{ ns}$ . Ce rebond correspond à une variation rapide de la densité, soit un gradient  $\nabla_x n_e$  très élevé localement. Le rebond de densité s'étale avec le temps comme on peut le constater par exemple dans le cas  $\Delta t_1 = 2.2 \text{ ns}$  pour  $t = 200 \text{ ps}$  (fig. 3.27(c)) et pour  $t = 400 \text{ ps}$  (fig. 3.27(e)). Ce rebond dans le profil correspond en fait à la détente de la surface de densité critique résultant de l'interaction de la pré-impulsion avec la cible solide. On voit par ailleurs que plus  $\Delta t_1$  est long plus le rebond est éloigné de la cible.

On constate que les iso-densités sont plus espacées après le rebond de densité, i. e. dans le cas où  $x > 75 \mu\text{m}$  pour  $\Delta t_1 = 2.2 \text{ ns}$  et  $x > 50 \mu\text{m}$  pour  $\Delta t_1 = 5 \text{ ns}$ . Le plateau de densité formé est d'autant plus étendu suivant l'axe  $x$  que le délai  $\Delta t_1$  augmente. On peut voir sur la coupe de la distribution de densité pour  $y = 0 \mu\text{m}$  représentée en figure (fig 3.25) pour  $t = 200 \text{ ps}$  la présence des rebonds de densité pour  $\Delta t_1 \geq 2.2 \text{ ns}$ . Nous avons également représenté le profil lorsqu'il n'y pas de pré-impulsion. Le profil est alors plus raide. On constate que la zone où l'on trouve les gradients les moins élevés

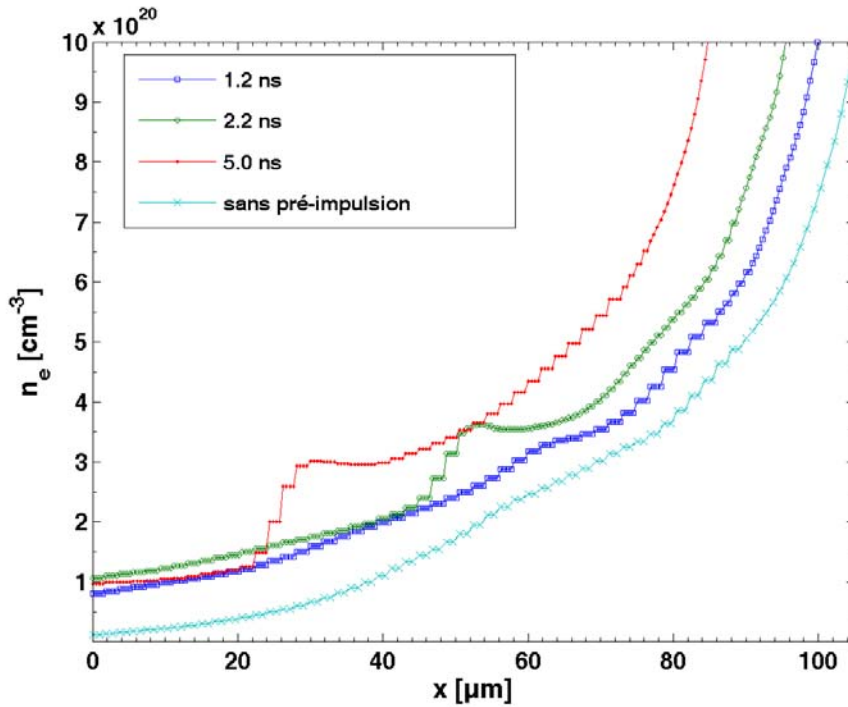


FIG. 3.25 – Comparaison des profils de densité  $n_e(x)$  suivant l'axe  $x$  au centre du plasma ( $y = 0 \mu\text{m}$ ) à  $t = 200 \text{ ps}$  de différents pré-plasmas créés sans pré-impulsion, et avec une pré-impulsion  $R = 0.1$  et  $\Delta t_1 = 1.2, 2.2, 5 \text{ ns}$

qui correspond au "plateau" de densité s'élargit au fur et à mesure que le délai  $\Delta t_1$  augmente. Pour un délai  $\Delta t_1$  court, la différence des gradients de densité électronique entre la cas sans pré-impulsion et  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$  est moins élevée.



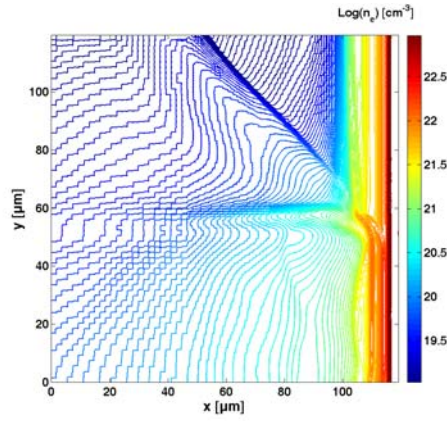
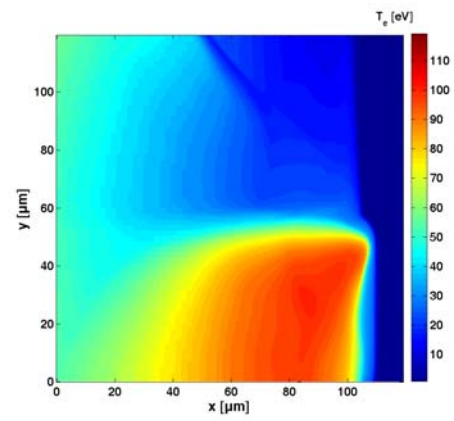
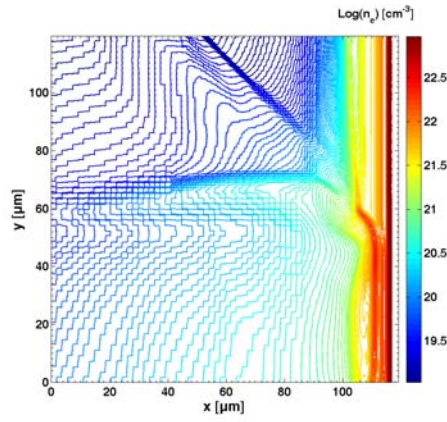
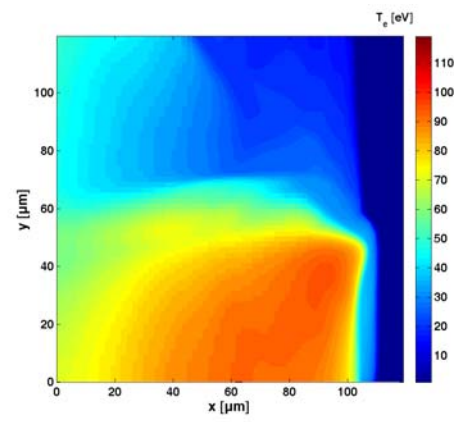
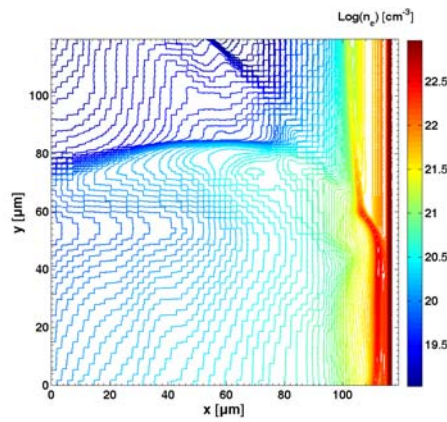
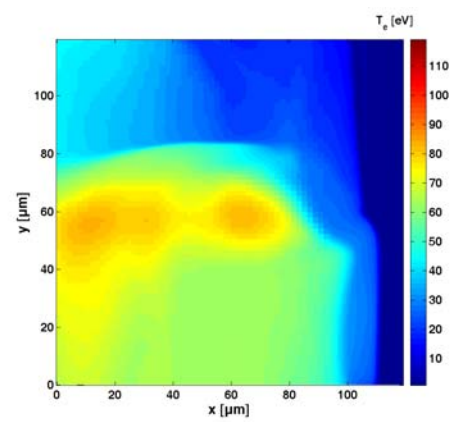
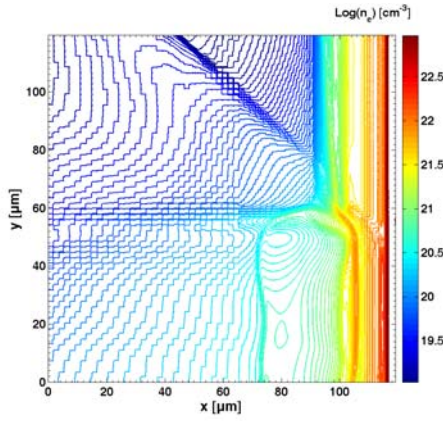
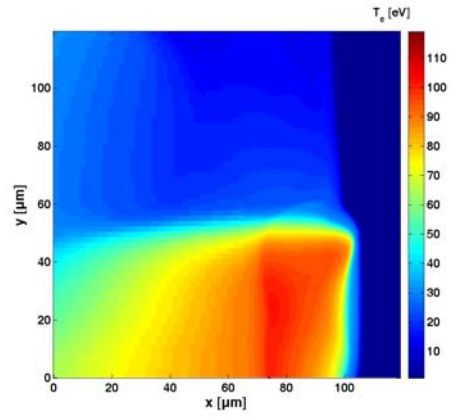

 (a)  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$ ,  $t = 0 \text{ ps}$ 

 (b)  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$ ,  $t = 0 \text{ ps}$ 

 (c)  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$ ,  $t = 200 \text{ ps}$ 

 (d)  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$ ,  $t = 200 \text{ ps}$ 

 (e)  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$ ,  $t = 400 \text{ ps}$ 

 (f)  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$ ,  $t = 400 \text{ ps}$ 

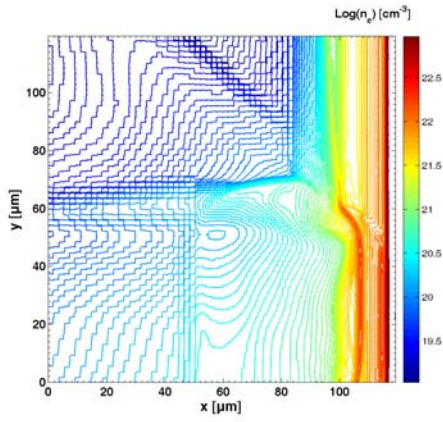
 FIG. 3.26 – Cartes de densité électronique (à gauche) et de température (à droite)  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$  et évolution en fonction du temps  $t$  par rapport au pic de l'impulsion longue



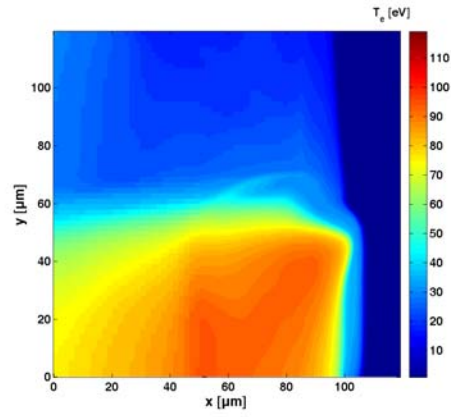
(a)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 0$  ps



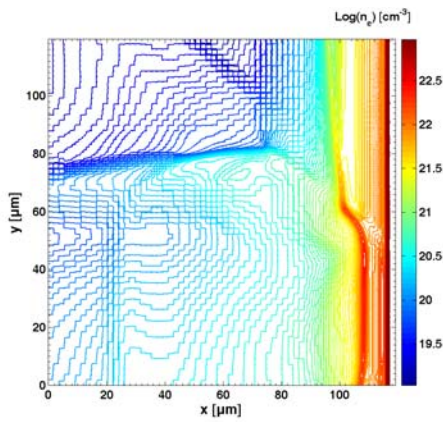
(b)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 0$  ps



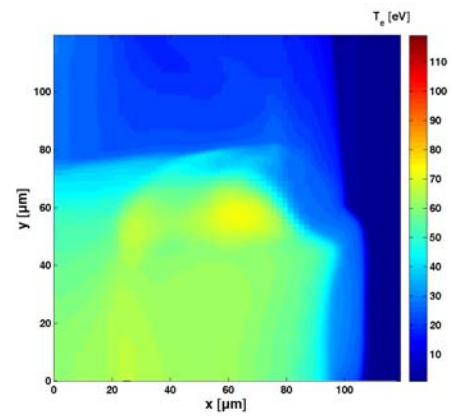
(c)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 200$  ps



(d)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 200$  ps



(e)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 400$  ps



(f)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 400$  ps

FIG. 3.27 – Cartes de densité (à gauche) et de température (à droite)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns et évolution en fonction du temps  $t$  par rapport au pic de l'impulsion longue

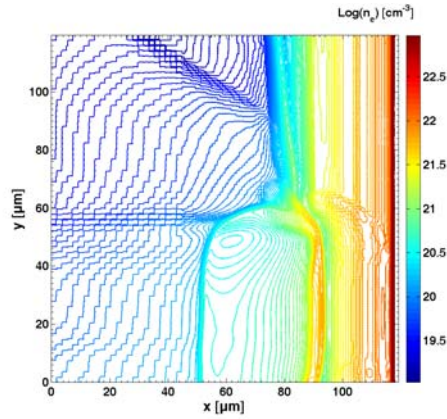
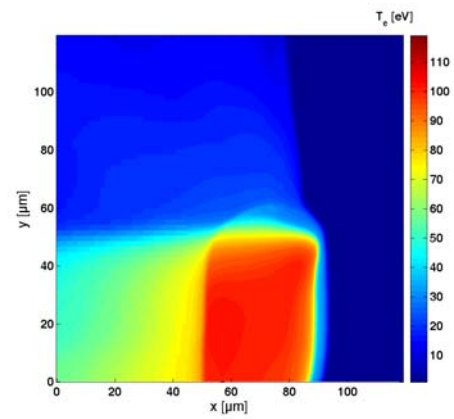
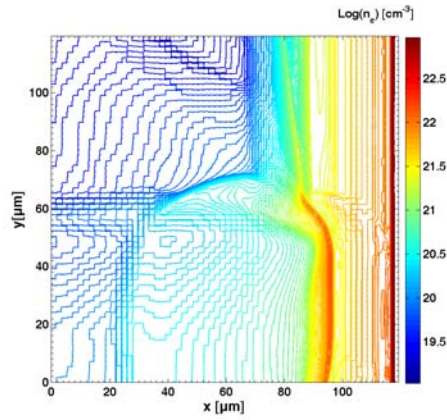
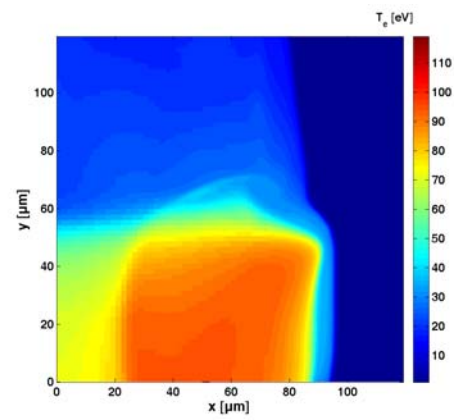
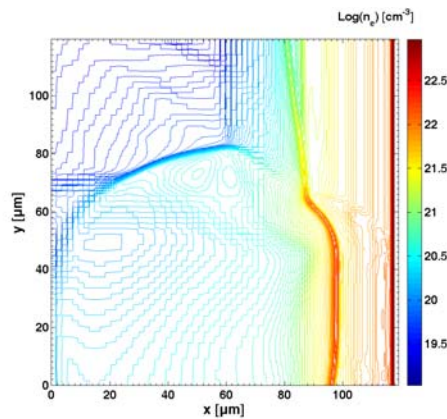
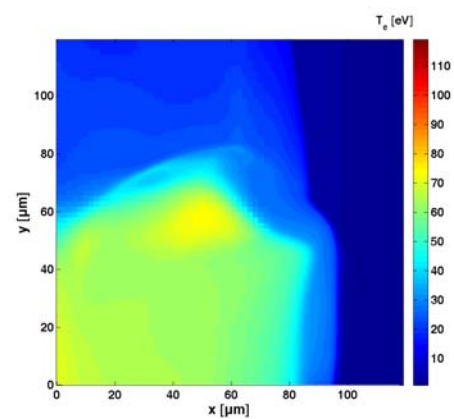

 (a)  $\Delta t_1 = 5.0 \text{ ns}$ ,  $t = 0 \text{ ps}$ 

 (b)  $\Delta t_1 = 5.0 \text{ ns}$ ,  $t = 0 \text{ ps}$ 

 (c)  $\Delta t_1 = 5.0 \text{ ns}$ ,  $t = 200 \text{ ps}$ 

 (d)  $\Delta t_1 = 5.0 \text{ ns}$ ,  $t = 200 \text{ ps}$ 

 (e)  $\Delta t_1 = 5.0 \text{ ns}$ ,  $t = 400 \text{ ps}$ 

 (f)  $\Delta t_1 = 5.0 \text{ ns}$ ,  $t = 400 \text{ ps}$ 

 FIG. 3.28 – Cartes de densité électronique (à gauche) et de température (à droite)  $\Delta t_1 = 5.0 \text{ ns}$  et évolution en fonction du temps  $t$  par rapport au pic de l'impulsion longue



La structure du profil de densité suivant l'axe  $y$  est très similaire pour tous les cas présentés sur les figures (fig. 3.26, 3.27 et 3.28). On note la présence de deux modulations de densité, une horizontale en  $y \approx 50 \mu\text{m}$ , ce qui correspond au bord du profil de la ligne focale de l'impulsion longue, et une deuxième modulation inclinée sur l'extérieur qui se développe latéralement. Cette deuxième modulation de densité correspond aux "jets" de plasma observés plus tôt qui sont créés par la pré-impulsion laser. L'impression de la structure super gaussienne est moins forte ici que dans l'étude précédente sans pré-impulsion. Toutefois, dans le cas  $\Delta t_1 = 2.2 \text{ ns}$  pour  $t = 200 \text{ ps}$ , le gradient de densité électronique  $\langle \nabla_y n_e \rangle$  dans la zone de densité  $n_e \geq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  est environ égal  $7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-4}$  sur une distance verticale correspondant à  $0.65 \times h_y$ . Le gradient augmente ensuite jusque  $5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-4}$  à cause des modulations latérales.

Pour résumer la pré-impulsion permet de réduire les gradients de densité dans la zone dense mais introduit des rebonds de densité dans les profils fait dans les retards par rapport au pic de l'impulsion longue intéressants pour le pompage transitoire collisionnel du pré-plasma. Le profil transverse vertical de la densité du plasma est très modulé sur les bords.

Pour les cartes de température sur la figure (fig. 3.26, 3.27, 3.28), la zone chauffée est élargie suivant la direction horizontale par rapport au cas sans pré-impulsion (voir partie précédente et notamment fig. 3.14(a)). La modification du profil de température est principalement due à l'absorption collisionnelle du rayonnement laser. En effet, le coefficient d'absorption du rayonnement par Bremsstrahlung inverse est proportionnel à  $(n_e/n_c)^2$ . La longueur de gradient est augmentée de manière significative localement au voisinage de la densité critique et notamment dans le plateau de densité observé précédemment. La densité est donc plus élevée sur une distance plus grande suivant l'axe  $x$  par conséquent l'absorption de l'impulsion laser longue est plus importante.

La zone du plasma suivant l'axe  $x$  dont la température satisfait  $T_e \geq 90 \text{ eV}$  atteint  $70 \mu\text{m}$  pour  $\Delta t_1 = 5 \text{ ns}$  à  $t = 200 \text{ ps}$ . On peut dire que la largeur de cette zone augmente sensiblement avec le délai  $\Delta t_1$ . On peut donc s'attendre à trouver un volume d'ions lasants beaucoup plus important dans le cas de l'utilisation d'une pré-impulsion pour créer le pré-plasma.

On remarquera que l'énergie du laser est également absorbée dans les modulations latérales de densité du plasma. Sur la figure (fig. 3.26(f)) on note la présence d'une zone plus chaude  $T_e \approx 80 \text{ eV}$  pour  $y = 57 \mu\text{m}$ .

Enfin on constate que la diminution de la température est sensiblement moins rapide dans le cas de l'utilisation d'une pré-impulsion que sans pré-impulsion. Après  $200 \text{ ps}$  la

température chute à 80 eV alors qu'elle se maintient à 93 eV dans le cas de  $\Delta t_1 = 5$  ns.

## Comparaison du pré-plasma en fonction du profil transverse de la ligne focale

Comme nous nous sommes intéressés à l'influence du profil spatial transverse de la ligne focale dans la partie précédente, on peut également regarder l'influence du profil du dépôt d'énergie lors de la présence d'une pré-impulsion. Les figures présentées (fig. 3.29) ont été réalisées avec un profil gaussien  $n = 1$ , et un délai  $\Delta t_1 = 2.2$  ns, tous les autres paramètres étant gardés identiques.

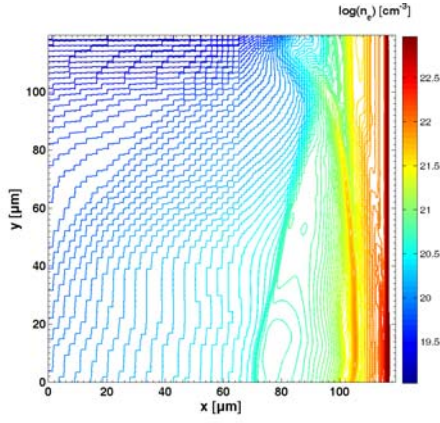
Les cartes de densité sont vraiment différentes. On constate que le rebond de densité est présent pour tous les délais  $\Delta t_1$ . On n'observe pas de modulations de densité latérales comme dans le cas  $n = 10$  (en fait elles existent mais elles apparaissent à des distances ( $y$ ) de l'axe optique du laser (axe  $x$ ) beaucoup plus élevées et ne sont donc pas observables dans la fenêtre de simulation). Une dernière observation intéressante à propos de la densité est la diminution des gradients de densité transverse verticale  $\langle \nabla_y n_e \rangle$  avec l'ajout de la pré-impulsion a une valeur équivalente à celle du cas super gaussien  $n = 10$ .

La demie largeur à mi-hauteur dans le cas  $n = 10$  du profil de température suivant l'axe  $y$  atteint  $\approx 45 \mu\text{m}$ , tandis que dans le cas  $n = 1$  elle est de  $\approx 23 \mu\text{m}$ . Le volume ayant une température élevée est considérablement réduit. On constate un comportement quasiment identique suivant l'axe  $x$  pour la température comparé au cas  $n = 10$ .

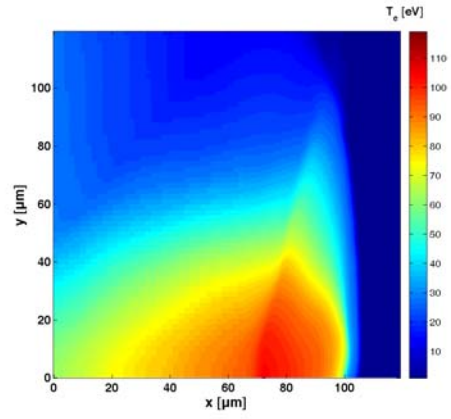
## Carte de gain

On se replace maintenant dans le cas où le profil spatial transverse vertical des lignes focales est une super-gaussienne d'ordre  $n = 10$ . On a constaté que si la présence d'une pré-impulsion change avant tout la distribution de densité du pré-plasma, elle change aussi son coefficient d'absorption (1.1.3, p.10). On peut donc s'attendre à ce que le chauffage du pré-plasma par l'impulsion courte soit différent dans le cas où le pré-plasma est formé avec une pré-impulsion.

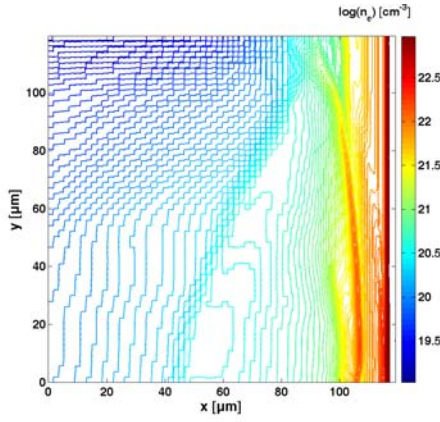
Nous avons calculé les cartes du gain pic pour un délai entre l'impulsion courte et l'impulsion longue  $\Delta t_2 = 200$  ps pour les trois cas de délais  $\Delta t_1$  (fig. 3.30).



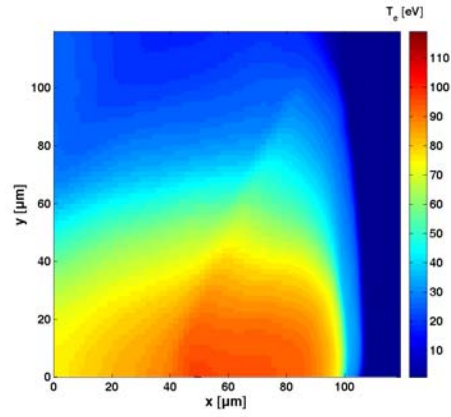
(a)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 0$  ps



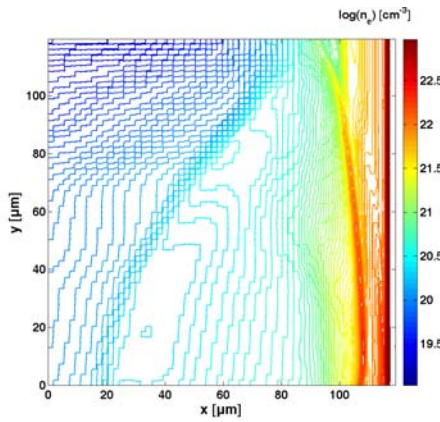
(b)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 0$  ps



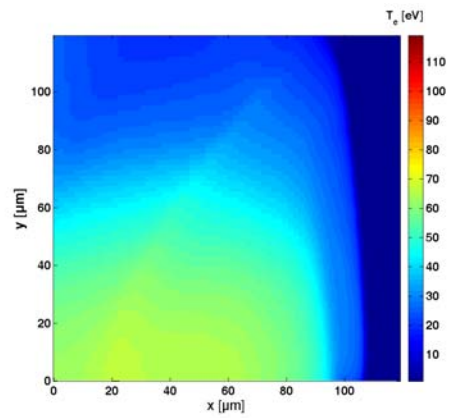
(c)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 200$  ps



(d)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 200$  ps



(e)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 400$  ps



(f)  $\Delta t_1 = 2.2$  ns,  $t = 400$  ps

FIG. 3.29 – Cartes de densité et température avec un profil gaussien ( $n = 1$ ) et  $\Delta t_1 = 2.2$  ns

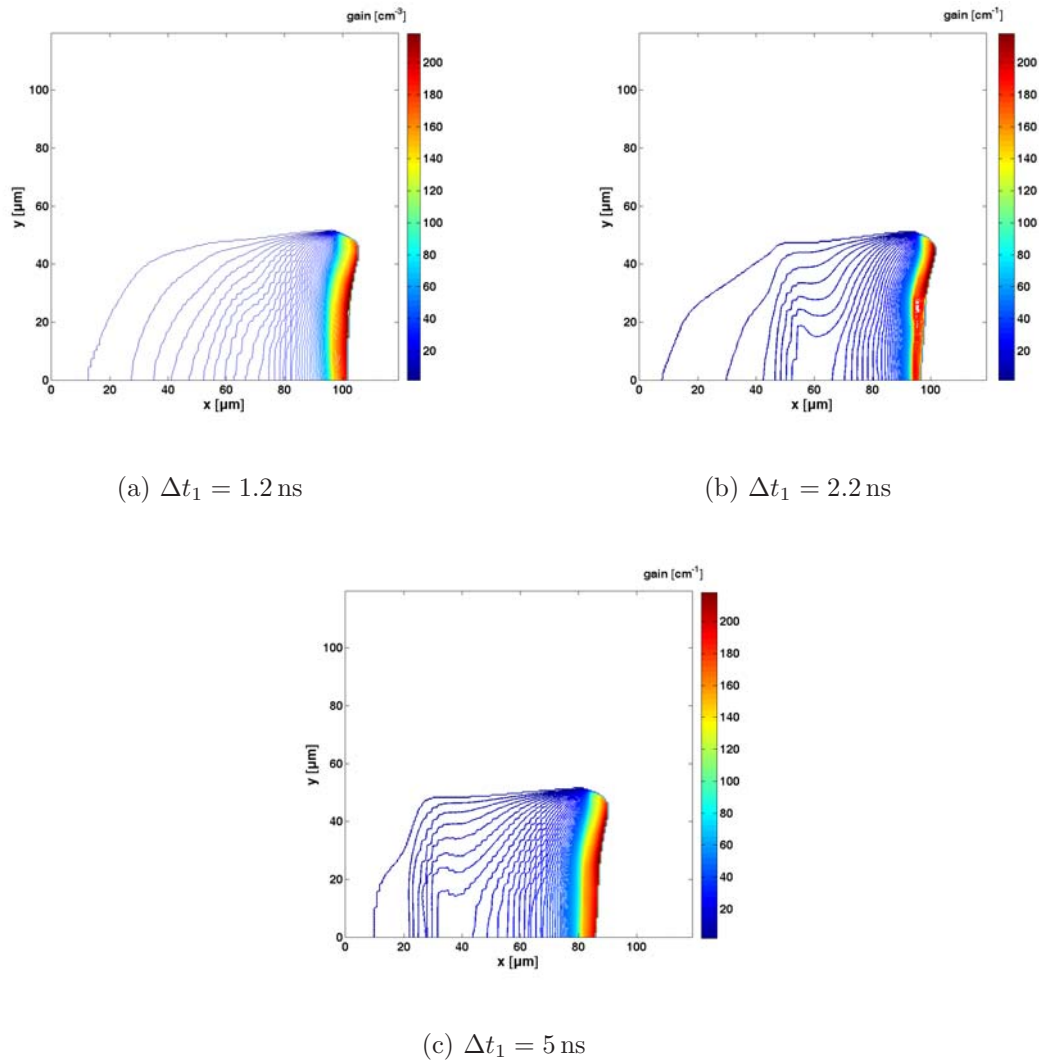


FIG. 3.30 – Cartes de gain pic pour différentes configurations de délais de pré-impulsion,  $\Delta t_1 = 1.2 \text{ ns}$  (a),  $2.2 \text{ ns}$  (b),  $5.0 \text{ ns}$  (c) et un délai entre le pic de l'impulsion longue et l'impulsion courte de  $\Delta t_2 = 200 \text{ ps}$

Les cartes de gain présentent toutes un gain pic maximum de  $g \approx 200 \text{ cm}^{-1}$  dans la région qui correspond à la densité critique. Les courbes d'iso-gain bleues correspondent à des gains pics élevés de  $20$  à  $40 \text{ cm}^{-1}$ . Il est intéressant de noter par rapport à la partie précédente l'élargissement de la zone de gain suivant l'axe  $x$ .

Si on compare au cas sans pré-impulsion, la largeur de la zone de gain est considérablement élargie suivant l'axe  $x$ . Alors que la zone possédant un gain pic  $g \geq 30 \text{ cm}^{-1}$  sans pré-impulsion pour  $\Delta t_2 = 200 \text{ ps}$  est de  $9 \mu\text{m}$ , elle atteint  $31 \mu\text{m}$  dans le cas  $\Delta t_1 = 5 \text{ ns}$  et

$\Delta t_2 = 200$  ps. Les coupes du gain sont représentées sur la figure (fig. 3.31).

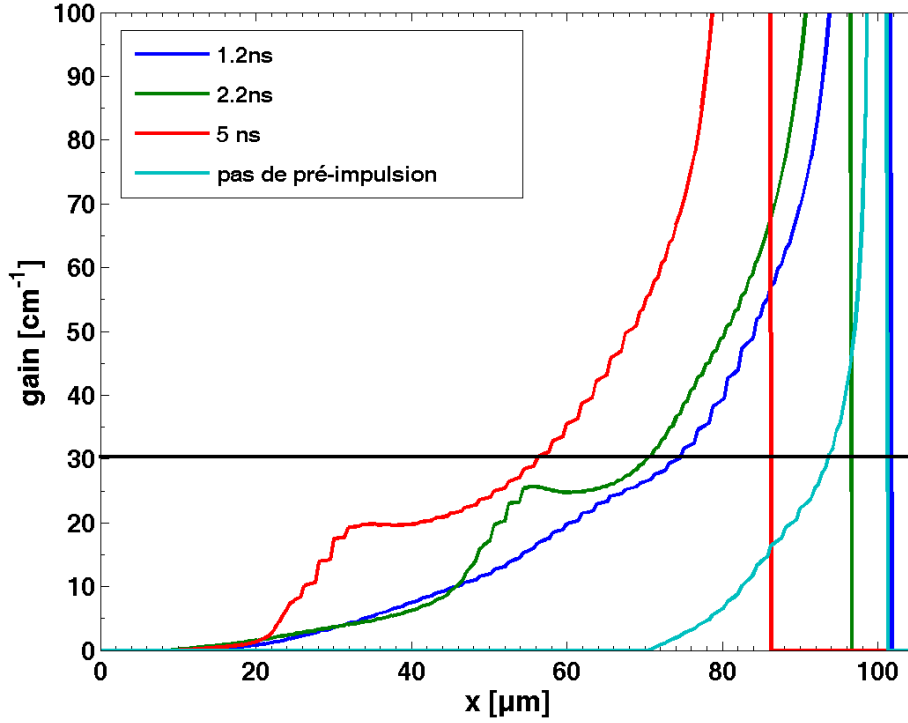


FIG. 3.31 – Coupes de la distribution du gain suivant l’axe  $x$  pour différents délais  $\Delta t_1$  entre la pré-impulsion et l’impulsion longue, mesurées pour  $\Delta t_2 = 200$  ps. Le trait pointillé noir représente le niveau  $g = 30 \text{ cm}^{-1}$

Le profil du gain pic suivant l’axe  $x$  laisse apparaître une forme qui rappelle celle de la densité électronique (fig. 3.25). La température du pré-plasma suivant l’axe  $x$  est relativement homogène sur une large zone, comme le calcul de l’ionisation est réalisé à l’ETL, la distribution d’ions lasants est alors également très homogène. On constate donc que l’effet de la densité est dominant dans le processus de pompage collisionnel. Le contrôle de la distribution de la densité électronique du pré-plasma est donc un des points clefs de l’optimisation de la taille de la zone de gain. Étant donné le raffinement du calcul du gain on ne peut toutefois pas tirer des conclusions définitives.

On représente la largeur de la zone de gain définie par  $g > 30 \text{ cm}^{-1}$  en fonction du délai  $\Delta t_1$  entre le pic de la pré-impulsion et le pic de l’impulsion longue on obtient la figure (fig. 3.32). On remarque que l’augmentation de la dimension horizontale ( $x$ ) de la zone de gain stagne lorsque le délai  $\Delta t_1$  augmente au delà de 3 ns. On peut expliquer ce comportement par l’état du plasma créé par la pré-impulsion et donc vu par l’impulsion



longue. Lorsqu'on atteint des délais conséquents la distribution de densité évolue plus lentement car les vitesses d'expansion du plasma créé par la pré-impulsion diminuent.

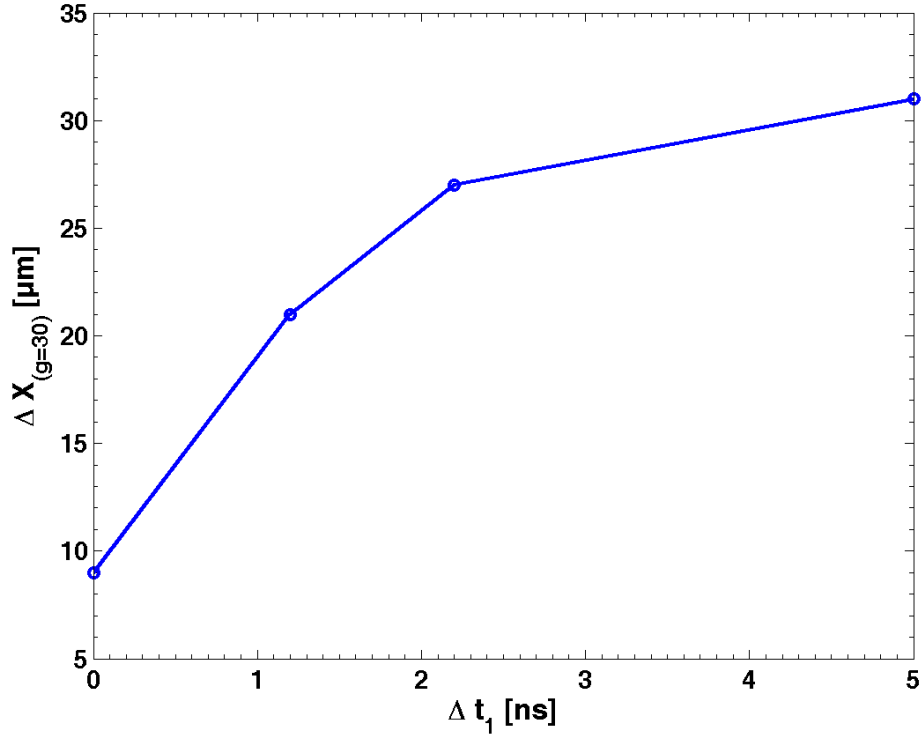
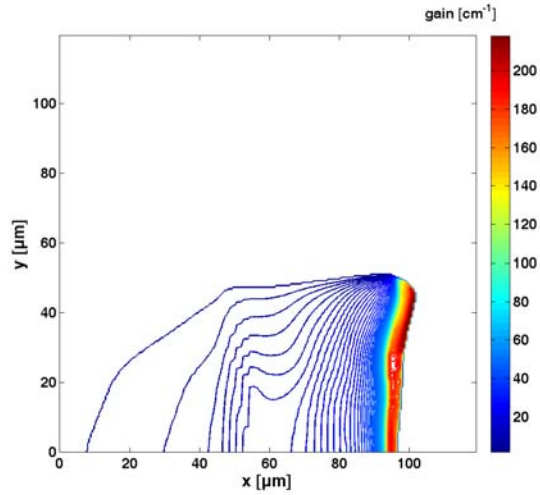


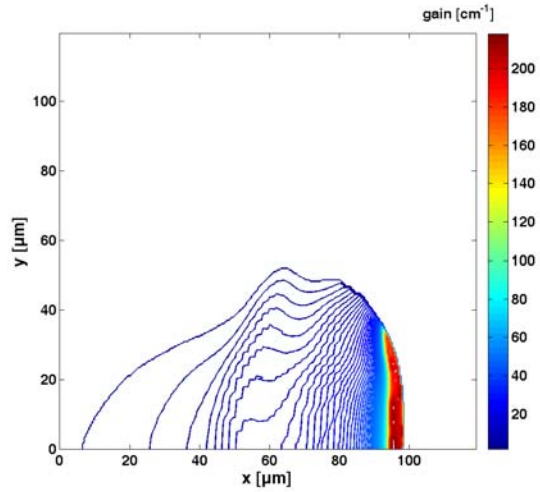
FIG. 3.32 – Evolution de largeur de la zone de gain suivant l'axe  $x$  en fonction du  $\Delta t_1$  le délai entre la pré-impulsion et l'impulsion longue, pour une impulsion courte chauffant le pré-plasma après un délai de  $\Delta t_2 = 200$  ps. La largeur de la zone de gain est définie par  $g_x > 30 \text{ cm}^{-1}$

Nous nous sommes intéressés à la distribution spatiale du gain suivant que le profil des lignes focales des impulsions lasers sont gaussiennes ( $n = 1$ ) ou super gaussiennes ( $n = 10$ ) dans le cas d'une pré-impulsion précédant l'impulsion longue d'un délai de  $\Delta t_1 = 2.2$  ns. Nous avons représenté les cartes de gain pour un délai entre l'impulsion longue et l'impulsion courte de  $\Delta t_2 = 200$  ps (fig. 3.33). On peut voir que la différence de la dimension moyenne transverse verticale de la zone de gain est moins importante que dans le cas sans pré-impulsion entre le cas gaussien et super-gaussien. On obtient en moyenne  $a_y(n = 1) \approx 0.6 \times h_y$  (FWHM) pour  $\Delta t_1 = 2.2$  ns et  $\Delta t_2 = 200$  ps. Toutefois dans la partie de la distribution du gain se trouvant près de la cible ( $x$  élevés), où le gain est élevé, le rapport des largeurs entre le cas  $n = 1$  et  $n = 10$  se ramène aux valeurs données précédemment (3.60, p.168).

On retiendra donc que l'utilisation d'une pré-impulsion avec un profil spatial transverse vertical de ligne focale gaussien,  $n = 1$ , la dimension transverse la zone de gain est élargie dans la région de densités plus faibles.



(a)  $\Delta t_1 = 2.2 \text{ ns}$ ,  $n = 10$



(b)  $\Delta t_1 = 2.2 \text{ ns}$ ,  $n = 1$

FIG. 3.33 – carte de gain pic pour  $\Delta t_2 = 200 \text{ ps}$  -a) pour des profils transverses de lignes focales super-gaussiens -b) pour des profils transverses de lignes focales gaussiens

Le profil transverse vertical du gain reste plus large dans le cas super-gaussien comme

le montre la courbe (fig. 3.34). Les positions  $x_1$  et  $x_2$  correspondent à deux positions sur l'axe pour les quelles la coupe de la distribution du gain a été effectuée suivant l'axe  $y$ . La distribution du gain dans le cas gaussien présente un profil où le gain diminue plus rapidement au centre du plasma quand on s'éloigne de la cible que sur les bords.

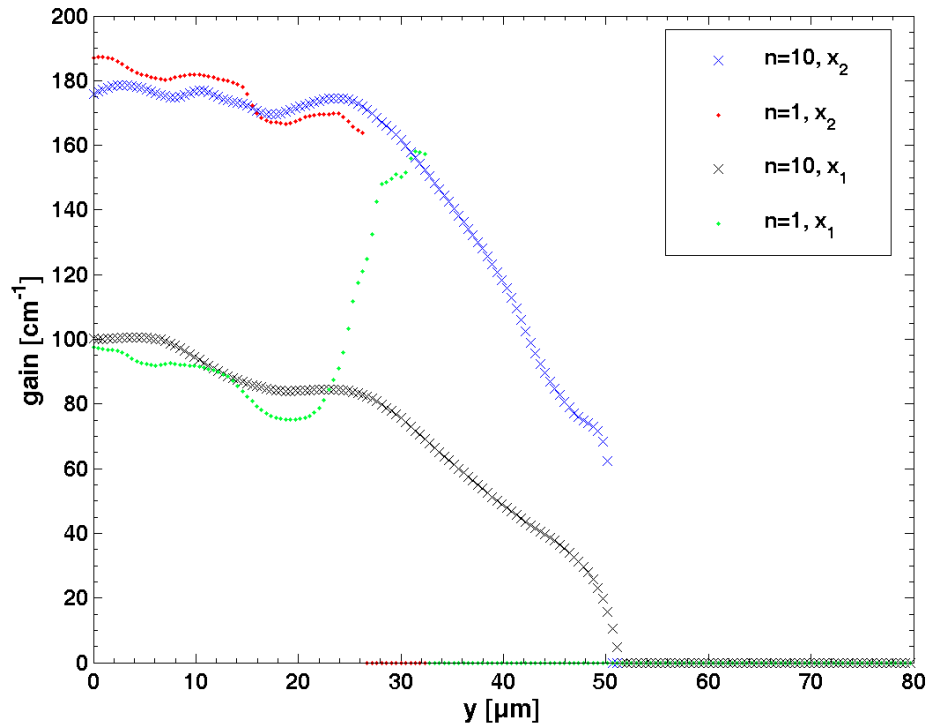


FIG. 3.34 – Coupe du gain suivant la direction transverse verticale ( $y$ ) pour deux positions suivant l'axe de la détente  $x_1 = 85 \mu\text{m}$  et  $x_2 = 95 \mu\text{m}$ .

Pour conclure cette étude numérique sur l'influence du délai entre la pré-impulsion et l'impulsion longue, on peut tirer les informations suivantes :

- La simple présence d'une pré-impulsion permet d'augmenter de manière significative la longueur de gradient de densité électronique. Dans le cas du pompage transitoire, la pré-impulsion permet de créer un pré-plasma avec un coefficient d'absorption plus élevé et moins réfractif suivant la direction horizontale transverse.
- L'ajout d'une pré-impulsion ne change pas beaucoup les comportements du pré-plasma en fonction du profil spatial transverse de la ligne focale sauf dans le cas gaussien où un élargissement de la zone de gain a lieu dans la région de plus faible densité.

- La présence de rebond dans le profil du faisceau peut induire une dégradation du faisceau injecté.

### 3.4.2 Remarques sur le contraste de la pré-impulsion

L'optimisation des paramètres de la pré-impulsion dans le schéma collisionnel transitoire est une opération délicate d'un point de vue expérimental (voir chapitre 3). L'utilisation de pré-impulsion possédant un contraste élevé amène à la création de rebonds dans le profil de densité suivant l'axe de la détente. On peut donc aborder le problème différemment, et considérer qu'il faut une intensité minimum qui dépendra du matériau constituant la cible pour créer le plasma. Les études expérimentales antérieures[66, p.164] montrent le plus souvent un optimum en contraste pour une intensité variant entre  $I_{PP} = 2 \times 10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$  et  $I_{PP} = 5 \times 10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$ .

Le problème du rebond peut être résolu de la façon suivante : au lieu d'utiliser une pré-impulsion dont la durée est équivalente à celle de l'impulsion longue, on utilise un piédestal temporel à l'impulsion longue. Par exemple, en utilisant deux générateurs de pré-impulsion (chapitre 6) en série il est possible de créer un piédestal de 1 ns tout en augmentant la durée de l'impulsion longue. Ceci aura pour conséquence de diminuer la longueur de gradient étant donné que l'impulsion laser sera plus longue. Nous avons effectué une simulation avec le profil temporel suivant :

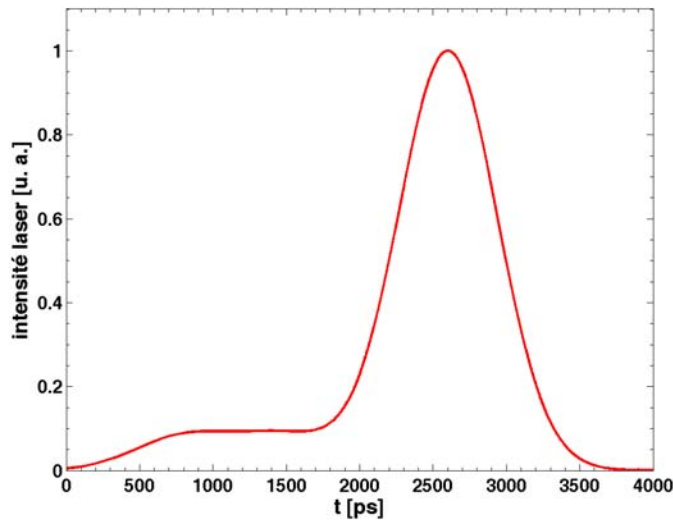


FIG. 3.35 – Profil temporel présentant une pré-impulsion en piédestal et l'impulsion longue

La coupe suivant l'axe de la détente de la distribution de densité électronique du pré-plasma obtenu est présentée sur la figure (fig. 3.36)

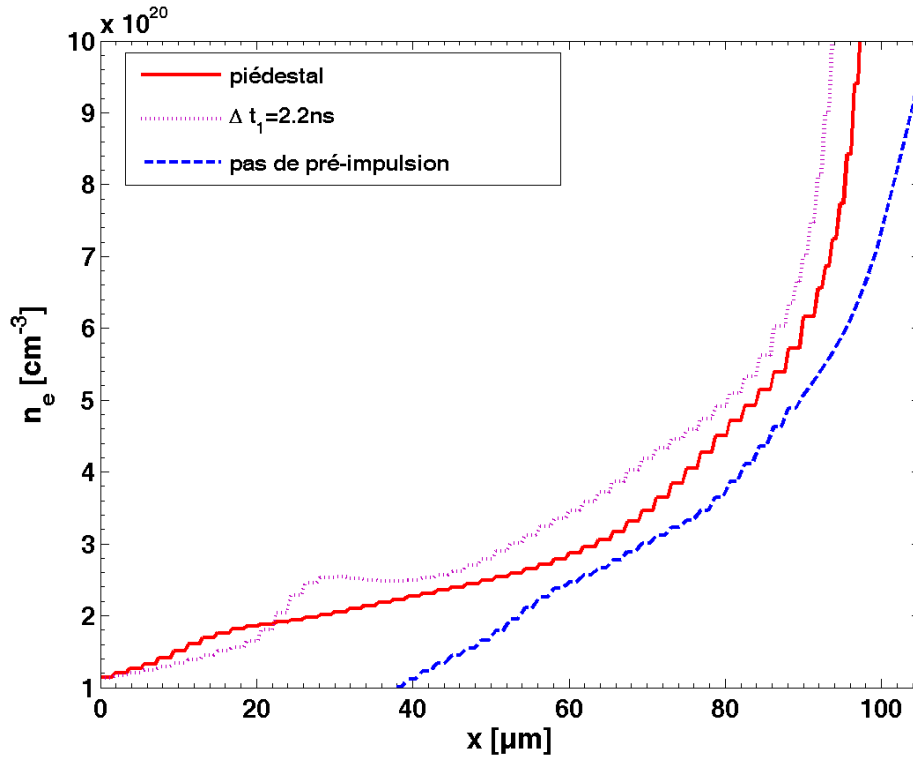


FIG. 3.36 – Comparaison du profil de densité suivant la détente d'un pré-plasma créé sans pré-impulsion, avec une pré-impulsion  $\Delta t_1 = 2.2 \text{ ns}$  et un piédestal, pour un délai de  $t = 200 \text{ ps}$  après le pic de l'impulsion longue

On constate que la longueur de gradient moyenne diminue sans qu'il y ait de rebond de densité. Toutefois la diminution n'est pas aussi forte que pour le cas où on utilise une pré-impulsion d'une même durée. Le profil de température reste assez similaire à celui montré sur la figure (fig. 3.27(d)).

Cette étude encore préliminaire est assez prometteuse dans la mesure où sur les chaînes laser de type Ti :Sa il est possible de générer des piédestaux de manière contrôlée après l'amplificateur régénératif grâce au "pulse cleaner" (porte de cellules de pockels rapide). On peut ajuster la durée du piédestal à la dizaine de picoseconde près et obtenir un contraste de  $> 10^{-3}$  à la fin de la chaîne d'amplification laser infrarouge.

## 3.5 Conclusion et Perspectives

Ces travaux constituent le début d'une étude plus vaste sur l'optimisation d'un point de vue hydrodynamique de la structure d'un amplificateur plasma dans le domaine X-UV principalement pour l'injection d'harmoniques d'ordres élevés.

Nous avons montré l'impact du profil spatial transverse de la ligne focale sur la distribution en densité et température du pré-plasma. Des effets 2D importants ont été rapportés. Grâce à un calcul simple nous avons pu donner une estimation de la distribution spatiale du gain pic.

Pour des conditions de focalisation des faisceaux lasers en profil super gaussien nous avons montré que la zone de gain pouvait être élargie suivant la direction transverse verticale d'un facteur quasiment 2. Dans ces conditions les gradients de densité transverses verticaux sont réduits et peuvent permettre une amplification d'un faisceau X-UV homogène sans déformation. Toutefois cette étude doit être complétée par un couplage des données hydrodynamiques obtenues à un code de tracé de rayon 3D. Ce travail est actuellement en cours de réalisation et dépasse le cadre de mes travaux de thèse.

Par ailleurs, comme simulé antérieurement, nous avons montré que l'ajout d'une pré-impulsion avait un intérêt dans le régime collisionnel transitoire. Un élargissement d'un facteur quasiment trois suivant l'axe de la détente horizontale ( $x$ ) de la zone de gain a été montré. Les effets 2D liés à l'utilisation d'une pré-impulsion dans la structure du pré-plasma ont été rapportés et devraient permettre d'envisager des développements expérimentaux afin d'obtenir des colonnes de plasma amplificatrice à large volume de gain. Toutefois, lors de l'utilisation de pré-impulsion la présence de rebonds dans le profil de densité suivant l'axe de la détente peut être dommageable pour une amplification d'harmoniques d'ordres élevés conservant l'homogénéité du faisceau.

Nous avons par ailleurs mené des travaux de modélisation numérique sur d'une part, l'influence de modulations spatiales dans le profil spatial des lignes focales et d'autre part les répercussions de modulation de faible amplitude de la surface de la cible. Ces travaux sont toujours en cours de développement.

Le code *ARWEN* présente actuellement des limites pour la modélisation de plasma laser pour la génération de laser X-UV, que l'on essaie de dépasser actuellement :

- Description de l'ionisation à l'ETL. Une méthode de calcul de l'ionisation HETL est à l'étude à l'université Polytechnique de Madrid par *P. Velarde-Mayol* et ses collaborateurs.

- Le transport radiatif dans le cas d'éléments de  $Z$  moyennement élevé comme le fer simulé ici peu être calculé par une méthode de diffusion. Le passage à cette méthode aura pour conséquence de réduire considérablement le temps de calcul.
- Un calcul plus détaillé du gain par un code cinétique
- Calcul de l'amplification d'harmoniques d'ordres élevés par un code de tracé de rayon.

Les améliorations des codes hydrodynamiques grâce à l'AMR permettent de réaliser des simulations hydrodynamiques 2D plus rapidement en terme de temps de calcul et donc de mener des études extensives. D'ores et déjà ces travaux numériques sur l'hydrodynamique des plasmas dans le cadre de la génération d'un amplificateur plasma laser X-UV ont fait l'objet de développements particuliers dans le cadre du montage de la station *LASERIX*





# Chapitre 4

## Applications des lasers X-UV

Nous présentons ici deux expériences d'applications réalisées avec le laser X-UV QSS du PALS à Prague, émettant à 21.2 nm. Chacune de ces applications se rapporte à une catégorie d'applications du rayonnement X-UV :

- L'interaction rayonnement X-UV matière : l'irradiation de plasmides d'ADN.
- L'imagerie haute résolution : microscopie interférentielle X-UV de surface optique sous champ laser intense.

### 4.1 Laser X-UV QSS du PALS

Pour les deux types d'expériences d'application que nous allons décrire par la suite, nous avons utilisé le même laser X-UV développé à PALS (République Tchèque). Cette source a été développée en 2001 par l'équipe de *B. Rus*, en collaboration avec l'équipe du LIXAM [41, 109]. Son optimisation a bénéficié grandement de l'expérience accumulée par l'équipe du LIXAM dans le cadre du développement et de l'optimisation du laser X-UV à ions zinc néonoïdes émettant à 21.2 nm au LULI dans les années 90 [129], basé sur le pompage par excitation collisionnelle en régime QSS (1.3.1, p.26). Le milieu amplificateur est une colonne de plasma de 3 cm de long produit par une pré-impulsion laser et une impulsion principale laser d'énergie respectives de 3 J en 10 ns et 500 J en 450 ps à 1.315  $\mu\text{m}$  délivrées par ASTERIX IV avec un taux de répétition de 20 minutes. Pour générer un plasma avec des gradients de densité électronique réduits dans la direction transverse, la ligne focale de l'impulsion laser principale d'une largeur de 130  $\mu\text{m}$  irradie le plasma créé par la ligne focale plus large de la pré-impulsion laser. L'émission laser X-UV est réinjectée dans le plasma grâce à un dispositif de demi-

cavité. Le faisceau laser X-UV est émis avec une divergence typique de  $3.5 \times 5.5$  mrad<sup>2</sup>. L'énergie dans l'impulsion laser X-UV atteint quelques milliJoules avec une durée de 90 – 100 ps. C'est actuellement une des sources laser X-UV les plus brillantes. La bonne qualité du faisceau produit en fait une source adaptée à de nombreuses applications.

Une enceinte à vide est dédiée à la production et à la caractérisation du laser X-UV. Une seconde enceinte à vide est réservée aux expériences d'applications, ce qui fait de cette installation laser un équipement scientifique particulièrement adaptée à la démonstration d'application.

## 4.2 Irradiation biologique X-UV à doses élevées

Un des objectifs fondamentaux de la radiobiologie est de développer une description mécaniste complète des processus et des effets biologiques qui suivent le dépôt d'énergie de radiation ionisante. Les événements physiques ou dépôts d'énergie à l'origine des effets biologiques des rayonnements sont encore très mal identifiés. Les rayonnements ionisants peuvent produire une grande variété de dommages dans l'hélice de la molécule d'ADN. De ces derniers, les cassures double brins (où les deux brins de la spirale sont cassés dans quelques paires de bases) peuvent mener à des dommages durables par l'intermédiaire de la production de mutations, des aberrations de chromosome, des changements génétiques et finalement à la destruction des cellules. Pour décrire les dommages formés dans l'ADN, la première approche dite de "trace amorphe" [44] est basée sur un concept macroscopique d'énergie moyenne déposée à l'échelle du micromètre dans l'échantillon biologique. Les prédictions théoriques étant en assez bon accord avec les résultats expérimentaux, ce modèle est encore très utilisé en radiothérapie. Cependant la quantité d'énergie déposée dans la cible (la dose) n'est pas un critère suffisant, et donc il est important de connaître la manière dont elle est déposée à l'échelle de la molécule d'ADN c'est à dire le nanomètre. La seconde approche dite de trace "stochastique" se place à l'échelle du nanomètre. Le modèle de microdépôts [43] propose que les événements physiques critiques soient constitués par des grappes (clusters) d'ionisations particulières se produisant en fin de parcours des électrons secondaires. Cette approche découle de la forte corrélation observée entre la fréquence d'événements létaux induits par les rayons X ultra-mous de différentes énergies et la fréquence d'induction de microdépôts : ces deux grandeurs augmentent de la même manière pour les photons de faibles énergies. Le modèle d'ionisation K [38] remet en question l'hypothèse selon laquelle les événements critiques seraient des clusters d'ionisations de fin de trace, et suppose qu'ils sont dus à une ionisation spécifique en couche interne des atomes constituant des molécules d'ADN, couches K et L du phosphore, et K pour les autres éléments.

Les événements en couche interne associent la création simultanée d'une charge centrale multiple associée à la relaxation atomique et de deux électrons ionisants : l'électron secondaire et l'électron Auger.

Dans cette étude, nous avons utilisé un laser X-UV multimillijoule lasant à 21.2 nm [41] pour irradier du plasmide d'ADN en environnement sec. Nous avons utilisé le rayonnement d'un laser X-UV de type collisionnel quasi-stationnaire (1.3.1, p. 26) dont l'énergie des photons est de 58.5 eV, ce qui correspond au seuil d'apparition des cassures doubles brins dans la molécule d'ADN, tout en se situant en dessous des seuils d'ionisation des atomes constituant l'ADN [63]. En utilisant une électrophorèse sur gel, il est possible de mesurer le rendement d'apparition de cassures simple brin et de cassures double-brin induites dans l'ADN prélevée après exposition au rayonnement. Par ces études, nous avons pu établir les 'spectres d'action' pour l'induction de cassure simple-brin et double-brins en fonction de la dose. La gamme d'énergie X-UV est une région importante à étudier pour plusieurs raisons : on sait que les dépôts d'énergie locaux les plus fréquents dans la spirale d'ADN (i.e. par l'individu, ou les faisceaux des ionisations) sont de l'ordre de quelques dizaines d'électrons volts, et que les rayonnements plus ionisants (X-mous dans la gamme du  $keV$ ) produisent un dépôt d'énergie très faible au dessus de 200 eV. En outre, plusieurs études théoriques [25] supposent que les énergies minimum exigées pour produire des cassures simple-brin et double-brins sont environ de 17 eV et 50 eV respectivement. Toutefois, il n'existe que peu de données expérimentales pour confirmer ces hypothèses. Quelques données ont été acquises par le groupe du Gray laboratory en utilisant les photons X-UV produits par rayonnement synchrotron du CLRC de Daresbury. Les données acquises jusqu'ici suggèrent que les seuils sont très inférieurs en énergie pour induire des cassures dans les brins de la molécule d'ADN par rapport à ce qui avait été supposé précédemment. Une meilleure compréhension des phénomènes physiques intervenant dans la production de dommages dans la molécule d'ADN est donc nécessaire.

#### 4.2.1 Intérêts et contexte

L'expérience d'irradiation de plasmide d'ADN présentée ici, s'inscrit en complément des études utilisant la ligne X-UV du rayonnement synchrotron du LURE (Orsay) mais également d'expériences menées en collaboration avec l'équipe Laser X et Application du LIXAM au LULI. Les sources laser X-UV<sup>1</sup>, si on oublie le problème de l'accordabilité en longueur d'onde pour les lasers X-UV collisionnels, pourraient devenir un

---

<sup>1</sup>On entendra ici les sources X-UV produites à partir de l'interaction laser-matière, i. e. harmoniques laser d'ordre élevée, harmoniques amplifiées, laser X-UV collisionnel transitoire

outil d'investigation précieux pour l'irradiation biologique. En effet si on regarde, la grandeur de base de l'étude de l'endommagement induit par radiation, la dose, elle dépend de l'énergie des photons et de la fluence du faisceau (Equation 4.1). Des lasers X-UV comme celui développé au PALS ou encore celui démontré récemment à Lund [18] (chapitre 3) peuvent, sous réserve de condenser (focaliser légèrement) l'énergie du faisceau [76] atteindre des doses conséquentes  $D \geq 1$  kGy. On notera que la différence principale par rapport aux sources synchrotrons, où ont été réalisées la majeure partie des expériences dans ce domaine, est le temps d'exposition de l'échantillon. Les sources lasers X-UV permettent d'atteindre ces doses en quelques tirs. Dans le cas du laser X-UV du PALS, étant donnée la cadence d'un tir toutes les vingt minutes, il faut reconnaître que l'argument n'est pas recevable. Toutefois avec les sources laser X-UV qui seront disponibles sur la station *LASERIX*, un niveau d'irradiation équivalent pourra être atteinte en moins d'une minute avec des durées d'impulsions différentes suivant la source (laser X-UV et harmoniques laser d'ordres élevés).

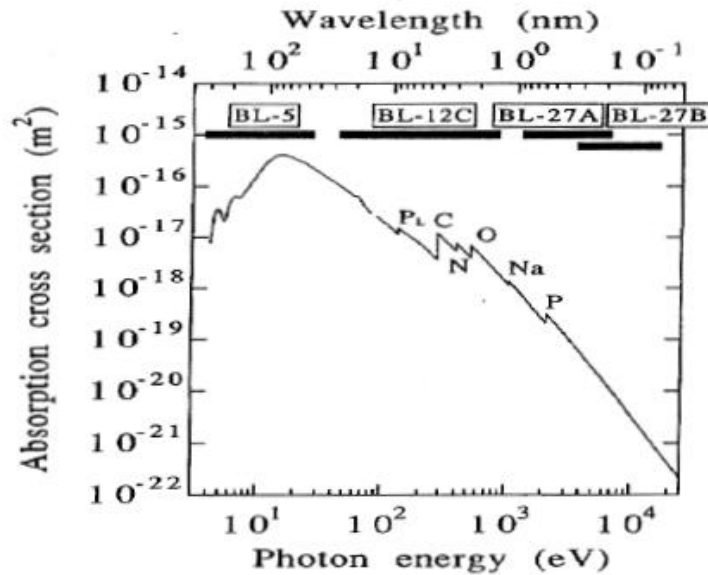


FIG. 4.1 – Spectre d'absorption du plasmide pBR322 DNA. Les seuils d'ionisation en couche interne K sont indiqués par les symboles des éléments. Figure tirée de la référence [63]

De précédents travaux menés par le groupe d'Annie Chétoui [34, 39, 33, 50], ont visé à identifier les événements physiques et les lésions moléculaires responsables des

effets biologiques d'une irradiation - mort cellulaire, transformation cellulaire, etc... Le modèle dit *K*, développé par ce groupe, attribue un rôle prépondérant dans la létalité des particules aux ionisations en couches internes des atomes de l'ADN ou des molécules d'eau voisines (couches *L* et *K* du phosphore et couche *K* du carbone, de l'azote, et de l'oxygène, voir Fig. 4.1), bien que ces ionisations ne représentent que quelques pour mille des événements d'interaction des électrons, rayons ou ions. Une série d'expériences visant à déterminer l'efficacité d'une ionisation en couche interne en terme de létalité, induction de cassures double brins d'ADN, remaniements chromosomiques immédiats et retardés a été effectuée à LURE au dessus des seuils d'ionisation des atomes constituant l'ADN.

Une très forte efficacité biologique des ionisations en couche *K* du carbone et de l'oxygène a été ainsi mise en évidence. Les premières expériences réalisées avaient pour but de compléter ces études en étudiant les effets biologiques des rayons X-UV ayant des énergies inférieures à celles de tous les seuils de photo-ionisation en couche interne de tous les atomes constitutifs de l'ADN (i.e. inférieures à 130 eV), et donc de préciser le rôle de l'ionisation *L* du phosphore. En effet, comme on peut le voir sur la figure 4.1, l'utilisation d'une source émettant à 58.5 eV nous place en dessous des seuils d'ionisation. Néanmoins, des cassures (simples et doubles) peuvent tout de même apparaître pour des énergies en dessous des seuils. L'énergie du laser X-UV, étant de l'ordre de 5 mJ, doit nous permettre d'atteindre des doses d'irradiation suffisantes (au delà de 5 KGy) pour initier des cassures. Enfin, l'irradiation d'ADN réalisée avec des sources laser X-UV ouvre la voie à l'étude de l'influence du débit de dose. Nous présentons donc les premières mesures concluantes effectuées au PALS quant à la production de cassure.

## 4.2.2 Dispositif expérimental

L'échantillon de plasmide est placé à 1370 mm de la sortie du milieu amplificateur. Le faisceau laser X-UV est atténué par des filtres d'aluminium dont la transmission était de (1%, 10%, 50%), puis réfléchi par un miroir interférentiel multicouches Mo :Si à 90° vers le porte échantillon comme le montre la figure (voir 4.3). Le porte échantillon peut accueillir trois échantillons et un échantillon témoin (Fig. 4.4). La taille estimée du faisceau X-UV sur l'échantillon est alors de  $4.5 \times 7.5 \text{ mm}^2$  (fig. 4.2).

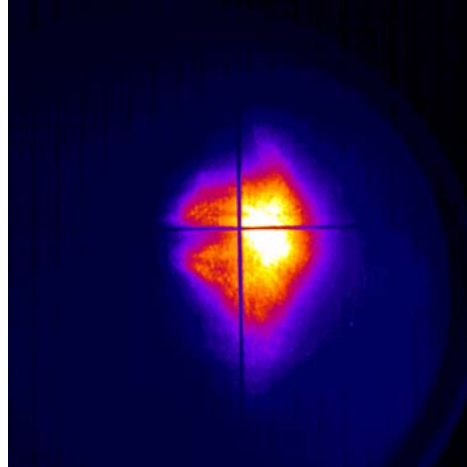


FIG. 4.2 – Empreinte typique du laser X-UV double passage au PALS

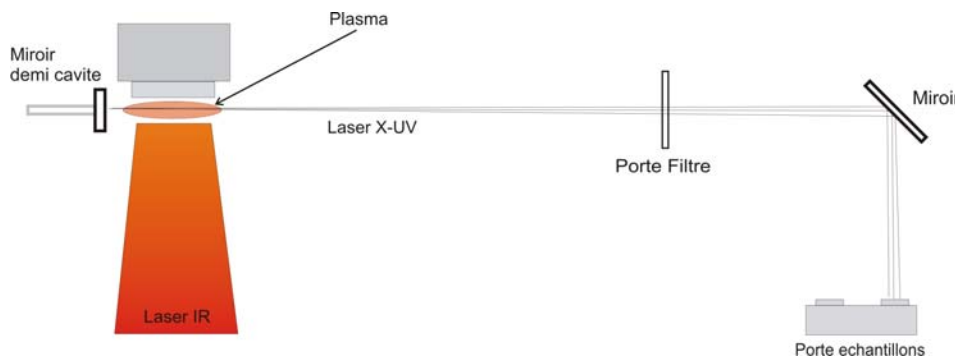


FIG. 4.3 – Représentation schématique de l'expérience

Les plasmides sont déposés sur une lame de verre de  $1\text{ cm}^2$ . On dépose  $4\ \mu\text{L}$  de solution contenant  $10\ \mu\text{g}$  de plasmide. Le dépôt de plasmide est séché pendant 10 – 15 minutes à l'air. Le rayon du dépôt est de 1.5 mm. On peut estimer que dans un environnement à sec et sous vide, les molécules d'ADN, sont entourées d'une couche d'eau constituée d'environ cinq molécules d'eau par nucléotide [48]. Le profil radial de l'échantillon nous montre que le dépôt a une épaisseur variant d'environ 600 nm à 1200 nm et présente un profil symétrique (voir Fig. 4.5). Les plasmides utilisés pour cette expérience sont le plasmide BlueScript (pBS) et le plasmide pSP189. Le pBS (2961 paires de bases) a la particularité d'avoir un fort degré d'enroulement. Ce plasmide a déjà été utilisé pour observer les lésions produites par des rayonnements plus énergétiques et des faisceaux d'ions lourds [40, 42]. Le pSP189 (4960 paires de bases) plus lâche est plus sensible au rayonnement ionisant. L'irradiation se fait sous vide ( $10^{-5}$  mbar). La survie d'un échantillon sous vide étant évaluée à 60 minutes, un échantillon peut recevoir au maximum 3 tirs compte tenu de la cadence de tirs. Après l'irradiation,

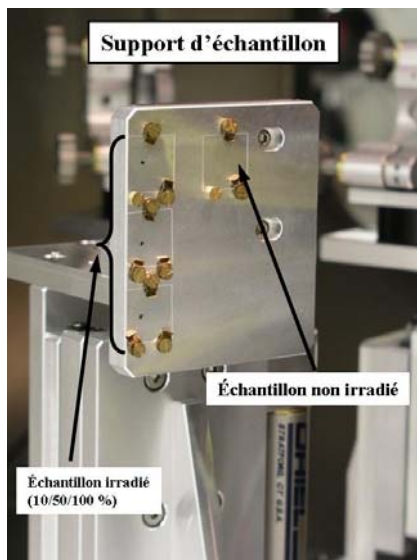


FIG. 4.4 – Image du porte échantillon biologique

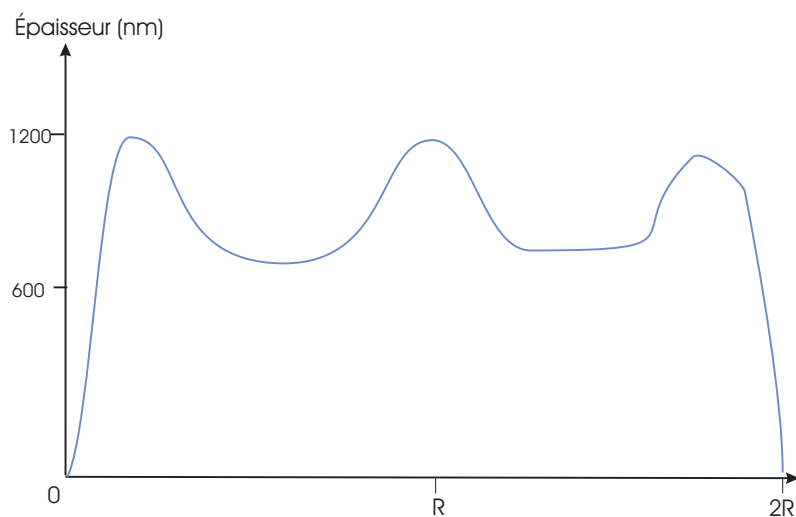


FIG. 4.5 – Profil typique du dépôt de plasmide caractérisé par le Groupe de Physique du Solide de Université Paris VI

les échantillons plasmides irradiés et le témoin non-irradié sont remis en solution dans  $20 \mu\text{L}$  d'eau distillée et conservés à une température de  $-18^\circ \text{C}$ . La détermination de la fraction de molécules d'ADN simplement et doublement cassées se fait par électrophorèse sur gel d'agarose. Une cassure simple brin (CSB) change la forme de la molécule d'ADN (sur-enroulée), en une forme relâchée (circulaire) et une cassure double brin (CDB), en une forme linéaire. Cette technique permet la séparation des trois formes de l'ADN après l'irradiation. Les molécules possédant des géométries différentes migrent à des vi-

tesses différentes dans un gel poreux sous l'effet d'un champ électrique. Le gel contient du bromure d'éthylène qui est un intercalant de l'ADN, et permet ainsi de visualiser les molécules d'ADN sous UV. La quantification des trois formes d'ADN plasmidiques présentes dans le gel permet de calculer le nombre de CSB et CDB par plasmide.

### 4.2.3 Résultats et perspectives

Le calcul de la dose reçue par l'échantillon irradié prend en compte le filtre utilisé, la réflectivité du miroir, le rapport de la taille du faisceau par rapport à la taille de l'échantillon et le nombre de photons émis. La dose en Gray (J/kg) est ainsi donnée par la formule suivante :

$$D_0(Gy) = 1.6 \times 10^{22} \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{plasm} \cdot E_0 \cdot \frac{N}{S} \quad (4.1)$$

avec  $\mu/\rho$  le coefficient d'absorption d'énergie par unité de masse,  $E_0$  l'énergie des photons, et  $N/S$  le nombre de photons par unité de surface. L'absorption du rayonnement X-UV se fait dans les premiers 100 nm du dépôt ; il en résulte qu'environ un sixième de la quantité totale du dépôt de plasmide est affecté par l'irradiation. L'énergie des photons X-UV (58.5eV) est supérieure aux seuils estimés par des études théoriques [25, 45] d'apparition des cassures simple et double brins tout en restant inférieure à celle des potentiels d'ionisations des atomes constituant l'ADN [47]. On peut considérer en première approximation, compte tenu du nombre faible de tirs et des incertitudes liées aux mesures, que l'augmentation des cassures croît linéairement avec l'augmentation de la dose dans ce régime d'irradiation. On observe pour les deux plasmides des simples cassures pour des doses supérieures à 5 kGy, conformément à ce qui était attendu. Quant aux doubles cassures, elles n'apparaissent de façon significative que pour le plasmide pSP et pour des doses supérieures à 60 kGy. Ces résultats relatifs aux doubles cassures, à l'inverse de ceux liés aux simples cassures, semblent plus surprenants et inattendus pour les biologistes. Des expériences sont prévues sur LASERIX en collaboration avec l'Institut Curie et l'équipe d'A. Chétivou pour continuer cette étude.

### 4.2.4 Conclusion

Cette première utilisation d'un laser X-UV pour provoquer des cassures d'ADN est très prometteuse. La quantification du nombre de cassures (simple et double brins) en fonction du nombre de photons est fondamentale pour mieux comprendre la réaction de la matière vivante à l'irradiation, et les processus (directs, indirects) aboutissant à des cassures.



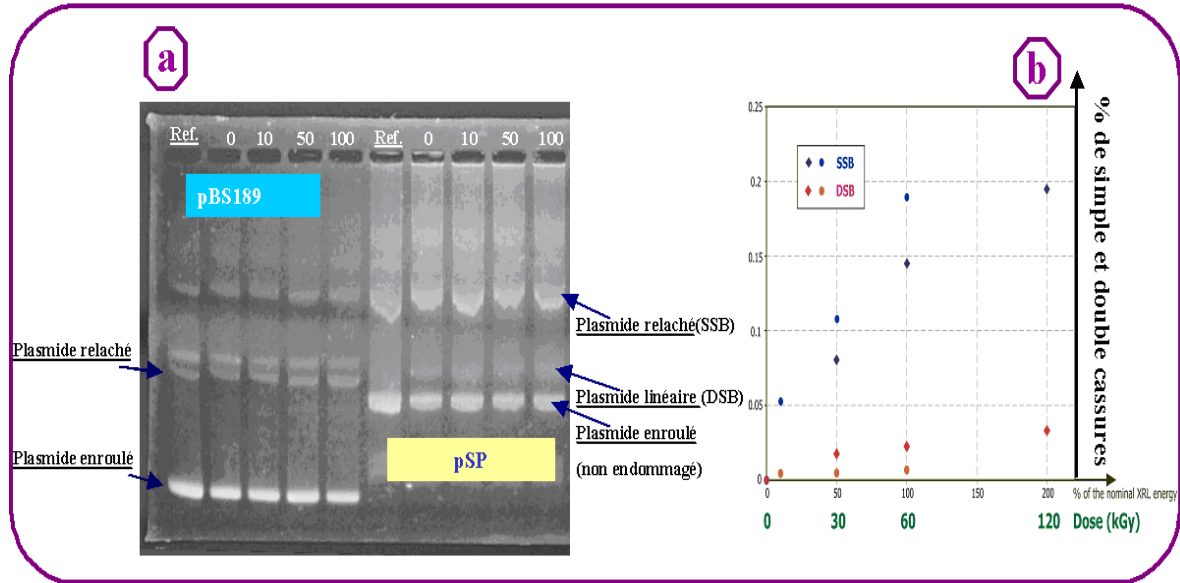


FIG. 4.6 – a) Photographie de l'électrophorèse réalisée pour les deux types de plasmides. La migration fait apparaître les plasmides endommagés, relâchés (csb) et linéaires (cdb) -b) Evolution du pourcentage de simple cassure (bleu) et double cassure (rouge) pour les deux types de plasmides. Les échantillons PSP sont représentés par des losanges et les pbS par des cercles

Il sera donc nécessaire d'augmenter d'une part la statistique du nombre de tirs, et d'autre part d'enrichir la courbe des cassures (fig. 4.6-b) pour des doses plus élevées. En parallèle, l'utilisation de lasers X-UV à plus courtes longueurs d'onde (Ag-13.9 nm, Sm-7.3 nm) permettra de se placer au delà des seuils d'ionisation. De plus, on pourra dès lors envisager d'effectuer des irradiations de plasmides d'ADN dans leur environnement naturel, i.e. aqueux.

Par ailleurs, on pourra envisager l'étude du processus physique d'endommagement de la molécule d'ADN en prenant en compte l'évolution des techniques de dépôt et assemblage de l'ADN [11, 115], en monocouche (tout en préservant les endommagements simple et double brins).

Mais par dessus tout, l'intérêt de l'utilisation d'un laser X-UV pourrait résider dans la prise en compte d'un nouveau paramètre le débit de dose. En effet, on peut se poser les questions de savoir si la validité des différents modèles est conservée à l'échelle de la picoseconde, et si la réparabilité du matériau biologique est dépendant de la durée d'irradiation (durée de l'impulsion laser X-UV). La possibilité de disposer, grâce à l'installation *LASERIX* (chapitre 6.), de multiples sources X-UV de caractéristiques spectrales

et temporelles variables permettra d'avancer considérablement dans ce domaine.

## 4.3 Microscopie interférentielle X-UV comme outil pour l'étude des endommagements des surfaces optiques

### 4.3.1 Introduction

Les lasers X-UV peuvent être utilisés pour des expériences d'application, soit comme source d'irradiation avec possibilité d'être focalisée, soit comme source d'imagerie en utilisant des techniques d'interférométrie. Ces dernières ont donné des résultats très prometteurs à la fin des années 90. Ainsi par exemple, au Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique (LSAI, ancienne dénomination du LIXAM), en collaboration avec l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée (IOTA), il a été développé en 1996 un interféromètre à division de front d'onde à double miroir de Fresnel. Il a été testé en 1997 avec le laser X-UV émettant à 21.2 nm [4], permettant ainsi d'obtenir des interférogrammes d'échantillon test (marche de 50 nm). Cet interféromètre a ensuite permis d'étudier la "migration" de défaut sur une anode de niobium en présence de champ électrique intense appliqué à la surface de l'anode [157, 5], en collaboration avec le CEA-DAPNIA au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) en France. Des investigations plus récentes, menées au PALS [41] par le LIXAM en collaboration avec l'équipe de *B. Rus*, ont permis de compléter nos premières études [130, 67]. Ces différentes recherches ont ainsi permis au LIXAM d'accumuler une grande expérience en matière de technique interférométrique par laser X-UV. L'étape suivante a consisté à coupler l'interféromètre à un miroir imageur permettant ainsi de disposer d'une microscopie interférentielle, particulièrement adaptée pour décrire *in situ* des processus nécessitant une résolution spatiale à l'échelle micrométrique et temporelle à l'échelle de la durée de l'impulsion laser X-UV. Nous avons notamment démontré l'intérêt d'un tel outil dans le cadre d'expériences de sonde de plasmas denses créés par laser [145].

C'est donc sur la base de cette technique que nous avons étudié l'état de surfaces optiques soumises à des irradiations sous champ laser. L'intérêt de ces investigations est d'étudier qualitativement et quantitativement la tenue au flux des surfaces optiques fonctionnant en transmission. Celles-ci sont particulièrement sensibles dans les installations laser de très grande puissance, comme le laser MégaJoules (LMJ), en construction

actuellement en Aquitaine. Ainsi si l'on constate que les seuils de destruction sont de l'ordre de  $30 \text{ J.cm}^{-2}$  (notamment pour des lames de verre en silicate), les processus aboutissant à la destruction ne sont pas très bien connus. En particulier, il a été souvent remarqué que les destructions apparaissaient en face arrière de lames irradiées par le laser ou en volume.

Le fait d'utiliser un laser X-UV (21.2 nm) constitue un atout majeur dans la problématique qui nous intéresse (fig. 4.7-a,b). En effet, le laser X-UV doit être utilisé sous incidence rasante et travaille en conséquence dans le régime de réflexion totale, contrairement aux lasers du domaine visible qui sont partiellement réfractés par le milieu et peuvent être diffusés par les défauts "en volume". Au contraire, la profondeur de pénétration du laser X-UV est très faible (inférieure à 6 nm), ce qui permet de sonder uniquement la face arrière de l'échantillon irradié par le faisceau laser bleu (fig. 4.7-c).

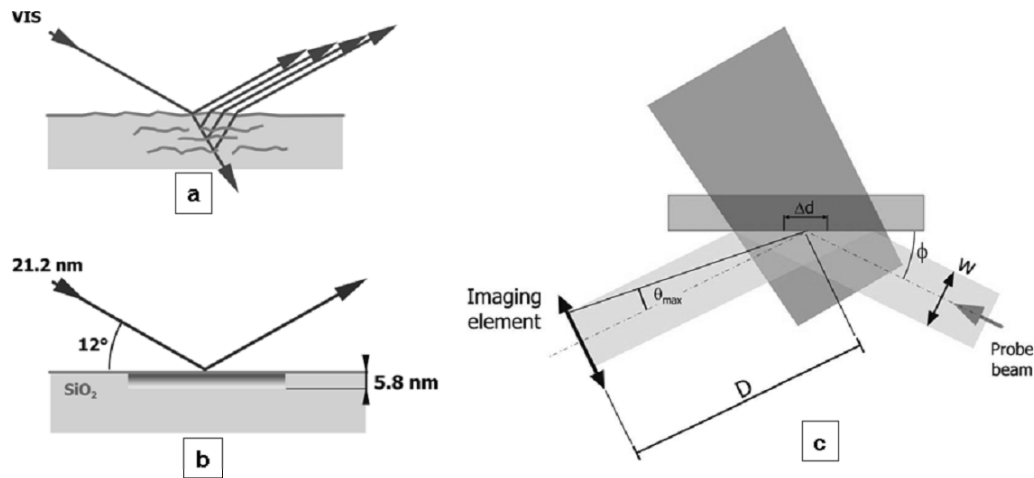


FIG. 4.7 – Schémas de principe d'utilisation d'un laser en incidence rasante, émettant dans le domaine visible (a) et dans le domaine X-UV (b) pour sonder une surface. Schéma de principe représentant à la fois l'irradiation d'une surface optique par un laser "d'endommagement" et son inspection en face arrière avec le faisceau laser X-UV (faisceau sonde).

Par ailleurs, l'utilisation d'un laser X-UV permet d'atteindre une résolution spatiale élevée. En effet, la résolution " $\Delta d \sin \phi$ " est directement liée à la longueur d'onde du laser utilisé par la relation suivante

$$\Delta d \sin \phi = \frac{\lambda}{NA} = \frac{\lambda}{\sin \theta_{max}} \cong \frac{\lambda}{w} \cdot 2D$$

où les différents paramètres sont représentés en figure (fig. 4.7-c). Ainsi dans le cas d'un laser émettant à 500 nm, on arrive à une résolution de  $10 \mu\text{m}$  alors que dans le cas du laser X-UV utilisé dans nos expériences, la résolution était de  $0.4 \mu\text{m}$ .

### 4.3.2 Configuration expérimentale

L'arrangement expérimental de l'enceinte d'application correspondant à l'irradiation des surfaces est montré en figure (fig. 4.8). L'échantillon est irradié sur une surface d'environ  $1 \text{ mm}^2$  par un faisceau laser bleu émettant à  $438 \text{ nm}$  pendant une durée de  $300 \text{ ps}$ . Ce laser est intrinsèquement synchronisé avec le laser infrarouge de pompe du laser X UV, car ils sont tous deux issus d'un seul et même oscillateur. L'investigation temporelle de l'évolution de la surface est obtenue simplement à l'aide d'une ligne à retard optique entre les deux faisceaux.

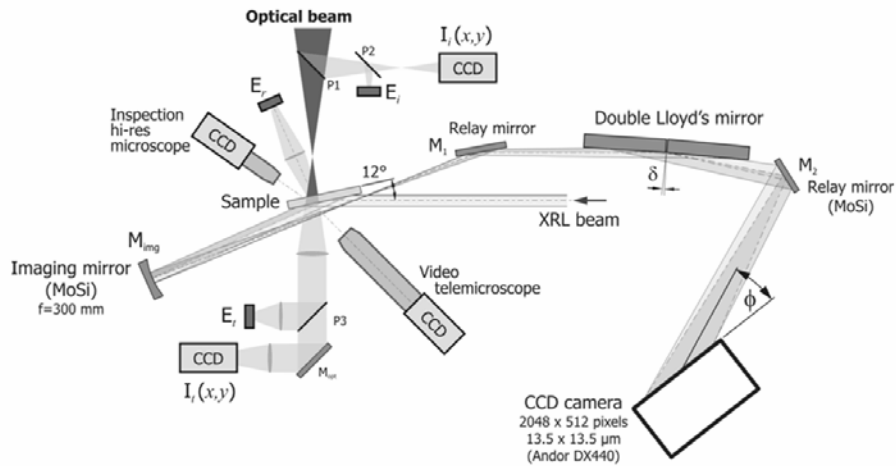


FIG. 4.8 – Schéma de dispositif expérimental pour la microscopie interférentielle X-UV. L'échantillon ("sample") est irradié par le laser d'endommagement. Le laser X-UV est réfléchi par l'échantillon, puis par le miroir imageur (grandissement 8), enfin par le bi miroir de Fresnel (noté "double Lloyd's mirror" sur la figure). Plusieurs caméras, systèmes microscopiques de visée *in-situ* de l'échantillon et de calorimètres permettent de mesurer les énergies transmises et réfléchies par l'échantillon.

Le faisceau laser X-UV est réalisé dans une autre enceinte, située à environ  $2.5 \text{ m}$  de l'échantillon. Le faisceau X UV est ensuite envoyé sous un angle d'attaque de  $12^\circ$  sur la face arrière de l'échantillon. Puis le système optique composé d'un miroir sphérique imageur en Mo :Si couplé à un interféromètre à bi-miroir de Fresnel (noté "Double Lloyd" sur la figure) permet d'obtenir dans le plan du détecteur CCD une image interférométrique de la zone de l'échantillon sondé par le faisceau laser X-UV. En complément de l'interféromètre imageur, différents diagnostics (calorimètres, microscopes couplés à des caméras CCD) sont disposés autour de l'échantillon (fig. 4.8). Ce type de matériel aboutit à un encombrement expérimental notable, comme on peut le constater sur la photographie de la figure (fig. 4.9), nécessitant en conséquence une phase de réglage importante. L'ensemble des diagnostics installés permet donc d'enre-

gistrer simultanément l'état de surface en face arrière, ainsi que des données concernant les énergies transmises et réfléchies par l'échantillon irradié, particulièrement utiles à croiser dans l'analyse finale de l'évolution de l'échantillon.

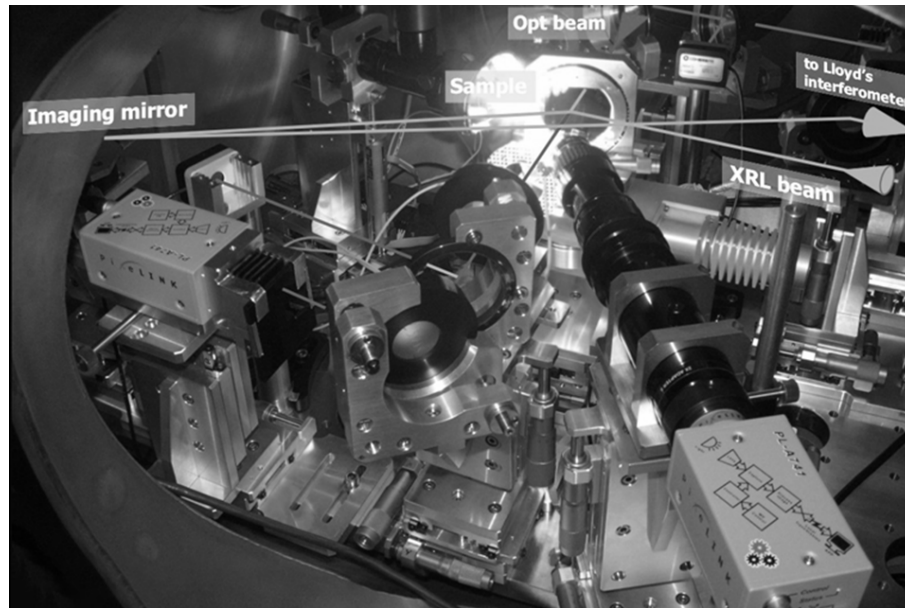


FIG. 4.9 – Image représentant l'ensemble des dispositifs expérimentaux disposés dans l'enceinte d'application. On distingue l'échantillon (sample) et le trajet du faisceau laser X-UV (xrl beam)

### 4.3.3 Résultats et premières analyses

La résolution de ce dispositif a été mesurée à l'aide d'un substrat de silice fondue de planéité  $\lambda/20$  à 632 nm, utilisé comme surface de référence, sans laser d'endommagement. La résolution spatiale, limitée par la taille des pixels du détecteur, est de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$  sur la surface étudiée, et l'interfrange correspond à une différence d'altitude de 50 nm.

L'étude d'un cas expérimental donné nécessite l'enregistrement de trois interférogrammes successifs avec des faisceaux laser X-UV identiques : le premier enregistré avant le passage du laser d'endommagement, le second au passage de ce laser (durant ces expériences, le retard du laser X-UV était de 5 ns) ; enfin, un troisième enregistrement permet d'observer l'état de la surface après l'interaction et les éventuels dommages. La fluence d'irradiation sur les surfaces a varié au cours de cette série d'expériences de 5 à  $50 \text{ J.cm}^{-2}$ , c'est-à-dire de part et d'autre du seuil de dommage.

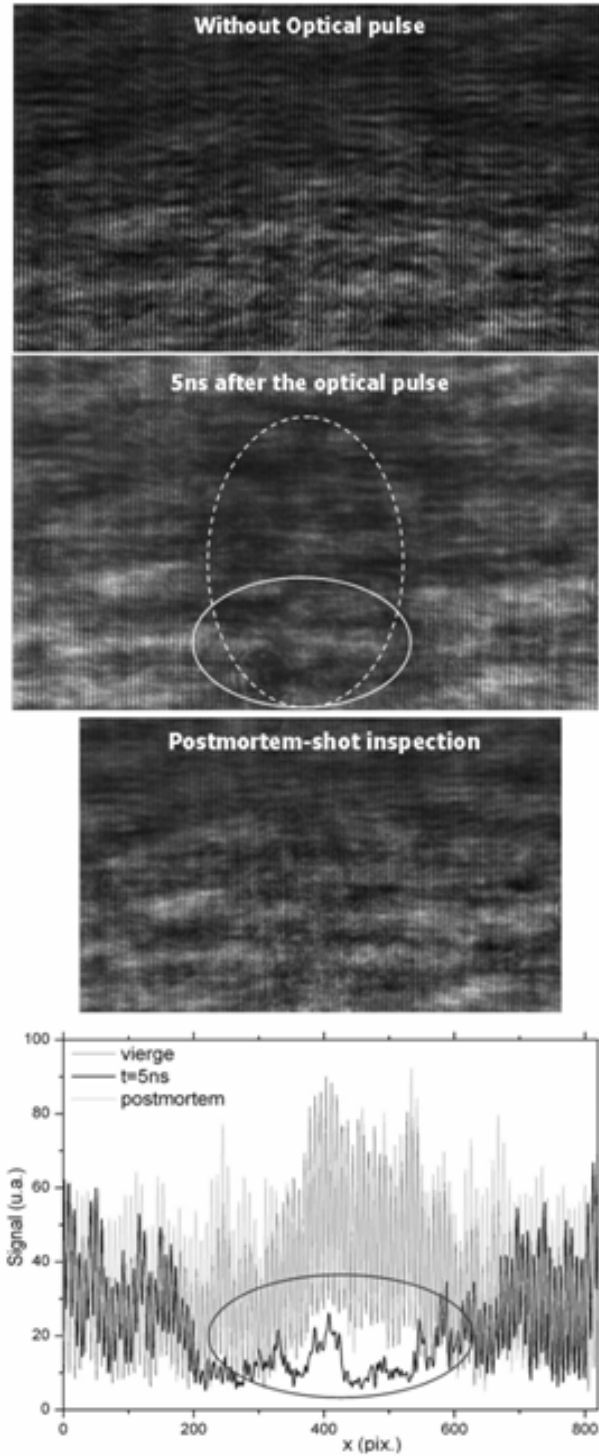


FIG. 4.10 – Interférogrammes X-UV d’une surface optique. Du haut en bas : sans irradiation, puis 5 ns après le passage du laser d’endommagement, enfin enregistrement ”post mortem” 20 minutes plus tard. En bas, tracés des signaux pour les trois interférogrammes correspondant à la zone entourée d’un trait blanc continu.

La figure (fig. 4.10) montre un ensemble typique de trois interférogrammes de la face arrière d'une lame de silice. La partie supérieure de la figure est l'image interférométrique de la surface non perturbée, avant toute irradiation. L'interférogramme suivant correspond au passage du laser d'endommagement, avec une fluence d'irradiation de  $10 \text{ J.cm}^{-2}$ , 5 ns avant le passage du laser X-UV. On constate que la réflectivité de la surface a considérablement diminué et que les franges d'interférence ont quasiment disparu sur toute la surface du faisceau d'endommagement. La surface irradiée a été analysée ensuite sans laser d'endommagement, lors du tir suivant du laser X-UV, environ 20 minutes après. On constate que les franges sont en grande partie restaurées et que la forte perturbation de la surface causée par le laser d'endommagement est transitoire à ce niveau de fluence. Les dommages révélés par ce dernier interférogramme sont très faibles et peu étendus. Le graphe du bas de la figure (fig. 4.10), qui montre la superposition de ces 3 interférogrammes, confirme la quasi-disparition de la réflectivité 5 ns après le passage du laser et la restauration presque complète de la surface ensuite.

#### 4.3.4 Conclusion

Ces premiers résultats inattendus nécessiteront de disposer d'études expérimentales supplémentaires. Nous avons mis en évidence des états de surface transitoires (particulièrement la baisse de réflectivité X-UV) liés à un phénomène rapide à l'échelle de la nanoseconde. Plusieurs hypothèses peuvent être avancées, effet thermique, onde de choc... . Mais là encore, il faudrait disposer de plus de statistiques et de données que celles récoltées au cours de cette expérience.

*LASERIX* plateforme de l'Université Paris-Sud 11, qui sera opérationnelle à partir de l'été 2007 sur le site de l'ENSTA à Palaiseau, sera une installation conçue pour mener ce genre d'investigation nécessitant un grand nombre de tirs (Annexe ??, p.??.)



# Chapitre 5

## Conclusion et perspectives du travail de thèse

### 5.1 Conclusion générale

Le travail du présent mémoire de thèse tant numérique qu'expérimental s'inscrit pleinement dans le développement de la station *LASERIX* de l'université Paris XI. Nous avons tout d'abord, en nous basant sur les récents progrès des lasers X-UV générés à partir de cibles solides, étudié le fonctionnement à haute cadence (10 Hz) qui constitue une de ses spécificités pour des applications. Par ailleurs, le travail de modélisation des plasmas créés pour la génération de laser X-UV a permis de donner des orientations concernant certains choix technologiques pour l'installation de la station *LASERIX*.

L'introduction du pompage en incidence rasante dans le schéma collisionnel transitoire [78] a permis de diminuer l'énergie des lasers de pompe. Nous avons apporté grâce aux travaux expérimentaux réalisés en collaboration avec l'université de Lund et le LLC (Lund Laser Center), décrits au chapitre 3, la démonstration de l'intérêt du pompage en incidence rasante pour le couplage du laser de pompe au pré-plasma [18].

En effet, l'installation d'un diagnostic d'imagerie haute résolution de la pupille de sortie du laser X-UV pompé en incidence rasante nous a permis de réaliser l'optimisation du couplage de l'impulsion de pompe au pré-plasma. Le couplage semble dépendre de la distribution spatiale de densité du pré-plasma. Il résulte de l'amélioration de la concordance entre la zone d'absorption du laser de pompe et une zone sous critique dont les gradients de densité électronique sont plus faibles et la densité d'ions lasants



plus importante. L'angle de rasance de l'impulsion laser de pompe donne donc accès à un nouveau paramètre qui permet de "sonder" le profil de densité du plasma et d'en trouver l'optimum. Pour les conditions optimales de l'expérience réalisée à Lund un angle de rasance de  $\Phi = 19^\circ$  nous a permis d'obtenir un faisceau laser X-UV à partir de l'ion nickelloïde du Molybdène à 18.9 nm, de  $3 \mu\text{J}$  en régime ASE avec 1 J d'énergie de pompe infrarouge. Dans les conditions optimales l'angle de déviation du faisceau laser X-UV dû au gradient est très faible  $\theta_{dev} \approx 0.3 \text{ mrad}$ . Les propriétés du laser X-UV collisionnel transitoire ont donc été grandement améliorées en utilisant le pompage en incidence rasante.

Un régime quasi-saturé a été obtenu avec un gain mesuré d'environ  $45 \text{ cm}^{-1}$  et un produit gain-longueur de 18. Les fluences du faisceau laser X-UV mesurées en sortie de la colonne amplificatrice sont très proches de la fluence de saturation théorique.

Dans la mesure où l'impulsion laser de pompe se propage sur un plus long chemin optique dans le pré-plasma, l'émission laser X-UV est sensible à la distribution de la densité électronique. Nous avons pour cela changé les conditions de création du pré-plasma en modifiant le retard entre la pré-impulsion et l'impulsion longue et montré ainsi un changement radical de l'émission laser X-UV. En effet, une taille de source en champ proche d'environ  $\approx 10 \mu\text{m}$  de diamètre contenant  $\approx 1 \mu\text{J}$  a été obtenue menant à une fluence de  $1.2 \text{ J.cm}^{-2}$ .

Le laser de pompe infrarouge de Lund fonctionnant à 10 Hz, nous avons pu caractériser le fonctionnement d'un laser X-UV pompé en incidence rasante à cette cadence. Des paramètres d'ordre technologique ont été mis évidence comme, l'influence de l'oxydation et la rugosité de la surface de la cible sur l'émission laser X-UV. Nous saurons les prendre en compte pour la réalisation des futures cibles.

En parallèle à l'étude de la génération contrôlée et de laser X-UV stable et utilisable en routine comme ligne de lumière pour des applications, un travail numérique a été mené afin d'étudier l'évolution des paramètres du pré-plasma difficiles à mesurer expérimentalement. En utilisant un code hydrodynamique 2D avec traitement du transport radiatif basé sur la technique des mailles adaptatives, nous avons pu accéder à une description détaillée de l'hydrodynamique de pré-plasma pour la génération d'amplificateur plasma laser X-UV. Cette étude a été abordée avec l'idée sous-jacente de créer un plasma amplificateur dont les propriétés permettent l'amplification d'un faisceau X-UV injecté homogène et cohérent (typiquement harmoniques d'ordres élevés) sans perte de qualité optique. Un calcul simple du gain pic a été effectué à partir des données hydrodynamiques pour avoir une estimation de la distribution spatiale du gain pour un milieu laser X-UV à fer néonoïde émettant  $\lambda = 25.5 \text{ nm}$ .

Les conclusions majeures qui ressortent de ses travaux sont doubles. D'une part l'influence du profil spatial transverse de la ligne focale qui dans le cas où le profil est super gaussien d'ordre élevé permet d'obtenir un plasma moins réfractif suivant la direction transverse. L'homogénéité transverse de la température est améliorée en comparaison au profil spatial classique des lignes focales de type gaussien. D'autre part, en se basant sur les travaux antérieurs sur l'influence de pré-impulsion laser dans la génération de laser X-UV collisionnel nous avons montré que l'effet du profil spatial de la ligne focale demeure avec la présence d'une pré-impulsion. L'utilisation d'un retard long entre la pré-impulsion et l'impulsion longue permet de créer des pré-plasmas moins réfractifs suivant l'axe horizontal. La présence de rebonds dans le profil de densité résultant de la création du plasma par deux impulsions laser peut être diminuée en utilisant des piédestaux. Notons que l'ajout d'une pré-impulsion a été peu étudiée et utilisée en régime transitoire collisionnel. Ceci est une des clefs pour obtenir des plasmas faiblement réfractifs en régime collisionnel transitoire à large volume d'amplification.

Enfin, j'ai participé à l'élaboration d'expériences utilisant un faisceau laser X-UV pour des investigations en radiobiologie et physique des surfarces. Des phénomènes nouveaux ont pu être mis en évidence grâce à la spécificité de la source X-UV utilisée. Il en ressort de manière générale, que les expériences nécessitant un rayonnement X-UV énergétique et brillant comme les lasers X-UV ne sont réalisables que pour des taux de récurrence élevés.

## 5.2 Perspectives

La poursuite de ce travail trouvera naturellement sa place dans l'utilisation de la station *LASERIX*.

Les perspectives du travail numérique entamé sont à court terme l'amélioration du calcul de l'ionisation HETL est actuellement en développement en collaboration avec l'UPM (Université Polytechnique de Madrid). Par ailleurs, les formats d'exportation du code hydrodynamique *ARWEN* ayant été normalisés, l'utilisation d'un code cinétique pour le calcul du gain devrait être possible en post-processeur. Le tracé de rayon 2D du laser infrarouge dans le plasma a été implémenté. L'extension à un tracé de rayon 3D du laser infrarouge en début 2007 permettra de simuler le laser X-UV transitoire collisionnel pompé en incidence rasante.

Enfin, le couplage du code *ARWEN* avec le code de tracé de rayon 3D *SHADOX* en collaboration avec l'UPM, le GOLP et le LOA doit être terminé prochainement pour

la modélisation de l'injection d'harmoniques d'ordres élevés dans des amplificateurs plasma laser en cible solide.

D'ores et déjà, les dernières modélisations réalisées avec les améliorations récentes du code *ARWEN*, montrent que la réalisation de lasers X-UV en schéma collisionnel transitoire injectés à courtes longueurs d'ondes seront accessibles en utilisant le laser de pompe de la station *LASERIX*.

La concrétisation du travail de thèse tant numérique qu'expérimental est la contribution à l'élaboration d'un laser X-UV injecté à haute cadence basée sur le travail de l'équipe et de ses collaborateurs (LOA, UPM, GOLP). Une présentation succincte du laser de pompe de la station *LASERIX* [?] développée en parallèle au travail présenté ici est donnée en Annexe A. On y développera dans un premier temps des lasers X-UV collisionnels de type ASE. Par ailleurs, les harmoniques laser d'ordres élevés pourront être générées sur la station *LASERIX* (voir annexe A). Ces deux sources X-UV présentent une complémentarité qui est la suivante : les lasers X-UV sont des sources à grand nombre de photons par impulsion mais dont le rayonnement est non polarisé et de mauvaise qualité optique. D'un autre côté, les harmoniques lasers d'ordres élevés possèdent un nombre de photons par impulsion faible mais des durées d'impulsions ultra-brèves (dizaine de femtosecondes) présentant des qualités remarquables de cohérence spatiale, de front d'onde et d'homogénéité de faisceau.

En 2004, *Ph. Zeitoun et al.* [158] ont montré qu'il est possible d'amplifier les harmoniques 25 et 27 dans un amplificateur plasma laser X-UV de type OFI. Un facteur d'amplification de 200 a été mesuré sans qu'il soit observé de dégradation des qualités optiques du faisceau harmonique injecté. L'injection d'harmoniques d'ordres élevés dans des amplificateurs plasmas laser X-UV basé sur le schéma collisionnel transitoire pompé en incidence rasante est très prometteuse [151], mais nécessite de créer des plasmas amplificateurs peu réfractifs à large surface d'amplification. Dans le cas de l'utilisation d'un amplificateur de type gazeux comme l'OFI, les effets de la réfraction sur le faisceau injecté sont très faibles car la densité et les gradients de densité sont peu élevés. Pour l'amplification en cible solide (plasmas denses) les investigations numériques présentées dans le chapitre 4, nous permettent d'envisager la création de plasmas moins réfractifs. Le laser X-UV collisionnel transitoire pompé en incidence rasante constitue un amplificateur adapté pour le développement de laser X-UV injecté à plus forte énergie, plus courte longueur d'onde et *a priori* à plus courte durée d'impulsion.

Pour conclure, et illustrer une perspective de ce travail de manière originale, nous présentons en quelque sorte le prototype d'un laser X-UV injecté sur *LASERIX*. Cette expérience est actuellement en cours de montage pour réaliser l'injection d'harmoniques

d'ordres élevés générées dans un gaz de néon et leurs amplifications dans un plasma de molybdène nickelloïde pompé en incidence rasante. La partie basse énergie du système laser de la station *LASERIX* sera utilisée. Les détails concernant le chaîne laser Ti :Sa de *LASERIX*, les harmoniques d'ordre élevés et les différents diagnostics qui seront mentionnés ci-dessous, sont donnés dans l'annexe A (afin de permettre une meilleure lecture). Une représentation schématique d'injection d'harmoniques d'ordres élevés couplé a un amplificateur pompé en incidence rasante est représentée en figure (fig. 5.1)

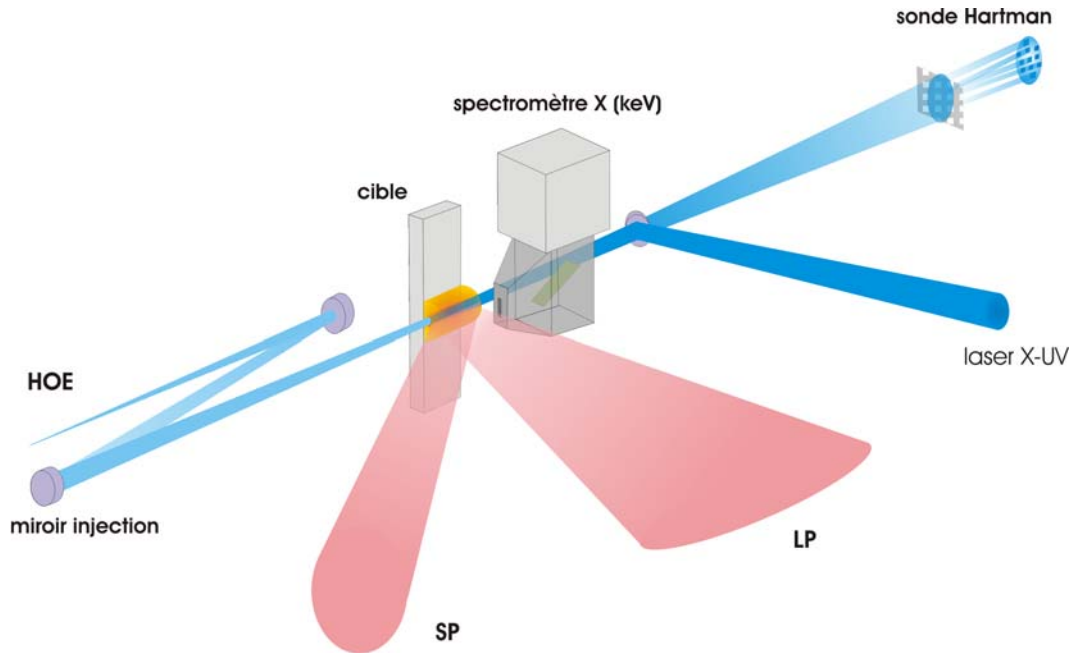


FIG. 5.1 – Représentation schématique d'un prototype d'un laser X-UV injecté avec diagnostics *in situ*. Le faisceau harmonique (HOE) est injecté grâce à deux miroirs multicouches en incidence quasi-normale. L'amplificateur plasma X-UV est généré par deux impulsions laser : une impulsion longue crée le pré-plasma (LP) qui pompé en incidence rasante par une impulsion courte (SP). Le spectromètre fonctionnant dans une gamme de longueur d'onde permet de résoudre les raies de résonances des ions lasants et ions voisins. Une sonde Hartmann permet d'enregistrer la déformation du front d'onde du faisceau harmoniques traversant l'amplificateur.

Comme nous l'avons montré au cours des études tant numériques qu'expérimentales, les propriétés du milieu amplificateur dépendent pour l'essentiel du pré-plasma. Par ailleurs, nous avons noté que le pompage en incidence rasante dépend de la distribution de densité du pré-plasma. Le problème du couplage de l'impulsion de pompe avec le pré-plasma est complexe. Une optimisation fine passe par la connaissance d'une part de la distribution de densité électronique transverse à l'axe d'amplification et d'autre part de l'état d'ionisation du pré-plasma, et plus particulièrement de la distribution d'ions lasants.

Dans le cas de l'utilisation d'un laser X-UV pompé en incidence rasante en régime injecté, le faisceau sonde peut être utilisé pour caractériser le pré-plasma et permettre l'optimisation de l'amplificateur.

Une caractérisation de la distribution de densité peut être effectuée par différentes méthodes. Une première méthode est la mesure de la déformation du front d'onde du faisceau sonde harmonique (HOE) par la technique Hartmann caractérisant les gradients de densité électronique transverses du pré-plasma. Le front d'onde du faisceau sonde harmoniques est mesuré sans plasma. En raison de la stabilité du front d'onde généré pour des conditions de génération donné [?] une deuxième mesure permet de mesurer les déformations du front d'onde dues aux gradients de densité électronique transverse à l'axe de propagation [8]. Une autre méthode est la déflectométrie X-UV ou infrarouge [27] (en utilisant le faisceau laser de pompe générant les harmoniques). La déviation du faisceau sonde par rapport à la surface de la cible en sortie de la colonne de plasma nous renseigne sur la structure des gradients du pré-plasma.

Pour l'état d'ionisation du pré-plasma, les raies de résonances des ions molybdène nickelloïdes se situant dans une gamme de longueur d'onde comprise entre 3 nm et 6 nm, l'utilisation de spectromètre à cristal est rendu peu évidente en rapport à la distance inter-réticulaire dans les cristaux classiques (au maximum 13 nm pour le KAP par exemple). En outre, les réseaux à transmission très dispersifs (plus de 4000 l/mm) permettant de résoudre spectralement les raies de résonance ne sont pas distribués industriellement. Ce problème est rencontré avec les ions nickelloïdes essentiellement. Pour les ions néonoïdes les raies de résonances se situent à des longueurs d'onde plus courtes et donc accessibles avec des spectromètres à cristal tel que le KAP ou TAP. Dans le cas d'un amplificateur laser X-UV basé sur un ion nickelloïde on peut utiliser une alternative intéressante. Il s'agit d'utiliser deux optiques fortement chromatiques, comme les lentilles de Fresnel [6, chap. 7], couplées entre elles afin d'obtenir une image monochromatique du pré-plasma à la longueur d'onde d'une raie d'émission de l'ion lasant. Notons que ce diagnostic peut fournir une image à deux dimensions de la zone où se trouve les ions lasants. Si l'on se place dans le cas d'un ion néonoïde, une lentille de Fresnel peut être couplé à un élément dispersif afin d'obtenir une image du pré-plasma à deux dimensions. L'étude d'un tel dispositif est en cours en collaboration avec le LOA, l'IXO (Institute for X-ray Optics de Remagen) et l'équipe de métrologie X-UV de SOLEIL et pourrait être testé prochainement sur *LASERIX*.

Des développements ont d'ores et déjà réalisés pour améliorer la maîtrise de la création du pré-plasma. Le système de génération de pré-impulsion utilisé pour l'expérience présentée au chapitre 3 a été amélioré (voir Annexe A). Un système optique de mise en forme du profil transverse de la ligne focale a été développée avec F. Plé pour obtenir

des profils super-gaussien d'ordre élevé (voir Annexe A).

Une optimisation récursive du profil de densité et de la distribution d'ions lasants permettra d'obtenir un pré-plasma idéal pour l'injection d'harmoniques et permettra également en régime ASE de mieux comprendre le couplage de l'impulsion de pompe avec le pré-plasma. Posséder des mesures *in situ* des caractéristiques du pré-plasma devrait permettre de pouvoir contrôler des paramètres clefs pour l'amplification d'harmoniques d'ordres élevés dans un plasma laser X-UV comme la fluence de saturation (profil spectral de la raie laser X-UV) et la surface effective de la zone amplificatrice.

L'ensemble de ce travail de développement et d'optimisation des sources laser X-UV sera rendu particulièrement confortable avec l'installation LASERIX, compte tenu de la cadence de tir et de la configuration multi-faisceaux modulable. Par ailleurs, la limite que l'équipe LXA du LIXAM a rencontré par le passé quant à la possibilité de mener des investigations détaillées d'expériences d'applications, comme illustré au chapitre 5 devrait aussi être levée.

Ainsi, ces perspectives ouvrent définitivement la voie d'une nouvelle aire dans le développement et l'utilisation des lasers X-UV.

# Bibliographie

- [1] Y. Abou-Ali, Tallents G.J., Edwards M., King R.E., Pert G.J., Pestehe S.J., Strati F., Keenan R., Lewis C.L.S., Topping S., Guilbaud O., Klisnick A., Ros D., Clarke R., Neely D., Notley M., and Demir A. Measurement of the duration of x-ray lasing pumped by an optical laser pulse of picosecond duration. *Optics Communications*, 215 :397–406, 2003.
- [2] Y. Abou-Ali, G. J. Tallents, M. H. Edwards, R. Keenan, S. J. Topping, C. L. S. Lewis, O. Guilbaud, A. Klisnick, and D. Ros. Measurement of gain duration for ne-like ni and ni-like ag. volume 641, pages 3–8. AIP, 2002.
- [3] Y. V. Afanas'ev and V. N. Shlyapsev. Formation of a population inversion of transitions in ne-like ions in steady-state and transient plasmas. *Sov. J. Quantum Electron.*, 19 :1606, 1989.
- [4] F. Albert, D. Joyeux, P. Jaeglé, A. Carillon, J.P. Chauvineau, G. Jamelot, A. Klisnick, J.C. Lagron, D. Phalippou, D. Ros, S. Sebban, and Ph. Zeitoun. *Opt. commun.*, 142(184), 1997.
- [5] F. Albert, Ph. Zeitoun, P. Jaeglé, D. Joyeux, M. Boussockaya, A. Carillon, S. Hubert, G. Jamelot, A. Klisnick, D. Phalippou, J.C. Lagron, D. Ros, S. Sebban, and A. Zeitoun Fakiris. *Phys. Rev. B -Condensed-Matter*, 60(15) :11089, 1999.
- [6] D. Attwood. *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation : Principles and Applications*. UC Berkeley, 2005.
- [7] S . Azteni. *Introduction to Laser-Plasma interactions and its applications, in Atoms, Solids and Plasmas in Super-Intense Laser Fields*. Kluwer academic Plenum publisher, 2001.
- [8] K. L. Baker, J. Brase, M. Kartz, S. S. Olivier, B. Sawvel, and J. Tucker. The use of a shack hartmann wave front sensor for electron density characterization of high density plasmas. *Rev. Sci. Inst.*, 73(11) :3784, 2002.
- [9] H.A. Baldis, E.M. Campbell, and W.L. Kruer. *Laser plasma interactions.*. 1990.



- [10] Jürg E. Balmer, Riccardo Tommasini, and Frank Löwenthal. Saturation in neon- and nickel-like collisional soft-x-ray lasers at low pump energy. *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, 5(6) :1435, december 1999.
- [11] C. Bamdad. A dna self-assembled monolayer for the specific attachment of unmodified double- or single-stranded dna. *Biophysical Journal*, 75 :1997–2003, 1998.
- [12] M.J. Berger and P. Colella. Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics. *J. Comput. Phys.*, 82 :64–84, 1989.
- [13] T. Boehly, M. Russotto, R. S. Craxton, R. Epstein, B. Yaakobi, L. B. Da Silva, J. Nilsen, E. A. Chandler, D. J. Fields, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, J. H. Scofield, and G. Shimkaveg. Demonstration of a narrow-divergence x-ray laser in neonlike titanium. *Phys. Rev. A*, 42(11) :6962–6965, Dec 1990.
- [14] L. Bonnet and S. Jacquemot. Efficiency improvements of ne-like collisional x-ray laser scheme. In S. Svanberg and C.-G. Wahlström, editors, *X-ray lasers conference 1996*, number 151 in Inst. Phys. Conf. ser., page 53. IOP, 1996.
- [15] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, 7 edition, 1999.
- [16] S. I. Braginsky. *Review of Plasma Physics*. Tome 1. M.A. Leontovich, 1963.
- [17] A. Carillon, H. Z. Chen, P. Dhez, L. Dwivedi, J. Jacoby, P. Jaegle, G. Jamelot, Jie Zhang, M. H. Key, A. Kidd, A. Klisnick, R. Kodama, J. Krishnan, C. L. S. Lewis, D. Neely, P. Norreys, D. O Neill, G. J. Pert, S. A. Ramsden, J. P. Raucourt, G. J. Tallents, and J. Uhomoihi. Saturated and near-diffraction-limited operation of an xuv laser at 23.6 nm. *Phys. Rev. Lett.*, 68(19) :2917–2920, 1992.
- [18] K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, F. Plé, G. Jamelot, A. Klisnick, O. Lundh, F. Lindau, C.-G. Wahlström, S. de Rossi, D. Joyeux, B. Zielbauer, and T. Kuehl. Optimization towards high average brightness soft x-ray laser pumped in grazing incidence. *Opt. Lett.*, 32(2), 2006.
- [19] K. Cassou, D. Ros, S. Kazamias, A. Klisnick, G. Jamelot, O. Guilbaud, B. Rus, M. Kozlová, J. Polan, A.R. Präg, M. Stupka, G. Eot-Houllier, E. Sage, M. Begusová, V. Stísová, M.-A.H. du Penhoat, A. Touati, and A. Chétioui. Étude des dommages induits dans l’adn par irradiation laser x-uv à 21.2 nm. *J. Phys. IV*, 127 :117, 2005.



- [20] K. Cassou, Ph. Zeitoun, P. Velarde, F. Roy, F. Ogando, M. Fajardo, G. Faivre, and D. Ros. Transverse spatial improvement of a transiently pumped soft-x-ray amplifier. *Phys. Rev. A*, 74 :110609, 2006.
- [21] Cauble, R., Da Silva, L. B., Barbee, T. W., Jr., Celliers, P., Decker, C., London, R. A., Moreno, J. C., Trebes, J. E., Wan, A. S., Weber, and F. Simultaneous measurement of local gain and electron density in x-ray lasers. *Science*, 273(5278) :1093–1096, 1996.
- [22] R. Cauble, L.B. Da Silva, R.J. Barbee, J.C. Moreno, and A. Wan. Micron-resolution radiography of laser-accelerated and x-ray heated foils with an x-ray laser. *Phys. Rev. Lett.*, 74(19) :3816–3819, May 1995.
- [23] N. M. Ceglio, D. G. Stearns, D. P. Gaines, A. M. Hawryluk, and J. E. Trebes. Multipass amplification of soft x rays in a laser cavity. *Opt. Lett.*, 13 :108–110, February 1988.
- [24] J.-C. Chanteloup, E. Salmon, C. Sauteret, A. Migus, P. Zeitoun, A. Klisnick, A. Carillon, S. Hubert, D. Ros, P. Nickles, and M. Kalachnikov. Pulse-front control of 15-tw pulses with a tilted compressor, and application to the subpicosecond traveling-wave pumping of a soft-x-ray laser. *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics, Volume 17, Issue 1, January 2000, pp.151-157*, 17 :151–157, January 2000.
- [25] D. H. Charlton, H. Nikjoo, and J. L. Humm. Calculation of initial yields of single- and double-strand breaks in cell nuclei from electrons, protons and alpha particles. *Int. J. Radiat. Biol.*, 56(1) :1, 1989.
- [26] W. N. Chen, S.S. Wang, C. S. Mao, B. Chen, and A.F. Xu. In *Technical Series Digest 7*, CLEO-90, 1990.
- [27] M.-C. Chou, P.-H. Lin, H.-E. Tsai, D.-L. Chen, C.-H. Lee, J.-Y. Lin, J. Wang, and S.-Y. Chen. Characterization and control of plasma density distribution for the development of solid-target x-ray lasers. *Phys. Rev. E*, 72 :026407, 2005.
- [28] L. B. Da Silva, J. E. Trebes, R. Balhorn, S. Mrowka, E. Anderson, D. T. Attwood, T. W. Barbee, J. Brase, M. Corzett, and J. Gray. X-ray laser microscopy of rat sperm nuclei. *Science*, 258(5080) :269–271, Oct 1992.
- [29] L. B. Da Silva, J. E. Trebes, S. Mrowka, T. W. Barbee, J. Brase, J. A. Koch, R. A. London, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, D. Minyard, G. Stone, T. Yorkey, E. Anderson, D. T. Attwood, and D. Ker. Demonstration of x-ray microscopy with an x-ray laser operating near the carbon k edge. *Opt. Lett.*, 17(10) :754, 1992.

- [30] H. Daido, Y. Kato, K. Murai, S. Ninomiya, R. Kodama, G. Yuan, Y. Oshikane, M. Takagi, H. Takabe, and F. Koike. Efficient soft x-ray lasing at 6 to 8 nm with nickel-like lanthanide ions. *Phys. Rev. Lett.*, 75(6) :1074–1077, Aug 1995.
- [31] H. Daido, S. Ninomiya, T. Imani, R. Kodama, M. Takagi, Y. Kato, K. Murai, J. Zhang, Y. You, and Y. Gu. Nickellike soft-x-ray lasing at the wavelengths between 14 and 7.9 nm. *Opt. Lett.*, 21 :958–960, July 1996.
- [32] H. Daido, S. Ninomiya, T. Imani, Y. Okaichi, M. Takagi, R. Kodama, H. Takabe, Y. Kato, F. Koike, J. Nilsen, and K. Murai. Atomic number scaling of the nickel-like soft x-ray lasers. *International Journal of Modern Physics B*, 11(8) :945–990, 1997.
- [33] M. A. Hervé du Penhoat *et al.* Ionisation en couche interne et effet biologique des rayonnements. *J. Chim. Phy.*, 94 :230, 1997.
- [34] M. A. Hervé du Penhoat *et al.* Lethal effect of carbon-k photoionisation in v79-cell nuclei : experimental method and theoretical analysis. *Rad. Res.*, 151 :649–658, 1999.
- [35] J. Dunn, Y. Li, A. L. Osterheld, J. Nilsen, J. R. Hunter, and V. N. Shlyaptsev. Gain saturation regime for laser-driven tabletop, transient ni-like ion x-ray lasers. *Phys. Rev. Lett.*, 84(21) :4834–4837, May 2000.
- [36] M. H. Edwards, D. Whittaker, P. Mistry, N. Booth, G. J. Pert, G. J. Tallents, B. Rus, T. Mocek, M. Koslova, C. McKenna, A. Delsierieys, C. L. S. Lewis, M. Notley, and D. Neely. Opacity measurements of a hot iron plasma using an x-ray laser. *Physical Review Letters*, 97(3) :035001, 2006.
- [37] R. C. Elton. Extension of 3p-3s ions lasers into the vacuum ultraviolet region. *Applied Optics*, 14 :97–101, 1975.
- [38] A. Chétioui *et al.* Possible role of inner-shell ionization phenomena in cell inactivation by heavy ions. *Int. J. Radiat. Bio.*, 65 :511–512, 1994.
- [39] A. L’Hoir *et al.* Ionisation en couche interne et effet biologique. *J. Chim. Phy.*, 95 :812, 1997.
- [40] B. Fayard *et al.* *Radiat. Res.*, 157, 2002.
- [41] B. Rus *et al.* Multimillijoule, highly coherent x-ray laser at 21 nm operating in deep saturation through double pass amplification. *Phys. Rev. A*, 66 :063806, 2002.
- [42] C. Giustrani *et al.* *J. Chim. Phys.*, 157 :132–137, 1999.

- [43] D. T. Goodhead *et al.* Track structure analysis illustrating the prominent role of low energy electrons in radiobiological effects of low-let radiations. *Int. J. Radiat. Biol.*, 36 :229–238, 1991.
- [44] J. J. Butts *et al.* Theory of rbe for heavy ion bombardment of dry enzymes and viruses. *Radiat. Res.*, 30 :855–871, 1967.
- [45] M. Folkard *et al.* *Int. J. Radiat. Biol.*, 76 :881–890, 1995.
- [46] P. Velarde *et al.* *J. Comp. Phys.*, 108(27), 1993.
- [47] P.M. Scheizer *et al.* *Int. J. Radiat. Biol.*, 6 :561–567, 1994.
- [48] S. G. Swart *et al.* *Int. J. Radiat. Biol.*, 43 :262–278, 1998.
- [49] R. Sigel *et al.* X-rays from laser plasmas. In M. C. Richardson, editor, *Proc. SPIE*, volume 831, page 25, 1988.
- [50] B. Fayard. *Cassures d'ADN induites par ionisation en couche interne et leurs conséquences biologiques*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, Paris, 1999.
- [51] D. J. Fields, R. S. Walling, G. M. Shimkaveg, B. J. MacGowan, L. B. Da Silva, J. H. Scofield, A. L. Osterheld, T. W. Phillips, M. D. Rosen, D. L. Matthews, W. H. Goldstein, and R. E. Stewart. Observation of high gain in ne-like ag lasers. *Phys. Rev. A*, 46(3) :1606–1609, Aug 1992.
- [52] J. Filevich, J. J. Rocca, E. Jankowska, E. C. Hammarsten, K. Kanizay, M. C. Marconi, S. J. Moon, and V. N. Shlyaptsev. Two-dimensional effects in laser-created plasmas measured with soft-x-ray laser interferometry. *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, 67(5) :056409, 2003.
- [53] E. Fill, J. Bayerl, and R. Tommasini. A novel tape target for use with repetitively pulsed lasers. *Review of Scientific Instruments*, 73 :2190–2192, May 2002.
- [54] E. E. Fill. Ray trajectories in line focused laser plasma. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(6) :1505, 1997.
- [55] B.D. Ganapol and G.C. Pomraning. On the use of rosseland and planck mean absorption coefficients in the non-equilibrium radiative transfer equation. *J. Quant. Spec. Rad. Tr.*, 37(3) :297, 1987.
- [56] J. Gauthier. *Comparison of soft computing systems for the post-calibration of weather radar*. PhD thesis, Université Paris Sud, Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, France, 2005.

- [57] O. Guilbaud. *Études et applications des propriétés de cohérence des lasers X-UV à pompe transitoire*. Physique des plasmas, Université Paris XI, Orsay, décembre 2005.
- [58] O. Guilbaud, A. Klisnick, K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, G. Jamelot, D. Joyeux, and D. Phalippou. Origin of microstructures in picosecond x-ray laser beams. *Europhys. Lett.*, 74(5) :823–829, June 2006.
- [59] O. Guilbaud, A. Klisnick, D. Joyeux, D. Benredjem, K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, D. Phalippou, G. Jamelot, and C. Möller. Longitudinal coherence and spectral profile of a nickel-like silver transient soft x-ray laser. *Eur. Phys. J. D.*, 40 :125, 2006.
- [60] Daido H. Review of soft x-ray laser researches and developments. *Reports on Progress in Physics*, 65 :1513–1576(64), 2002.
- [61] S. Heinbuch, M. Grisham, D. Martz, and J.J. Rocca. Demonstration of a desk-top size high repetition rate soft x-ray laser. *Optics Express*, 13(11) :4050, 2005.
- [62] M. J. Herbst, J. Grun, J. Gardner, J. A. Stamper, F. C. Young, S. P. Obenschain, E. A. McLean, and B. H. Ripin. Variation of laser absorption with plasma scale length in long-scale-length plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 52(3) :192–195, Jan 1984.
- [63] K. Hieda. Dna damage induced by vacuum and soft x-ray photons from synchrotron radiation. *Int. J. of Rad. Biol.*, 66(5) :561, 1994.
- [64] S. Jacquemot. Theory of ne-like collisional x-ray lasers. In David C. Eder and Dennis L. Matthews, editors, *X-ray lasers conference 1994*, volume 332 of *AIP conferences*, page 279. AIP, 1994.
- [65] P. Jaegle, S. Sebban, A. Carillon, G. Jamelot, A. Klisnick, P. Zeitoun, B. Rus, M. Nantel, F. Albert, and D. Ros. Ultraviolet luminescence of csi and cscl excited by soft x-ray laser. *Journal of Applied Physics*, 81(5) :2406–2409, 1997.
- [66] Pierre Jaegle. *Coherent Sources of Xuv Radiation : Soft X-Ray Lasers and High-Order Harmonic Generation*. Springer-Verlag New York Inc., New York, NY, 2005.
- [67] G. Jamelot, D. Ros, A. Carillon, B. Rus, T. Mocek, M. Kozlová, A.R Präg, D. Joyeux, D. Phalippou, M. Boussoukaya, M. Kalmykow, F. Ballester, and J E. Jacques. *J. Appl. Phys.*, 98(044308), 2005.
- [68] K. A. Janulewicz, A. Lucianetti, G. Priebe, W. Sandner, and P. V. Nickles. Saturated ni-like ag x-ray laser at 13.9 nm pumped by a single picosecond laser pulse. *Phys. Rev. A*, 68 :051802, 2003.

- [69] K. A. Janulewicz, P. V. Nickles, R. E. King, and G. J. Pert. Influence of pump pulse structure on a transient collisionally pumped ni-like ag x-ray laser. *Phys. Rev. A*, 70(1) :013804, 2004.
- [70] K. A. Janulewicz, J. Tummler, G. Priebe, and P. V. Nickles. Plasma-kinetics perspective on a collisional ni-like x-ray laser pumped by a single profiled laser pulse. *Phys. Rev. A*, 72(4) :043825, 2005.
- [71] Raymond F. Smith Joseph Nilsen, James Dunn and Troy W. Barbee. Two-dimensional imaging and modeling of the 14.7 nm ni-like pd x-ray laser. *JOSA B*, 20(1) :191, 2003.
- [72] Libor Juha, Josef Krsa, Andrea Cejnarova, Dagmar Chvostova, Vladimír Vorlí-mageek, and Ryszard Sobierajski Jacek Krzywinski, Andrzej Andrejczuk, Marek Jurek, and Dorota Klinger. Ablation of various materials with intense xuv radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 507 :577, 2003.
- [73] Karel Jungwirth, Karel Rohlena, Jiri Ullschmied, A. Cejnarova, Libor Juha, M. Kozlova, Bozena Kralikova, Josef Krasa, E. Krousky, P. Kubat, Leos Laska, Karel Masek, Tomas Mocek, Miroslav Pfeifer, A. R. Prag, Oldrich Renner, Bedrich Rus, P. Severova, Jiri Skala, Petr Straka, and Hana Turcicova. Prague asterix laser system (pals) - results and upgrades. In Oleg N. Krokhin, Sergey Y. Gus'kov, and Yury A. Merkul'ev, editors, *Proceedings. SPIE*, 2003.
- [74] M. P. Kalachnikov, P. V. Nickles, M. Schnürer, W. Sandner, V. N. Shlyaptsev, C. Danson, D. Neely, E. Wolfrum, J. Zhang, A. Behjat, A. Demir, G. J. Tallents, P. J. Warwick, and C. L. S. Lewis. Saturated operation of a transient collisional x-ray laser. *Phys. Rev. A*, 57(6) :4778–4783, Jun 1998.
- [75] S. Kazamias. Conception and design of a focusing system for the laserix project. rapport interne, 2006.
- [76] S. Kazamias, K. Cassou, O. Guilbaud, A. Klisnick, D. Ros, F. Plé, G. Jamelot, B. Rus, M. Koslová, M. Stupka, T. Mocek, D. Douillet, P. Zeitoun, D. Joyeux, and D. Phalippou. Homogeneous focusing with a transient soft x-ray laser for irradiation experiments. *Opt. Comm.*, 263 :98–104, jul 2006.
- [77] Sophie Kazamias. *Optimisation d'une source d'harmoniques d'ordres élevés pour l'optique non-linéaire dans l'extrême UV*. PhD thesis, l'ECOLE POLYTECHNIQUE, janvier 2003.
- [78] R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, R. F. Smith, and V. N. Shlyaptsev. High-repetition-rate grazing-incidence pumped x-ray laser operating at 18.9 nm. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :103901, march 2005.

- [79] R. Keenan, C. L. S. Lewis, J. S. Wark, and E. Wolfrum. Measurement of the xuv transmission of aluminium with a soft x-ray laser. *J. Phys. B. :At. Mol. Opt. Phys.*, 35 :447, 2002.
- [80] A. Klisnick, J. Kuba, D. Ros, R. Smith, G. Jamelot, C. Chenais-Popovics, R. Keenan, S. J. Topping, C. L. S. Lewis, F. Strati, G. J. Tallents, D. Neely, R. Clarke, J. Collier, A. G. MacPhee, F. Bortolotto, P. V. Nickles, and K. A. Janulewicz. Demonstration of a 2-ps transient x-ray laser. *Phys. Rev. A*, 65(3) :033810, Feb 2002.
- [81] A. Klisnick, P. Zeitoun, D. Ros, A. Carillon, P. Fourcade, S. Hubert, G. Jamelot, C. L. S. Lewis, A. G. Mac Phee, R. M. N. Rourcke, R. Keenan, P. V. Nickles, K. Janulewicz, M. Kalashnikov, J. Warwick, J.-C. Chanteloup, A. Migus, E. Salmon, C. Sauteret, , and J. P. Zou. Transient pumping of a ni-like ag x-ray laser with a subpicosecond pump pulse in a traveling-wave irradiation geometry. *JOSA B*, 17 :1093, 2000.
- [82] Annie Klisnick, Jaroslav Kuba, David Ros, Antoine Carillon, Gerard Jamelot, Raymond Smith, Federico Strati, Gregory J. Tallents, R. Keenan, S. Topping, Ciaran L. S. Lewis, Peter V. Nickles, Karol A. Janulewicz, Fulvia Bortolotto, David Neely, R. J. Clarke, J. L. Collier, Andrew G. MacPhee, Claude J. Chenais-Popovics, Jean-Christophe Chanteloup, Denis Joyeux, Daniel Phalippou, Hiroyuki Daido, and Huajing Tang. Temporal and far-field characterization of the transient ni-like ag x-ray laser under traveling-wave irradiation. volume 4505, pages 75–84. SPIE, 2001.
- [83] R. Kodama, D. Neely, Y. Kato, H. Daido, K. Murai, G. Yuan, A. MacPhee, and C. L. S. Lewis. Generation of small-divergence soft x-ray laser by plasma waveguiding with a curved target. *Phys. Rev. Lett.*, 73(24) :3215–3218, Dec 1994.
- [84] William L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Westview Press, 2003.
- [85] A. Bruce Langdon. Nonlinear inverse bremsstrahlung and heated-electron distributions. *Phys. Rev. Lett.*, 44(9) :575–579, Mar 1980.
- [86] M. A. Larotonda, Y. Wang, M. Berrill, B. M. Luther, J. J. Rocca, M. M. Shakya, S. Gilbertson, and Z. Chang. Pulse duration measurements of grazing-incidence-pumped high repetition rate ni-like ag and cd transient soft x-ray lasers. *Opt. Lett.*, 31(20) :3043, 2006.
- [87] R. Li, T.i Ozaki, T. Kanai, and H. Kuroda. Proposal of a longitudinally pumped saturated ni-like mo ion x-ray laser at 18.9 nm. *Phys. Rev. E*, 57 :7093, june 1998.

- [88] R. Li and Z. Xu. Highly efficient transient collisional excitation x-ray laser in ni-like mo ions. *J. Phys. IV*, 11(PR2) :27, 2000.
- [89] Y. Li, J. Dunn, J. Nilsen, T. W. Barbee, A. L. Osterheld, and V.N. Shlyaptsev. Saturated tabletop x-ray laser system at 19 nm. *JOSA B*, 17(6) :1098, 2000.
- [90] Yuelin Li, Peixiang Lu, Georg Pretzler, and Ernst E. Fill. Lasing in neonlike sulphur and silicon. *Opt. Commun.*, 133 :196–200, 1997.
- [91] Yuelin Li, Joseph Nilsen, James Dunn, Albert L. Osterheld, Alexander Ryabtsev, and Sergey Churilov. Wavelengths of the ni-like  $4d^1s_0 \sim 4p^1p_1$  x-ray laser line. *Phys. Rev. A*, 58(4) :R2668–R2671, Oct 1998.
- [92] Yuelin Li, Georg Pretzler, Peixiang Lu, and Ernst E. Fill. Study of ne- and ni-like x-ray lasers using the prepulse technique. *Phys. Plasmas*, 4(2) :479, february 1997.
- [93] J. Limpouch, A. B. Iskakov, K. Masek, K. Rohlena, I. G. Lebo, and V.F. Tishkin. Transverse structures in corona of nonuniformly irradiated solid targets. *Laser and Particle Beams*, 20 :93–99, January 2002.
- [94] J.-Y. Lin. Investigations of transient ne-like fe x-ray lasers pumped by femtosecond laser system. *Jpn. Appl. Phys.*, 40(4A) :2282, april 2001.
- [95] F. Lindau, O.lundh, C. G. Walhström, K.Cassou, and S. Kazamias. article en préparation. *Applied Physic B.*, 2006.
- [96] G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy, and M. L. Spaeth. Generalized linford formula. *Appl. Opt.*, 13 :379390, 1974.
- [97] G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy, and M. L. Spaeth. Modeling of the influence of the driving laser wavelength on the beam quality of transiently pumped x-ray lasers. *Opt. Commun.*, 219 :333, 2003.
- [98] R. A. London. Development of coherent x ray lasers. *APS Meeting Abstracts*, pages 16–20, dec 1992.
- [99] Peixiang Lu, Ernst Fill, Yuelin Li, Joachim Maruhn, and Georg Pretzler. Spatial coherence of prepulse-induced neonlike x-ray lasers. *Phys. Rev. A*, 58(1) :628, july 1998.
- [100] X. Lu, Y.J. Li, Y. Cang, K. Li, and J. Zhang. Simulation study of a ne-like ti x-ray laser at 32.6nm driven by femtosecond laser pulses. *Phys. Rev. A*, 67 :013810, 2003.



- [101] L. Lunéville. Méthode multibande aux ordonnées discrètes . formalisme et résultats. Technical report, Notes du Cea - N2832, 1998.
- [102] B. M. Luther, Y. Wang, M. A. Larotonda, D. Alessi, M. Berrill, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, and J. J. Roca. Saturated high-repetition-rate 18.9-nm tabletop laser in nickellike molybdenum. *Optics Letters*, 30(2) :165, january 2005.
- [103] B. J. MacGowan, S. Maxon, P. L. Hagelstein, C. J. Keane, R. A. London, D. L. Matthews, M. D. Rosen, J. H. Scofield, and D. A. Whelan. Demonstration of soft x-ray amplification in nickel-like ions. *Phys. Rev. Lett.*, 59(19) :2157–2160, Nov 1987.
- [104] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, and T. A. Weaver. Demonstration of a soft x-ray amplifier. *Phys. Rev. Lett.*, 54(2) :110–113, Jan 1985.
- [105] C.-E. Max. Physics of laser fusion. volume 1 : Theory of the coronal plasma in laser-fusion targets. *Physics Laser Fusion*, 1, dec 1981.
- [106] S. Maxon, P. Hagelstein, B. MacGowan, R. London, M. Rosen, J. Scofield, S. Dalhed, and M. Chen. Calculation and design of a ni-like eu soft-x-ray laser. *Phys. Rev. A*, 37(6) :2227–2230, 1988.
- [107] C. De Michelis and M. Mattioli. *Nucl. Fusion*, 21 :677, 1981.
- [108] D. Mihalas. *Foundations of Radiations Hydrodynamics*. Oxford University Press, 1984.
- [109] T. Mocek, B. Rus, A. R. Präg, M. Kozlová, G. Jamelot, A. Carillon, and D. Ros. Beam properties of a deeply saturated, half-cavity zinc soft-x-ray laser. *J. O. S. A. B Optical Physics*, 20 :1386–1391, June 2003.
- [110] G. Mourou and D. Strickland. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Comm.*, 55(6) :447, 1985.
- [111] P.A. Naik, S.R. Kumbhare, V. Arora, R.A. Joshi, and P.D. Gupta. A new technique for obtaining uniform intensity line focus of gaussian laser beams. *Opt. Commun.*, 223 :137–142, 2003.
- [112] P. Neumayer, W. Seelig, K. Cassou, A. Klisnick, D. Ros, D. Ursescu, T. Kuehl, S. Borneis, E. Gaul, W. Geithner, C. Haefner, and P. Wiewior. Transient collisionally excited x-ray laser in nickel-like zirconium pumped with the phelix laser facility. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 78(7) :957, 2004.



- [113] Paul Neumayer. *Ein transienter Röntgenlaser zur Laserspektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen*. PhD thesis, Universität Darmstadt, Darmstadt, 2003.
- [114] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will, and W. Sandner. Short pulse x-ray laser at 32.6 nm based on transient gain in ne-like titanium. *Phys. Rev. Lett.*, 78(14) :2748–2751, Apr 1997.
- [115] Shuming Nie, Eiichi Tamiya, and Edward S. Yeung, editors. *Probing protein : DNA interactions using a uniform monolayer of DNA and surface plasmon resonance*, volume 3922. SPIE, 2000.
- [116] J. Nilsen, B. J. MacGowan, L. B. Da Silva, and J. C. Moreno. Prepulse technique for producing low z- ne-like x-ray lasers. *Phys. Rev. A*, 48(8) :4682, december 1993.
- [117] Joseph Nilsen, Yuelin Li, and James Dunn. Modeling picosecond-laser-driven neonlike titanium x-ray laser experiments. *JOSA B*, 17(6) :1084, 2000.
- [118] E. Oliva, P. Velarde, K. Cassou, and Ph. Zeitoun. 2d ray-tracing based on cohen-sutherland algorithm. In adding to Inverse Bremsstrahlung absorption, resonant absorption has been implemented.
- [119] T. Ozaki, R. A. Ganeev, A. Ishizawa, T. Kanai, and H. Kuroda. Highly directive 18.9 nm nickel-like molybdenum x-ray laser operating at 150 mj pump energy. *Phys. Rev. Lett.*, 89(25) :253902–1, december 2002.
- [120] T. Ozaki, H. Nakano, and H. Kuroda. Prepulse-produced plasma waveguide for longitudinally pumped nickellike molybdenum x-ray lasers. *JOSA B*, 19(6) :1335, 2002.
- [121] G.-J. Pert. Optimizing the performance of nickel-like collisionally pumped x-ray lasers. *Phys. Rev. A*, 73 :033809, 2006.
- [122] A.R. Präg, T. Mocek, M. Kozlová, B. Rus, and K. Rohlena. Statistical investigations of the beam stability of the double-pass amplified zinc soft x-ray laser at 21.2 nm. *Eur. Phys. J. D.*, 26 :59, 2003.
- [123] R. Ramis, R. SCHMALTZ, and J. M. Ter-Vehn. Multi - a computer code for one- dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Comp. Phys. Comm.*, 49 :475, 1988.
- [124] D. Ress, L. B. Dasilva, R. A. London, J.E. Trebes, S. Mrowka, R. J. Procassini, T.W. Barbee, Jr., and Lehr D.E. Measurement of laser-plasma electron density with a soft x-ray laser deflectometer. *Science*, 265 :514–517, July 1994.

- [125] J. J. Rocca. Table-top soft x-ray lasers. *Rev. Sci. Instr.*, 70(10) :3799, 1999.
- [126] D. Ros. *Extension du schéma de pompage aux ions nickelloïdes. Réalisation d'un laser X-UV à 13.9nm*. PhD thesis, Université Paris Sud, 1998.
- [127] I. N. Ross, J. Boon, R. Corbett, A. R. Damerell, P. Gottfeldt, C. J. Hooker, M. H. Key, G. P. Kiehn, C. L. S. Lewis, and O. Willi. Design and performance of a new line focus geometry for x-ray laser experiments. *Applied Optics*, 26(9) :1584, 1987.
- [128] B. Rus. *Pompage collisionnel du zinc néonoïde : laser X-UV à 21.2nm. Saturation, polarisation, cohérence des lasers X-UV*. PhD thesis, Université Paris XI, Orsay, Janvier 1995.
- [129] B. Rus, A. Carillon, B. Gauthe, P. Goettkindt, P. Jaegle, G. Jamelot, A. Klisnick, A. Sureau, and P. Zeitoun. Observation of intense soft-x-ray lasing at the  $j = 0$  to  $j = 1$  transition in neonlike zinc. *JOSA B*, 11(4) :564, 1994.
- [130] B. Rus, T. Mocek, A.R. Präg, M. Kozlová, M. Hudecek, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, J.C. Lagron, D. Joyeux, and D. Phalippou. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 44(207) :23, 2002.
- [131] B. Rus, P. Zeitoun, T. Mocek, S. Sebban, M. Kálal, A. Demir, G. Jamelot, A. Klisnick, B. Kràliková, J. Skála, and G. J. Tallents. Investigation of zn and cu prepulse plasmas relevant to collisional excitation x-ray lasers. *Phys. Rev. A*, 56(5) :4229, november 1997.
- [132] Bedrich Rus, Gerard Jamelot, Herve Bercegol, Michaela Kozlova, Tomas Mocek, Pavel Homer, Jiri Polan, Michal Stupka, Kevin Cassou, Sophie Kazamias, Annie Klisnick, David Ros, Colin Danson, and Steve Hawkes. In Ernst E. Fill, editor, *Soft x-ray lasers and applications*.
- [133] U. Schnars and W. Juptner. *Digital holography*. Springer, Berlin, 2005.
- [134] S. Sebban. *Lasers collisionnels X-UV à ions néonoïdes. Etude du milieu amplificateur et optimisation du pompage. Application : luminescence induite par un laser à 21,2 nm*. PhD thesis, Université Paris VII, 1997.
- [135] Francisco Ogando Serrano. *Resolución Numérica de la Ecuación de Transporte de Radiación en Malla Adaptativa Refnada Multidimensional*. PhD thesis, Universidad Politécnica de Madrid, Madrid, 2004.
- [136] V. N. Shlyaptsev, J. Dunn, S. Moon, A. L. Osterheld, J. J. Rocca, F. Detering W. Rozmus, J. P. Matte, H. Fiedorowicz, A. Bartnik, and M. Kanouff. Numerical modeling of table-top x-ray laser. *LLNL Reports*, 148114.

- [137] R. Smith, G. J. Tallents, J. Zhang, G. Eker, S. McCabe, G. J. Pert, and E. Wolfrum. Saturation behaviour of two x-ray lasing transitions in ni-like dy. *Phys. Rev. A*, 59 :47, 1999.
- [138] R. F. Smith, J. Dunn, J. Filevich, S. Moon, J. Nilsen, R. Keenan, V. N. Shlyaptsev, J. J. Rocca, J. R. Hunter, and M. C. Marconi. Plasma conditions for improved energy coupling into the gain region of the ni-like pd transient collisional x-ray laser. *Phys. Rev. E*, 72(3) :036404, 2005.
- [139] Raymond F. Smith, James Dunn, James R. Hunter, Joseph Nilsen, Sebastien Hubert, Sylvie Jacquemot, Christian Remond, Remy Marmoret, Marta Fajardo, Philippe Zeitoun, Laurent Vanbostal, Ciaran L.S. Lewis, Marie Françoise Ravet, and Franck Delmotte. Longitudinal coherence measurements of a transient collisional x-ray laser. *Opt. Lett.*, 28(22) :2261, 2003.
- [140] L. Spitzer and R. Harm. Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys. Rev.*, 89 :977, 1953.
- [141] L. Spitzer and R. Harm. *Laser Electronics*. Englewood Cliffs Prentice Hall, 1995.
- [142] F. Strati and G. J. Tallents. Analytical modeling of group-velocity effects in saturated soft-x-ray lasers pumped with a picosecond traveling-wave excitation. *Phys. Rev. A*, 64(1) :013807, Jun 2001.
- [143] G J Tallents. The physics of soft x-ray lasers pumped by electron collisions in laser plasmas. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 36(15) :R259–R276, 2003.
- [144] M. Tanaka, M. Nishikino, T. Kawachi, N. Hasegawa, M. Kado, M. Kishimoto, K. Nagashima, and Y. Kato. X-ray laser beam with diffraction-limited divergence generated with two gain media. *Opt. Lett.*, 28 :1680–1682, 2003.
- [145] H. Tang, O. Guilbaud, G. Jamelot, D. Ros, A. Klisnick, D. Joyeux, D. Phalippou, M. Kado, N. Nishikino, K. Sukegawa, M. Ishino, K. Nagashima, and H. Daido. *Appl. Phys. B*, 78(975), 2004.
- [146] J. Tümmler, K. A. Janulewicz, G. Priebe, and P. V. Nickles. 10 hz grazing incidence pumped ni-like mo x ray laser. *Phys. Rev. E*, 72 :0374021, september 2005.
- [147] R. Tommasini and E. E. Fill. Generalized linford formula. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(10) :1665, 2000.
- [148] Riccardo Tommasini, Klaus Eidmann, Tetsuya Kawachi, and Ernst E. Fill. Pre-plasma conditions for operation of 10-hz subjoule femtosecond-laser-pumped nickel-like x-ray lasers. *Phys. Rev. E*, 69 :066404, 2004.

- [149] J. E. Trebes, S. B. Brown, E. M. Campbell, D. L. Matthews, and D. G. Nilson. Demonstration of x-ray holography with an x-ray laser. *Science*, 238 :517–519, 1987.
- [150] S. Wang, Y. Gu, G. Zhou, S. Yu, S. Fu, Y. Ni, J. Wu, Z. Zhou, G. Han, Z. Tao, Z. Lin, S. Wang, W. Chen, D. Fan, G. Zhan, J. Sheng, and H. Peng. Experimental investigation of high-gain ne-like ge soft-x-ray laser by double-massive-target coupling. *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, 9 :360–368, March 1992.
- [151] Y. Wang, E. Granados, M. A. Larotonda, M. Berrill, B. M. Luther, D. Patel, C. S. Menoni, and J. J. Rocca. High-brightness injection-seeded soft-x-ray-laser amplifier using a solid target. *Physical Review Letters*, 97(12) :123901, 2006.
- [152] Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther, D. Alessia, M. Berrill, V. N. Shlyaptsev, and J. J. Rocca. Demonstration of high-repetition-rate tabletop soft-x-ray lasers with saturated output at wavelengths down to 13.9 nm and gain down to 10.9 nm. *Phys. Rev. A*, 72 :053807, november 2005.
- [153] A. Weith, M. A. Larotonda, Y. Wang, B. M. Luther, D. Alessi, M. C. Marconi, and J. J. Rocca. Continuous high-repetition-rate operation of collisional soft x-ray lasers with solid targets. *Optics Letters*, 31(13) :13, juillet 2006.
- [154] F. Yan, J. Zhang, X. Lu, and J.Y. Zhong. Similarity of plasma conditions of some ne-like x-ray lasers and their partner ni-like x-ray lasers. *Applied Physics B*, 79 :229–233, 2004.
- [155] G.-Y. Yoon, T. Jitsuno, Y. Kato, and M. Nakatsuka. High-aspect-ratio line focus for an x-ray laser by a deformable mirror. *Appl. Opt.*, 36 :847–852, February 1997.
- [156] Yuan, G., Murai, K., Daido, H., Kodama, R., Kato, and Y. Two-dimensional beam characteristics of triple-pulse pumping a ne-like ge soft-x-ray laser at 19.6 nm. *Phys. Rev. A*, 52(6) :4861–4866, Dec 1995.
- [157] Ph. Zeitoun, F. Albert, P. Jaeglé, D. Joyeux, M. Boussoukaya, A. Carillon, S. Hubert, G. Jamelot, A. Klisnick, D. Phalippou, J.C. Lagron, D. Ros, S. Sebban, and A. Zeitoun Fakiris. *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research. A.*, 416(1) :189, 1998.
- [158] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo and D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, T. Lefrou, S. le Pape, P. Mercere, H. Merdji, A. S. Morlens, J. P. Rousseau, and C. Valentin. A high-intensity highly coherent soft x-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam. *Nature*, 431 :425, 2004.

- [159] J. Zhang, A. G. MacPhee, J. Lin, E. Wolfrum, R. Smith, C. Danson, M. H. Key, C. L. S. Lewis, D. Neely, and J. Nilsen. Optimisation of drive pulse configuration for a ni-like sn x-ray laser at 12 nm. *Phys. lett. A*, 234 :410, 1997.
- [160] J. Zhang, A. G. MacPhee, J. Lin, E. Wolfrum, R. Smith, C. Danson, M. H. Key, C. L. S. Lewis, D. Neely, J. Nilsen, G. J. Pert, G. J. Tallents, and J. S. Wark. A saturated x-ray laser beam at 7 nanometers. *Science*, 276(5315) :1097–1100, 1997.

# Chapitre 6

## Articles

Liste des articles publiés durant le travail de thèse :

- *K. Cassou, P. Zeitoun, P. Velarde, F. Roy, F. Ogando, M. Fajardo, G. Faivre, et D. Ros, "Transverse spatial improvement of a transiently pumped soft-x-ray amplifier", Phys. Rev. A, 2006, 74, 045802*
- *K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, F. Plé, G. Jamelot, A. Klisnick, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, C.-G. Wahlström, S. de Rossi, D. Joyeux, B. Zielbauer, D. Ursescu, et T. Kühl Optimization towards high average brightness soft x-ray laser pumped in grazing incidence Opt. Lett. 2006, 32, 2*
- *K. Cassou, D. Ros, S. Kazamias, A. Klisnick, G. Jamelot, O. Guilbaud, B. Rus, M. Kozlová, J. Polan, A.R. Präg, M. Stupka, G. Eot-Houllier, E. Sage, M. Begusová, V. Stísová, M.-A.H. du Penhoat, A. Touati, A. Chétioui, Etude des dommages induits dans l'ADN par irradiation laser X-UV à 21.2 nm, J. Phys IV 2004, 127, 117*