



HAL
open science

Développement de l'interférométrie X et application à l'imagerie par contraste de phase de plasmas denses et turbulents

Victorien Bouffetier

► **To cite this version:**

Victorien Bouffetier. Développement de l'interférométrie X et application à l'imagerie par contraste de phase de plasmas denses et turbulents. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2021. Français. NNT : 2021BORD0292 . tel-03634981

HAL Id: tel-03634981

<https://theses.hal.science/tel-03634981>

Submitted on 8 Apr 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUE ET DE
L'INGÉNIEUR

ASTROPHYSIQUE, PLASMA, NUCLÉAIRE

Par **Victorien Bouffetier**

Développement de l'interférométrie X et application à l'imagerie
par contraste de phase de plasmas denses et turbulents.

Sous la direction de : **Alexis Casner**

Soutenue le 1er décembre 2021

Membres du jury :

M. Philippe Zeitoun	Directeur de Recherche	LOA, ENSTA	Président - Rapporteur
M. Andrea Ciardi	Maître de Conférences	Sorbonne Université	Rapporteur
Mme. Amelie Ferré	Maître de Conférence	LP3, Université de Marseille	Examinatrice
M. Fabien Dorchies	Directeur de Recherche	CELIA, Université de Bordeaux	Examineur
M. Jean-Claude Kieffer	Professeur	CEMT, INRS	Examineur
M. Michel Koenig	Directeur de recherche	LULI, Ecole Polytechnique	Invité
M. Alexis Casner	Directeur de recherche	CEA DAM CESTA, CELIA	Directeur de thèse

Isn't it a noble and enlightened way
of spending our brief time in the
sun, to work at understanding the
universe and how we have come to
wake up in it ?

Richard Dawkins & Nightwish,
The greatest show on Earth,
Endless forms most beautiful

À ma famille,

Remerciements

Pour commencer, j'aimerais remercier E. Mével, directeur du Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA) qui m'a accueillis au sein de son laboratoire dans le groupe PETRUX, dont la thématique de recherche s'articule autour de l'expérimentation plasma sur installations lasers. Avoir la possibilité de faire ma thèse dans un environnement tel que le CELIA a été une chance extraordinaire de par la bienveillance, et l'enthousiasme accompagnant les discussions, et conseils riches d'enseignement de la part des différents membres du laboratoire avec qui j'ai eu la chance d'échanger au quotidien.

J'aimerais aussi remercier Alexis Casner, mon directeur de thèse. Tu as toujours été présent me guidant et m'aidant à me recentrer sur les éléments essentiels de ma recherche lorsque j'ai eu tendance à me disperser. Tu as toujours su me laisser libre dans mon travail tout en étant d'un soutien important dans chacun des projets entamés (et dont certains devraient encore courir sur quelques années). Ton expérience, tes connaissances, et ton recul sur notre discipline ainsi que ta capacité à rallier les gens autour d'un projet commun ont rendu ces 3 années de travaux possibles. Ta curiosité, ta gentillesse et ton dynamisme resteront un excellent souvenir de ce moment passé au CELIA. Merci pour ce petit bout de parcours fait à tes côtés.

J'aimerais aussi remercier Luke Ceurvorst, qui a été comme un second encadrant dans cette aventure. Tu as toujours été présent pour répondre à l'ensemble de mes questions diverses et variées, et plus généralement pour trouver une façon de reposer un énoncé afin de résoudre un problème lorsque j'étais à court de solutions.

Je souhaiterais aussi remercier Gabriel Pérez Callejo, arrivé lors de ma dernière année de thèse au laboratoire, et sans qui la réalisation de l'ensemble des projets sur cette dernière année n'aurait pas été pareille.

Je voudrais aussi remercier Xavier Ribeyre, pour les nombreuses discussions autour du calcul numérique notamment avec FLASH, mais aussi autour de la physique des plasmas en général.

Un grand merci aussi à Fabien Dorchie pour les nombreux conseils que tu m'as donné tout au long de ces 3 ans lorsque je venais te voir dans ton bureau.

Je voudrais aussi dire merci à Joao et Didier, mes chefs de groupe qui m'ont accueilli au sein de PETRUX, et permis d'y grandir en soutenant mes projets lorsque j'en ai eu besoin.

J'aimerais particulièrement remercier Rodrigue Bouillaud, qui m'a particulièrement aidé dans la préparation de l'expérimentation Talbot-Lau sur l'installation SACLA, ainsi que Laurent Merzeau et Franck Blais pour la réalisation des pièces avec une qualité exceptionnelle et en un temps record. J'aimerais aussi remercier Denis Marion pour l'aide et les conseils apportés dans la réalisation des pièces imprimées sur imprimante 3D, ainsi que Sophie Jequier pour le prêt de l'ordinateur qui a permis le contrôle de mon interféromètre dans l'enceinte expérimentale sur SACLA.

Un énorme merci aussi au service informatique, Richard et Gaëtan, qui ont toujours été

présents en cas de soucis. Lorsqu'il y a eu besoin ou pour réparer ma machine capricieuse ou préparer des projets nécessitant votre concours, vous avez toujours répondu présents, sans compter votre temps. Votre soutien dans l'aspect informatique a rendu ma thèse possible, comme sans doute le travail de nombre d'entre nous au laboratoire. Le SRI est un peu devenu le coeur du CELIA dont le battement permet la vie de nos nombreux projets. Merci encore pour l'ensemble de votre soutien indispensable.

Je souhaiterais aussi remercier grandement Céline, Sonia et Sophie qui ont toujours été présentes pour m'aider à réaliser l'ensemble des projets auxquels j'ai participé. Votre support et aide dans les méandres administratifs, ont ainsi facilité la réalisation de l'ensemble des projets auxquels j'ai eu la chance de participer.

Je souhaiterais aussi remercier Michel Koenig et Bruno Albertazzi du laboratoire LULI pour les nombreuses discussions et conseils donnés tout au long des différents projets que nous avons partagés. Les connaissances et méthodes expérimentales apprises à votre contact ont été d'une grande richesse pendant ces 3 années. Nombre des techniques pour réaliser une expérience ont été apprises sur LULI2000, SACLA et LFEX sous votre supervision, contribuant ainsi à rendre possible une grande partie du travail que je présente aujourd'hui.

Je souhaiterais aussi remercier Maria Pia Valdivia, ainsi que Dan Stutman de l'Université Johns Hopkins à Baltimore qui m'ont appris l'ensemble de ce que je sais aujourd'hui sur ce qui est devenu le coeur de ma thèse : l'interférométrie Talbot-Lau. Les discussions passées avec vous ont toujours été riches de conseils et d'enseignements permettant de ce fait la réalisation de cette thèse.

Je souhaiterais aussi remercier Wolfgang Theobald du Laboratory for Laser Energetics, qui a permis nombre de nos expériences sur l'installation OMEGA-EP possibles. Merci pour cette bienveillance et pour l'ensemble des discussions qui ont accompagné un grand nombre des travaux de ma thèse.

J'aimerais aussi remercier l'ensemble de nos collègues du LLNL, O.A. Hurricane, V. Smalyuk, ainsi que H. Sio qui ont rendu possible la réalisation expérimentale de l'étude Kelvin-Helmholtz magnétisé, et dont chacune de nos visio-conférences ont été à l'origine de nombreux enseignements et questionnements.

Je souhaiterais aussi remercier l'ensemble du groupe FLASH, Petros Tzeferacos, Adam Reyes, Eddy Hansen pour le temps qu'ils ont consacré à me former au code FLASH.

Je voudrais ensuite remercier mes deux co-bureau Thibault Goudal ainsi que Paul Lageyre (si si t'es bien un co-bureau) pour ces 3 années dans la bonne humeur. Un grand merci aussi à Adrien Pineau, qui comme Thibault est un camarade de la promotion PPF de 2017-2018 et qui a fait sa thèse au CELIA aussi. Merci pour ces moments bien sympathiques au Yamato!!!! Je souhaiterais aussi remercier l'ensemble du groupe des doctorants et post-doctorants pour ces quelques années passées avec vous sans qui cela n'aurait pas été pareil.

Enfin, merci à l'ensemble des personnes que j'ai croisé au CELIA et avec qui j'ai pu apprendre, et discuter pour faire avancer et réaliser les différents projets de ma thèse.

Enfin, je souhaiterais remercier l'ensemble de ma famille pour le soutien indéfectible qu'ils m'ont apporté durant mes études, et sans qui, tout cela n'aurait pas été possible.

Résumé

L'avènement des lasers de forte puissance dans la seconde moitié du XXème siècle a donné la possibilité d'étudier en laboratoire la matière dans des conditions de pression et de température extrêmes. Les applications de fusion thermonucléaire, et d'astrophysique de laboratoire sont ainsi vite évoquées. Les matériaux généralement employés dans ces expériences sont de numéro atomiques faible (Deuterium-Tritium, mousses, etc..). Ils sont donc particulièrement peu absorbants. Le faible contraste qu'ils procurent à la radiographie impose de développer de nouvelles méthodes de radiographie plus fines.

Ainsi, dans ce manuscrit nous étudions les possibilités de réalisation expérimentale de la radiographie de phase X en propagation et par interférométrie pour les plasmas générés par laser. Dans un premier temps, sont abordées les notions de base en physique des plasmas et d'imagerie. Ensuite sont présentées les installations et les diagnostics utilisés lors des expériences. Enfin, nous montrons les résultats expérimentaux de radiographie classique et de phase sur installations laser et sur XFEL. Nous terminons le manuscrit sur les études en cours sur l'interférométrie Talbot-Lau pour l'imagerie X par différence de phase de plasmas denses. Nous présentons d'ailleurs la première démonstration d'interférométrie Talbot sur XFEL afin d'imager des plasmas denses dans un contexte de haute densité d'énergie.

abstract

With the advent of high-power laser facilities in the second half of the XXth century came the ability to study matter at extreme conditions of pressure and temperature. This advancement enabled research into thermonuclear fusion and laboratory astrophysics, two fields which often employ elements with low atomic numbers. These elements have weak x-ray absorption, resulting in poor contrast in traditional x-ray radiography. Thus, new and more refined methods are required to achieve high-contrast and high-resolution images. This manuscript reports on the study of propagative and interferometric x-ray phase imaging methods for laser-generated plasmas at XFEL and other laser facilities. First, the needed fundamental plasma and imaging physics are presented to develop x-ray phase contrast imaging in a high-energy-density environment. This is followed by an overview of the facilities and primary diagnostics used in these studies. Next, experimental results are shown using propagative imaging methods at laser and XFEL facilities. The manuscript finishes by examining the current developments in differential x-ray phase contrast imaging of laser-generated plasmas using a Talbot-Lau x-ray interferometer, including its first demonstration at XFEL facilities.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte	1
1.1.1	L'avènement des installations lasers de forte puissance	1
1.1.2	Fusion par confinement inertiel en attaque directe	2
1.1.3	Fusion par confinement inertiel en attaque indirecte	3
1.1.4	Astrophysique de laboratoire	5
1.2	Objectifs de la thèse	6
2	Introduction à la physique à haute densité d'énergie	17
2.1	Introduction à la physique des plasmas	17
2.1.1	Qu'est-ce qu'un plasma?	17
2.1.2	Grandeurs caractéristiques	19
2.1.3	Susceptibilité diélectrique	24
2.1.4	Interaction des ondes électromagnétiques dans les plasmas	26
2.1.5	Définition des grandeurs fluides macroscopiques	29
2.1.6	Description hydrodynamique d'un plasma	30
2.1.7	Loi d'Ohm généralisée et loi d'induction	32
2.1.8	Description monofluide	36
2.2	Introduction à la physique à haute densité d'énergie	37
2.2.1	Notions sur la physique des chocs	37
2.2.2	Ablation et génération de chocs par laser	39
2.2.3	Instabilités hydrodynamiques	41
2.2.4	Description de l'instabilité Rayleigh-Taylor	42
2.2.5	Description de l'instabilité Kelvin-Helmholtz	45
2.2.6	Nombres caractéristiques	50
3	Rayonnement et imagerie X	61
3.1	Notions de base et ordres de grandeur	61
3.2	Émission de rayonnement X sur XFEL	62
3.3	Rayonnement X incohérent	64
3.3.1	Principe des tubes X	64
3.3.2	Génération de sources X par lasers	65
3.4	Application à l'imagerie X de plasmas	68
3.4.1	Radiographie classique en absorption	70
3.4.2	Imagerie de phase	72
3.4.3	Principe de l'imagerie de phase en propagation	73

4	Mise en oeuvre expérimentale et numérique	83
4.1	Installations lasers du LLE	83
4.1.1	Le Laboratory for laser Energetics	83
4.1.2	Le laser Omega 60	84
4.1.3	Le laser Omega-EP	88
4.1.4	Le laser MTW	92
4.2	SPRing-8 SACLA XFEL	92
4.3	Systèmes d'acquisition d'images X	94
4.3.1	Les films radiochromiques	95
4.3.2	Les plaques phosphorescentes	95
4.3.3	Les cristaux LiF	96
4.3.4	Les caméras CCD	97
4.4	Spectrométrie	98
4.5	Introduction au calcul hydrodynamique	101
4.5.1	Principe de calculs en hydrodynamique	101
4.5.2	Introduction à FLASH	102
5	Radiographie de plasmas denses et turbulents générés par lasers	113
5.1	Intérêt de la radiographie de phase en HDE	113
5.2	Imagerie de l'instabilité Rayleigh-Taylor à l'aide de source X générées par impulsions courtes sur OMEGA-EP	114
5.2.1	Objectif expérimental	114
5.2.2	Principe des cibles	115
5.2.3	Plateforme expérimentale	116
5.2.4	Calculs préliminaires avec le code FLASH	118
5.2.5	Résultats expérimentaux	119
5.2.6	Conclusions de l'expérience	127
5.3	Radiographie X de l'instabilité Kelvin-Helmholtz magnétisée à l'aide de sources X en impulsions longues	128
5.3.1	Objectif de l'expérience	128
5.3.2	Design historique de la plateforme	128
5.3.3	Plateforme de Kelvin-Helmholtz magnétisé	131
5.3.4	Dimensionnement de cible	134
5.3.5	Modèle baroclinique et saturation de l'instabilité	135
5.3.6	Calculs préliminaires avec FLASH	139
5.3.7	Résultats expérimentaux préliminaires	145
5.3.8	Conclusions de l'expérience	149
5.3.9	Etude de Kelvin-Helmholtz compressible magnétisé	150
5.4	Imagerie X femto-seconde de l'instabilité Rayleigh-Taylor sur XFEL	158
5.4.1	Objectif expérimental	158
5.4.2	Plateforme expérimentale	158
5.4.3	Résultats expérimentaux	160
5.4.4	Conclusions de l'expérience	162
5.5	Conclusions sur les différentes méthodes d'imagerie en propagation	164

6	Développement de l'interférométrie X et application à l'imagerie de phase de plasmas denses.	177
6.1	Principe de l'interférométrie Talbot-Lau	177
6.1.1	Interférométrie	177
6.1.2	Effet Talbot	178
6.1.3	Interférométrie Talbot-Lau	183
6.2	TNT une approche de déconvolution d'images interférométriques par FFT	189
6.2.1	Présentation générale du code	189
6.2.2	Fonctionnement de l'algorithme	189
6.3	Développement de l'interférométrie Talbot-Lau sur sources X générées par laser	196
6.3.1	Étude de faisabilité sur ECLIPSE 3	196
6.3.2	Développement de sources de radiographie sur l'installation MTW .	202
6.4	Transfert vers les installations XFEL	210
6.4.1	Des installations laser aux installations XFEL	210
6.4.2	Présentation de l'expérience	211
6.4.3	Présentation des cibles	213
6.4.4	Pré-alignement de l'interféromètre	215
6.4.5	Installation dans la chambre	217
6.4.6	Résultats préliminaires	220
6.4.7	Premières conclusions sur l'expérience	221
6.5	Conclusion sur l'imagerie de phase par interférométrie Talbot	223
7	Conclusion	231
7.1	Conclusions	231
7.2	Perspectives	234
	Publications et Communications	239
	Abréviations	241

Chapitre 1

Introduction

Science is a way of thinking much more than it is a body of knowledge.

Carl Sagan

1.1 Contexte

1.1.1 L'avènement des installations lasers de forte puissance

Avec le développement des technologies laser durant le XX^{eme} siècle, de nouveaux lasers, caractérisés par leur forte puissance ont vu le jour. Les capacités de ce nouveau type d'installations expérimentales pour comprimer et chauffer la matière à des niveaux jusqu'alors inégalés, permettent l'accès à de nouvelles possibilités d'applications en physique pour étudier la matière en haute densité d'énergie [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. La voie est alors rapidement ouverte pour les applications liées à la fusion thermonucléaire dont la faisabilité est rapidement évoquée et théorisée [1, 8]. Les motivations pour l'obtention de la fusion contrôlée accélèrent dès lors le développement de ces installations [9, 10, 11] vers des capacités toujours plus importantes.

En 1996, la ratification du traité d'interdiction complète des essais nucléaires (TICEN) est signée par de nombreux pays dont la France. La mise en place de plateformes alternatives pour pouvoir continuer à étudier la physique relative aux essais nucléaires devient donc nécessaire. Afin de conserver la souveraineté nationale autour de la thématique thermonucléaire, est décidée la construction d'infrastructures spécifiques dédiées à la simulation et à l'expérimentation pour la validation des modèles. Pour atteindre expérimentalement des conditions physiques comparables, la France et les États-Unis se tournent vers les installations lasers pour continuer leurs essais dans un environnement contrôlé. Ce pari sur les installations laser mène de ce fait à une accélération encore plus importante de leur développement aboutissant ainsi aux installations actuelles du National Ignition Facility (NIF) [11, 12] à Livermore aux États-Unis et du Laser Méga-Joule (LMJ) [10, 13] près de Bordeaux en France.

Aujourd'hui, de nombreuses installations voient le jour, au-delà des problématiques de défense et de fusion par confinement inertiel. Que ce soit dans le but d'études en électrodynamique quantique [14, 15, 16] ou d'études des plasmas ultrarelativistes [17], de nouveaux lasers de très forte puissance sont actuellement en développement. Quelques uns de ces projets sont fièrement représentés par le laser Apollon [18, 19] sur le plateau de Saclay, le projet européen ELI (Extreme Light Infrastructure)[20, 15], ou encore par les développements lasers futurs envisagés au LLE via la construction d'un laser de très forte puissance à 100 PW. Afin de sonder des processus ultra rapides, un nouveau type d'installations a récemment aussi commencé à être développé et exploité : les XFEL (X-ray Free Electron Laser) [21, 22, 23, 24]. Ces lasers d'un type nouveau permettent de pouvoir sonder des phénomènes physiques complexes et ultra-rapides [25] à l'aide de sources X femto-seconde d'une brillance encore inégalée [26].

1.1.2 Fusion par confinement inertiel en attaque directe

Grâce au fort potentiel de compression des lasers de puissances, l'application et l'étude de la fusion nucléaire sont rapidement évoquées [1, 27]. Pour se faire, un ensemble de lasers est utilisé pour comprimer une bille de Deuterium-Tritium, de sorte à recréer les conditions nécessaires en pression et température pour pouvoir amorcer les réactions de fusion thermonucléaire [27, 28]. Cette méthode appelée fusion par confinement inertiel a été proposée pour la première fois par N. Basov en 1968 [29, 30] en Russie et J. Nuckolls en 1972 [1] du côté américain.

Dans cette approche, le Deutérium-Tritium (DT) est présenté sous forme d'une capsule sphérique multi-couche de ≈ 1.7 mm de diamètre. Le coeur de la cible est formé de DT gazeux enrobé d'une couche de $160 \mu\text{m}$ de DT solide cryogénique. La surface externe de la cible est constituée par une couche en polystyrène de quelques dizaines de microns servant d'ablateur.

Le schéma standard d'implosion d'une capsule de DT classique [31] peut alors être présenté comme suit. La coquille de DT est irradiée par un laser Nd :YAG dont la fréquence a été triplée, donnant une longueur d'onde de l'ordre de 350 nm. L'intensité laser sur cible d'environ $8 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ permet d'atteindre une pression d'ablation de l'ordre de 100 Mbar afin de comprimer le combustible dans la capsule. Lorsque le choc généré par l'ablation laser de la capsule débouche au niveau du DT gazeux, la cible entre alors en une phase d'accélération. Cette étape de forte compression de la cible par effet fusée se maintient jusqu'à ce que le choc convergent atteigne le centre de la cible où il est réfléchi. La cible entre alors en phase de décélération due à la contre-propagation des chocs réfléchis qui ralentissent la compression du combustible. A ce moment là, la compression de la capsule est maintenue par l'inertie du mouvement initialement appliqué par laser. Si l'irradiation laser est suffisamment homogène, et que les conditions de pression et température atteintes le permettent, un point chaud se forme au centre de la cible, démarrant les réactions de fusion thermonucléaires. La chaleur dégagée par ce point chaud génère alors une onde de déflagration permettant de consumer le reste du combustible présent dans la cible.

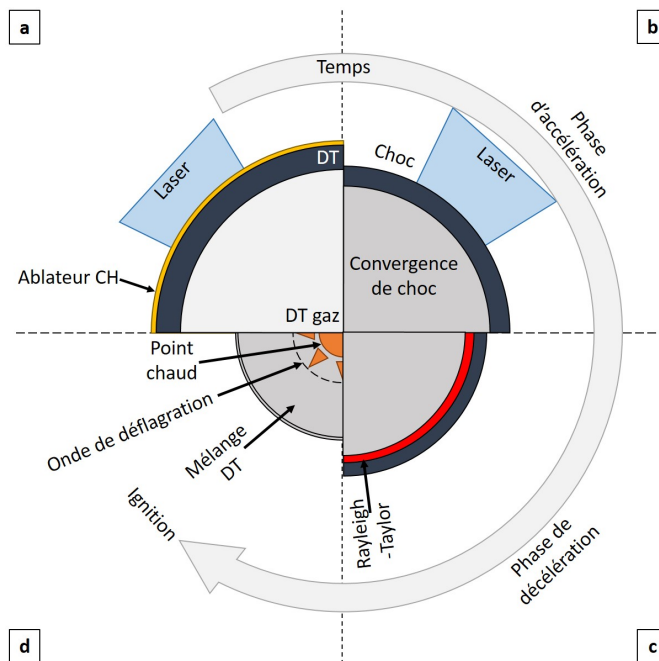


FIGURE 1.1 – Schéma de l'implosion d'une cible de Deuterium-Tritium en attaque directe. (a) Un laser ablate la couche de CH avant que la cible n'entre en phase d'accélération à la débouchée du choc dans la partie gazeuse de la cible (b). Lorsque le choc convergent est réfléchi au centre de la cible, cette dernière entre en phase de décélération. (d) L'inertie du mouvement de compression appliqué à la cible continue bien après l'arrêt du laser, et la formation d'un point chaud se forme au centre de la cible. Une onde de déflagration finit alors de brûler le combustible si les conditions de pression et température sont atteintes.

Au fil du temps, différentes géométries de cibles ont été développées et associées à différentes mises en forme de l'irradiation laser de sorte à maximiser la pression obtenue au cœur de la cible. Néanmoins, les défauts d'uniformité de la tâche focale du laser sur cible sont à l'origine de légères sur et sous-pressions d'ablation locales, ne permettant pas l'obtention d'un front de choc parfaitement uniforme [32]. L'empreinte du laser sur cible [33] est alors à l'origine du développement d'instabilités hydrodynamiques telles que les instabilités de Richtmyer-Meshkov[34] et Rayleigh-Taylor. Les fortes déformations de la cible ainsi que les inhomogénéités de mélange du DT solide, dense, dans la partie de DT gazeux moins dense sont à l'origine d'une pollution du point chaud [27].

1.1.3 Fusion par confinement inertiel en attaque indirecte

Afin de limiter l'impact et le développement d'instabilités hydrodynamiques inhibant l'amorçage d'un point chaud au cœur des capsules de Deuterium-Tritium, une seconde méthode est apparue au fil du temps. La fusion par confinement inertiel en attaque indirecte [2, 35] consiste à placer une bille de DT au cœur d'une cavité de numéro atomique Z élevé appelé holhraum (généralement en or) dont la surface interne est irradiée directement par des lasers. Le plasma de surface de la cavité alors fortement chauffé par l'irradiation laser est la source d'une émission X intense. La pression de la radiation générée y est

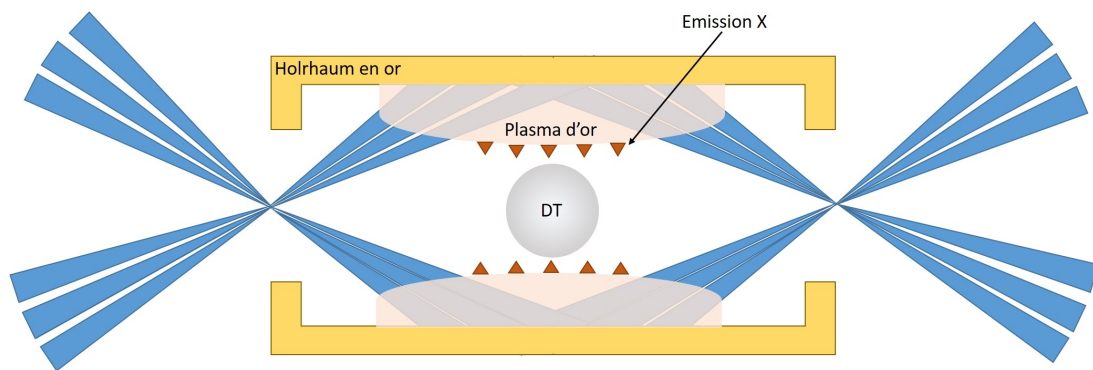


FIGURE 1.2 – *Fusion par confinement inertiel en attaque indirecte. Un ensemble de faisceaux laser distribués sur plusieurs cônes irradie les bords d’une cavité en or afin de générer un rayonnement X intense. L’uniformité de radiation ainsi générée permet la compression homogène de la capsule de Deuterium-Tritium placée au centre de la cavité.*

alors théoriquement capable de comprimer uniformément la capsule de DT de sorte que cette dernière puisse amorcer les réactions de fusion prédites par les modèles théoriques [36].

Cette méthode, bien que plus idéale pour l’uniformité de la compression de la capsule de DT est elle-même sujette à de nombreux phénomènes physiques détrimentaux à l’obtention de l’ignition. Indépendamment des comportements hydrodynamiques complexes au sein de la cavité [37], lorsque le plasma s’est détendu dans la cavité, l’arrivée d’instabilités paramétriques dues au couplage des interactions laser avec le plasma d’or [38, 39, 40] est alors source d’une baisse de la conversion d’énergie laser en énergie X, utile à l’implosion. L’évolution importante de la densité du plasma d’or dans la cavité rend rapidement la cavité opaque à la pénétration laser. Cet effet est alors source d’une réduction supplémentaire de la conversion d’énergie laser en rayonnement X utile à la compression.

Le 8 août 2021, avec cette méthode, un record a été enregistré dans la production de neutrons issus par les réactions nucléaires au coeur de la bille de DT au NIF. Le ratio entre énergie dégagée et énergie investie supérieur à 70%, augure l’avènement de l’obtention de la fusion par confinement inertiel sur installations laser, près de 50 ans après la prédiction de la fusion sur laser par Nuckolls [1].

Le gain maximal de ce type d’implosions est cependant limité comparé au gain potentiel avec l’approche en attaque directe [41]. Il se pose donc aujourd’hui la question d’installations académiques de grande envergure dédiées [42, 43]. En attaque directe, il est théoriquement possible d’atteindre des gains de l’ordre de 30 – 100 nécessaires dans l’optique de fusion inertielle appliquée à la production d’énergie [44].

Ainsi dans le contexte des défis climatiques et environnementaux combinés à la hausse des besoins en énergie que nous connaissons actuellement, l’alternative de fusion par laser pourrait devenir un candidat en complément de la voie de fusion sur tokamaks [45, 46, 47].

1.1.4 Astrophysique de laboratoire

Dans le cas où l'adimensionnement des équations fluides issues de la magnétohydrodynamique est possible [3, 4], la résolution mathématique de deux systèmes pouvant être décrits par un même ensemble de valeurs de vitesse, pression, densité et temps caractéristiques d'évolution adimensionnés est équivalente. Cette possibilité permet de mettre en oeuvre en laboratoire des processus pouvant être comparés à des événements cataclysmiques astrophysiques tels que les explosions de supernovae [3, 6].

Rapidement, la possible utilisation de lasers intenses afin de reproduire des phénomènes turbulents [3, 4] représentatifs de cas astrophysiques tels que les instabilités Richtmyer-Meshkov [48, 49, 50], Rayleigh-Taylor [51, 52, 53, 54, 55, 56, 57] ou encore Kelvin-Helmholtz [58, 59, 60, 61] qui sont à la base de nombreux processus dans les plasmas astrophysiques est évoquée. Nous reviendrons plus en détail sur la physique en lien avec ces deux dernières instabilités en Sec.[2.2.3] pour l'aspect théorique, et en Chap.[5] pour la mise en oeuvre de géométries expérimentales visant à étudier ces deux phénomènes.

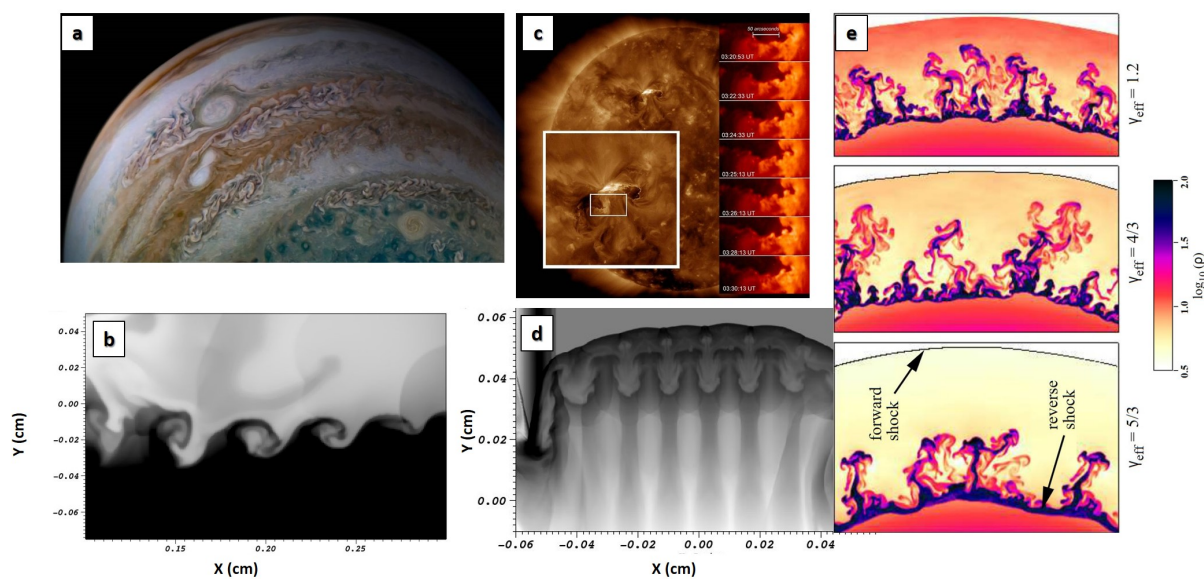


FIGURE 1.3 – *Illustration des phénomènes hydrodynamiquement instables en astrophysique, et sur installations lasers. [a] Instabilité de Kelvin-Helmholtz dans l'atmosphère de Jupiter, [b] Simulation FLASH d'un système Kelvin-Helmholtz instable généré par laser, [c] Instabilité de Kelvin-Helmholtz dans un éjectat solaire, [d] simulation FLASH d'un système Rayleigh-Taylor instable généré par laser, [e] simulation 2D du développement de structures Rayleigh-Taylor dans le sillage d'un choc dans un reste de supernova.*

crédits photographiques :

a - Jupiter Storm Merging - NASA/JPL-Caltech/SwRI/MSSS - Image processing by Tanya Oleksuk, © CC BY

c - L. Ofman and B. J. Thompson, 2011, ApJL, 734, L11

e - John M. Blondin and Donald C. Ellison, 2001, ApJ, 560, 244

Même si l'étude de systèmes hydrodynamiquement instables, et turbulents recouvre une part importante de l'astrophysique de laboratoire, ces phénomènes n'en sont pas les seules applications. Comme nous le verrons plus tard, avec une intensité laser de l'ordre de quelques $I = 1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, il est possible d'atteindre dans les plasmas générés par laser, des pressions avoisinant les 100 Mbar – 100 Gbar [62, 63, 64]. Ces conditions de pressions sont du même ordre de grandeur que les pressions que l'on peut retrouver dans les coeurs planétaires. Sur les installations les plus puissantes au monde tel que NIF [65, 66] et LMJ [67, 68], des conditions de pressions et températures équivalentes à celles que l'on trouverait dans le coeur des étoiles sont ainsi atteintes en centre chambre. Les données acquises peuvent alors permettre d'obtenir dans un environnement contrôlé des points de mesures sur les équations d'état de la matière dans les environnements extrêmes [65, 69, 70].

1.2 Objectifs de la thèse

Le développement des installations lasers de forte puissance à travers le monde permet aujourd'hui d'accéder à des domaines de la physique qui n'étaient accessibles que par le biais du calcul ou d'observations astrophysiques. Le développement de ces grands instruments entraîne dans son sillage le développement de diagnostics et de techniques de mesures innovants afin de pouvoir sonder et résoudre au mieux la physique des plasmas denses et turbulents.

La concentration d'une extrême densité d'énergie sur des échelles de temps très courtes demande de relever de nombreux défis techniques pour approfondir la compréhension de la matière dense et chaude. De nombreux diagnostics fondamentaux sont ainsi basés sur l'étude du rayonnement X émis par les milieux sondés avec la spectrométrie, ou encore sur l'utilisation du rayonnement X pour sonder la matière, de par leur pouvoir hautement pénétrant.

L'objectif de cette thèse est de développer un diagnostic d'imagerie de phase dans la gamme du rayonnement X. Il sera adapté sur les grandes installations lasers traditionnelles, mais aussi XFEL. Chacune de ces installations ayant ses contraintes spécifiques, différentes adaptations seront mises en oeuvre afin de capturer la dynamique de plasmas denses et turbulents générés par laser.

Dans un premier temps, nous présenterons les bases nécessaires à la compréhension des systèmes plasma à haute densité d'énergie et hydrodynamiquement turbulents. Nous en profiterons aussi pour présenter les méthodes et techniques actuellement disponibles pour la génération de source de rayonnement X ainsi que des principes de formation d'images associées à la radiographie X.

Ce tour d'horizon fait, nous présenterons les différentes installations expérimentales sur lesquelles les plateformes d'études présentées dans la suite du manuscrit ont été développées, ainsi que les codes utilisés pour préparer les expériences.

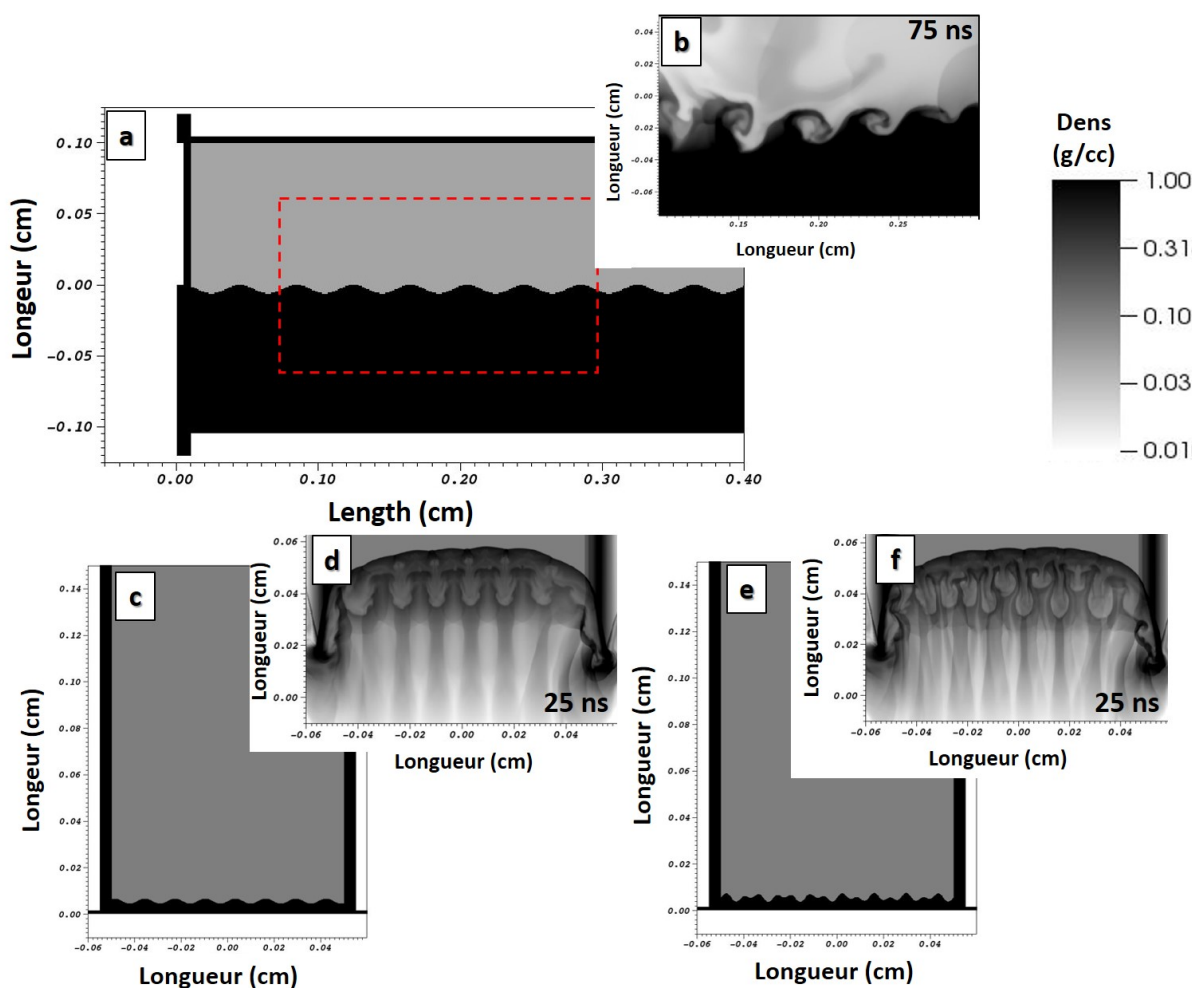


FIGURE 1.4 – *Designs de cibles qui seront développés dans le manuscrit pour l'étude de l'instabilité Kelvin-Helmholtz (a-b), et pour l'instabilité Rayleigh-Taylor (c-d-e-f).*

Enfin nous présenterons les différents travaux d'imagerie de plasmas réalisés sur plusieurs installations. Une première partie du travail porte ainsi sur le développement de plusieurs plateformes expérimentales sur les laser OMEGA EP et OMEGA 60 pour étudier et radiographier des plasmas denses et turbulents (cf. Fig.1.4).

La complexité à capturer une image sur ces installations repose sur plusieurs points. La dynamique de ces systèmes nécessite l'utilisation de sources de rayonnement X intenses et ultra-courtes. Cela permet de résoudre proprement leur évolution sans introduction de flou de bougé de l'instabilité durant l'acquisition de la radiographie. De plus, les milieux utilisés étant généralement de numéro atomique Z faible, le peu d'absorption inhérent à ces systèmes peut devenir problématique, n'offrant que peu de contraste à la radiographie. Afin de dépasser ces problématiques de faibles contrastes et de fluence des sources X, nous concluons ce chapitre sur une expérience d'imagerie de l'instabilité Rayleigh-Taylor en contraste de phase propagatif sur XFEL.

Dans un second temps, nous nous concentrerons sur la réalisation de l'imagerie de phase

sur différentes installations laser. Pour ce faire, nous avons choisi de passer par des méthodes interférométriques à l'aide d'un interféromètre de Talbot-Lau. La difficulté principale à la mise en pratique de cette méthode repose sur les caractéristiques incohérentes, fortement polychromatiques et de faible brillance des sources X classiquement générées par laser.

Une partie du travail sur plateforme laser a consisté à étudier la statistique de photons nécessaires à la formation d'images en accumulation sur l'installation ECLIPSE au CELIA. La seconde partie consistant en la réalisation d'étude de génération de sources de rayonnement X mono-coup sur le laser MTW. La démonstration dynamique de l'interféromètre sera réalisée sur XFEL où les propriétés de fluence et de rayonnement X sont idéales. Nous montrerons donc les résultats préliminaires de ces études, avec leurs conclusions et les voies futures de développement envisagées.

Références

- [1] JOHN Nuckolls, LOWELL Wood, ALBERT Thiessen, and GEORGE Zimmermann. Laser compression of matter to super-high densities : Thermonuclear (ctr) applications. *Nature*, 239(1476-4687) :139–142, 1972.
- [2] John D. Lindl, Peter Amendt, Richard L. Berger, S. Gail Glendinning, Siegfried H. Glenzer, Steven W. Haan, Robert L. Kauffman, Otto L. Landen, and Laurence J. Suter. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the national ignition facility. *Physics of Plasmas*, 11(2) :339–491, 2004.
- [3] Bruce A. Remington, David Arnett, R. Paul, null Drake, and Hideaki Takabe. Modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers. *Science*, 284(5419) :1488–1493, 1999.
- [4] DD Ryutov, RP Drake, and BA Remington. Criteria for scaled laboratory simulations of astrophysical mhd phenomena. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 127(2) :465, 2000.
- [5] DD Ryutov, BA Remington, HF Robey, and RP Drake. Magnetohydrodynamic scaling : From astrophysics to the laboratory. *Physics of Plasmas*, 8(5) :1804–1816, 2001.
- [6] Bruce A Remington, R Paul Drake, and Dmitri D Ryutov. Experimental astrophysics with high power lasers and z pinches. *Reviews of Modern Physics*, 78(3) :755, 2006.
- [7] R Paul Drake. High-energy-density physics. *Phys. Today*, 63(6) :28, 2010.
- [8] Moshe J Lubin and Arthur P Fraas. Fusion by laser. *Scientific American*, 224(6) :21–33, 1971.
- [9] Stefano Atzeni and Jürgen Meyer-ter Vehn. *The physics of inertial fusion : beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter*, volume 125. OUP Oxford, 2004.
- [10] Michel L André. The french megajoule laser project (lmj). *Fusion Engineering and Design*, 44(1) :43–49, 1999.
- [11] W.J Hogan, E.I Moses, B.E Warner, M.S Sorem, and J.M Soures. The national ignition facility. *Nuclear Fusion*, 41(5) :567–573, may 2001.
- [12] Edward I. Moses. The national ignition facility (nif) : A path to fusion energy. *Energy Conversion and Management*, 49(7) :1795–1802, 2008. ICENES’2007, 13th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, June 3–8, 2007, İstanbul, Turkiye.

- [13] J-L Miquel, C Lion, and P Vivini. The laser mega-joule : LMJ & PETAL status and program overview. *Journal of Physics : Conference Series*, 688 :012067, mar 2016.
- [14] G. V. Dunne. New strong-field qed effects at extreme light infrastructure. 55 :327, 2009.
- [15] Gérard Mourou and Toshiki Tajima. The extreme light infrastructure : Optics' next horizon. *Opt. Photon. News*, 22(7) :47–51, Jul 2011.
- [16] Léo Esnault, Emmanuel d’Humières, Alexey Arefiev, and Xavier Ribeyre. Electron-positron pair production in the collision of real photon beams with wide energy distributions. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2021.
- [17] Yan-Jun Gu and Sergei V. Bulanov. Magnetic field annihilation and charged particle acceleration in ultra-relativistic laser plasmas. *High Power Laser Science and Engineering*, 9 :e2, 2021.
- [18] Gilles Cheriaux, F Giambruno, A Fréneaux, F Leconte, LP Ramirez, P Georges, F Druon, DN Papadopoulos, A Pellegrina, C Le Blanc, et al. Apollon-10p : Status and implementation. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1462, pages 78–83. American Institute of Physics, 2012.
- [19] JP Zou, C Le Blanc, Dimitrios Papadopoulos, G Chériaux, Patrick Georges, G Menerat, Frédéric Druon, L Lecherbourg, A Pellegrina, and Philippe Ramirez. High power laser science and engineering design and current progress of the apollon 10 pw project. *High Power Laser Sci. Eng*, 3 :e2, 2015.
- [20] K. A. Tanaka, K. M. Spohr, D. L. Balabanski, S. Balascuta, L. Capponi, M. O. Cernaianu, M. Cuciuc, A. Cucoanes, I. Dancus, A. Dhal, B. Diaconescu, D. Doria, P. Ghenuche, D. G. Ghita, S. Kisiov, V. Nastasa, J. F. Ong, F. Rotaru, D. Sangwan, P.-A. Söderström, D. Stutman, G. Suliman, O. Tesileanu, L. Tudor, N. Tsoneva, C. A. Ur, D. Ursescu, and N. V. Zamfir. Current status and highlights of the eli-np research program. *Matter and Radiation at Extremes*, 5(2) :024402, 2020.
- [21] RW Schoenlein. X-ray fels : Current and future research topics. *Physics of and Science with X-Ray Free-Electron Lasers*, 199 :231, 2020.
- [22] Sasha Gilevich, Shawn Alverson, Sergio Carbajo, Stefan Droste, Steve Edstrom, Alan Fry, Michael Greenberg, Randy Lemons, Alan Miahnahri, Wayne Polzin, Sharon Vetter, and Feng Zhou. The lcls-ii photo-injector drive laser system. In *2020 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, pages 1–2, 2020.
- [23] K Tono, T Togashi, Y Inubushi, T Sato, T Katayama, K Ogawa, H Ohashi, H Kimura, S Takahashi, K Takeshita, H Tomizawa, S Goto, T Ishikawa, and M Yabashi. Beamline, experimental stations and photon beam diagnostics for the hard x-ray free electron laser of SACLA. *New Journal of Physics*, 15(8) :083035, aug 2013.
- [24] Thomas Tschentscher, Christian Bressler, Jan Grünert, Anders Madsen, Adrian P. Mancuso, Michael Meyer, Andreas Scherz, Harald Sinn, and Ulf Zastra. Photon beam transport and scientific instruments at the european xfel. *Applied Sciences*, 7(6), 2017.

- [25] M.V. Baidakova, R. Carley, R. Gort, G. Grübel, L. Le Guyader, E. Jal, E.Yu. Lobanova, L. Mercadier, G. Mercurio, S.L. Molodtsov, L. Müller, A. Philippi-Kobs, D. Potorochin, M. Riepp, W. Roseker, A. Scherz, J. Schlappa, S.M. Suturin, B. Van Kuiken, A. Yaroslavtsev, and I.I. Pronin. Ultrafast dynamics of spatial magnetic fluctuations in co/pt multilayers studied at european xfel. In *2020 International Conference Laser Optics (ICLO)*, pages 1–1, 2020.
- [26] M Altarelli. The european x-ray free-electron laser facility in hamburg. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269(24) :2845–2849, 2011.
- [27] R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly, V. N. Goncharov, D. R. Harding, J. P. Knauer, R. L. McCrory, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, J. F. Myatt, A. J. Schmitt, J. D. Sethian, R. W. Short, S. Skupsky, W. Theobald, W. L. Kruer, K. Tanaka, R. Betti, T. J. B. Collins, J. A. Delettrez, S. X. Hu, J. A. Marozas, A. V. Maximov, D. T. Michel, P. B. Radha, S. P. Regan, T. C. Sangster, W. Seka, A. A. Solodov, J. M. Soures, C. Stoeckl, and J. D. Zuegel. Direct-drive inertial confinement fusion : A review. *Physics of Plasmas*, 22(11) :110501, 2015.
- [28] John D. Lindl. Progress on achieving the icf conditions needed for high gain. *Fusion Technology*, 15(2P2A) :227–235, 1989.
- [29] N Basov, O Krokhin, and G Sklizkov. Laser application for investigations of the high-temperature and plasma phenomena. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 4(12) :988–991, 1968.
- [30] N Basov, P Kriukov, S Zakharov, Yu Senatsky, and S Tchekalin. Experiments on the observation of neutron emission at a focus of high-power laser radiation on a lithium deuteride surface. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 4(11) :864–867, 1968.
- [31] R. Betti and O. A. Hurricane. Inertial-confinement fusion with lasers. *Nature Physics*, 12(1745-2481) :435–448, 2016.
- [32] J. L. Peebles, S. X. Hu, W. Theobald, V. N. Goncharov, N. Whiting, P. M. Celliers, S. J. Ali, G. Duchateau, E. M. Campbell, T. R. Boehly, and S. P. Regan. Direct-drive measurements of laser-imprint-induced shock velocity nonuniformities. *Phys. Rev. E*, 99 :063208, Jun 2019.
- [33] S. X. Hu, D. T. Michel, A. K. Davis, R. Betti, P. B. Radha, E. M. Campbell, D. H. Froula, and C. Stoeckl. Understanding the effects of laser imprint on plastic-target implosions on omega. *Physics of Plasmas*, 23(10) :102701, 2016.
- [34] D. A. Martinez, V. A. Smalyuk, I. V. Igumenshchev, B. Delorme, A. Casner, L. Masse, H.-S. Park, B. A. Remington, and M. Olazabal-Loumé. Measurement of ablative richtmyer-meshkov evolution from laser imprint. *Physics of Plasmas*, 24(10) :102702, 2017.
- [35] John Lindl. Development of the indirect drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Physics of Plasmas*, 2(11) :3933–4024, 1995.

- [36] R K Kirkwood, J D Moody, J Kline, E Dewald, S Glenzer, L Divol, P Michel, D Hinkel, R Berger, E Williams, J Milovich, L Yin, H Rose, B MacGowan, O Landen, M Rosen, and J Lindl. A review of laser–plasma interaction physics of indirect-drive fusion. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 55(10) :103001, sep 2013.
- [37] M. Vandenboomgaerde, M. Bonnefille, and P. Gauthier. The kelvin-helmholtz instability in national ignition facility hohlraums as a source of gold-gas mixing. *Physics of Plasmas*, 23(5) :052704, 2016.
- [38] C. Rousseaux, G. Huser, P. Loiseau, M. Casanova, E. Alozy, B. Villette, R. Wrobel, O. Henry, and D. Raffestin. Laser parametric instability experiments of a 3w, 15 kj, 6-ns laser pulse in gas-filled hohlraums at the ligne d’intégration laser facility. *Physics of Plasmas*, 22(2) :022706, 2015.
- [39] C. Neuville, V. Tassin, D. Pesme, M.-C. Monteil, P.-E. Masson-Laborde, C. Baccou, P. Fremerye, F. Philippe, P. Seytor, D. Teychenné, W. Seka, J. Katz, R. Bahr, and S. Depierreux. Experimental evidence of the collective brillouin scattering of multiple laser beams sharing acoustic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 116 :235002, Jun 2016.
- [40] S Depierreux, C Neuville, V Tassin, M-C Monteil, P-E Masson-Laborde, C Baccou, P Fremerye, F Philippe, P Seytor, D Teychenné, J Katz, R Bahr, M Casanova, N Borisenko, L Borisenko, A Orekhov, A Colaitis, A Debayle, G Duchateau, A Heron, S Huller, P Loiseau, P Nicolai, C Riconda, G Tran, C Stoeckl, W Seka, V Tikhonchuk, D Pesme, and C Labaune. Experimental investigation of the collective stimulated brillouin and raman scattering of multiple laser beams in inertial confinement fusion experiments. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 62(1) :014024, dec 2019.
- [41] John Lindl. Development of the indirect drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Physics of Plasmas*, 2(11) :3933–4024, 1995.
- [42] VT Tikhonchuk. Progress and opportunities for inertial fusion energy in europe. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 378(2184) :20200013, 2020.
- [43] S Atzeni, D Batani, CN Danson, LA Gizzi, M Perlado, M Tatarakis, V Tikhonchuk, and L Volpe. An evaluation of sustainability and societal impact of high power laser and fusion technologies : A case for a new european research infrastructure. *High Power Laser Science and Engineering*, pages 1–7.
- [44] William J Hogan and Roger Bangerter. Energy from inertial fusion. *Physics Today*, 45(9) :42–50, 1992.
- [45] P-H Rebut et al. Iter : the first experimental fusion reactor. *Fusion engineering and design*, 30(1-2) :85–118, 1995.
- [46] Kaname Ikeda. Iter on the road to fusion energy. *Nuclear Fusion*, 50(1) :014002, 2009.
- [47] Elias G Carayannis, John Draper, and Balwant Bhaneja. Towards fusion energy in the industry 5.0 and society 5.0 context : Call for a global commission for urgent action on fusion energy. *Journal of the Knowledge Economy*, pages 1–14, 2020.

- [48] E Leinov, G Malamud, Y Elbaz, LA Levin, G Ben-Dor, D Shvarts, and O Sadot. Experimental and numerical investigation of the richtmyer–meshkov instability under re-shock conditions. *Journal of Fluid Mechanics*, 626 :449–475, 2009.
- [49] G Malamud, E Leinov, O Sadot, Y Elbaz, G Ben-Dor, and D Shvarts. Reshocked richtmyer-meshkov instability : Numerical study and modeling of random multi-mode experiments. *Physics of Fluids*, 26(8) :084107, 2014.
- [50] T.R. Desjardins, C.A. Di Stefano, T. Day, D. Schmidt, E.C. Merritt, F.W. Doss, K.A. Flippo, T. Cardenas, B. DeVolder, P. Donovan, S. Edwards, F. Fierro, R. Gonzales, L. Goodwin, C. Hamilton, T. Quintana, R. Randolph, A.M. Rasmus, T. Sedillo, C. Wilson, and L. Welser-Sherrill. A platform for thin-layer richtmyer-meshkov at omega and the nif. *High Energy Density Physics*, 33 :100705, 2019.
- [51] RP Drake and PA Keiter. Rayleigh–taylor growth at decelerating interfaces. *Physics of Plasmas*, 9(1) :382–384, 2002.
- [52] RP Drake, DR Leibbrandt, EC Harding, CC Kuranz, MA Blackburn, HF Robey, BA Remington, MJ Edwards, AR Miles, TS Perry, et al. Nonlinear mixing behavior of the three-dimensional rayleigh–taylor instability at a decelerating interface. *Physics of Plasmas*, 11(5) :2829–2837, 2004.
- [53] CC Kuranz, RP Drake, EC Harding, MJ Grosskopf, HF Robey, BA Remington, MJ Edwards, AR Miles, TS Perry, BE Blue, et al. Two-dimensional blast-wave-driven rayleigh–taylor instability : experiment and simulation. *The Astrophysical Journal*, 696(1) :749, 2009.
- [54] G Malamud, MJ Grosskopf, and RP Drake. Conceptual design of a rayleigh–taylor experiment to study bubble merger in two dimensions on nif. *High Energy Density Physics*, 11 :17–25, 2014.
- [55] A. Casner, C. Mailliet, G. Rigon, S.F. Khan, D. Martinez, B. Albertazzi, T. Michel, T. Sano, Y. Sakawa, P. Tzeferacos, D. Lamb, S. Liberatore, N. Izumi, D. Kalantar, P. Di Nicola, J.M. Di Nicola, E. Le Bel, I. Igumenshchev, V. Tikhonchuk, B.A. Remington, J. Ballet, E. Falize, L. Masse, V.A. Smalyuk, and M. Koenig. From ICF to laboratory astrophysics : ablative and classical rayleigh–taylor instability experiments in turbulent-like regimes. *Nuclear Fusion*, 59(3) :032002, dec 2018.
- [56] G. Rigon, A. Casner, B. Albertazzi, Th. Michel, P. Mabey, E. Falize, J. Ballet, L. Van Box Som, S. Pikuz, Y. Sakawa, T. Sano, A. Faenov, T. Pikuz, N. Ozaki, Y. Kuramitsu, M. P. Valdivia, P. Tzeferacos, D. Lamb, and M. Koenig. Rayleigh-taylor instability experiments on the luli2000 laser in scaled conditions for young supernova remnants. *Phys. Rev. E*, 100 :021201, Aug 2019.
- [57] G. Rigon, B. Albertazzi, T. Pikuz, P. Mabey, V. Bouffetier, N. Ozaki, T. Vinci, F. Barbato, E. Falize, Y. Inubushi, N. Kamimura, K. Katagiri, S. Makarov, M. J.-E. Manuel, K. Miyanishi, S. Pikuz, O. Poujade, K. Sueda, T. Togashi, Y. Umeda, M. Yabashi, T. Yabuuchi, G. Gregori, R. Kodama, A. Casner, and M. Koenig. Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma. *Nature Communications*, 12(2679), 2021.

- [58] O. A. Hurricane. Design for a high energy density kelvin–helmholtz experiment. *High Energy Density Physics*, 4(3) :97–102, 2008.
- [59] V. A. Smalyuk, J. F. Hansen, O. A. Hurricane, G. Langstaff, D. Martinez, H.-S. Park, K. Raman, B. A. Remington, H. F. Robey, O. Schilling, R. Wallace, Y. Elbaz, A. Shimony, D. Shvarts, C. Di Stefano, R. P. Drake, D. Marion, C. M. Krauland, and C. C. Kuranz. Experimental observations of turbulent mixing due to kelvin–helmholtz instability on the omega laser facility. *Physics of Plasmas*, 19(9) :092702, 2012.
- [60] W. C. Wan, G. Malamud, A. Shimony, C. A. Di Stefano, M. R. Trantham, S. R. Klein, D. Shvarts, C. C. Kuranz, and R. P. Drake. Observation of single-mode, kelvin-helmholtz instability in a supersonic flow. *Phys. Rev. Lett.*, 115 :145001, Oct 2015.
- [61] W. C. Wan, G. Malamud, A. Shimony, C. A. Di Stefano, M. R. Trantham, S. R. Klein, D. Shvarts, R. P. Drake, and C. C. Kuranz. Observation of dual-mode, kelvin-helmholtz instability vortex merger in a compressible flow. *Physics of Plasmas*, 24(5) :055705, 2017.
- [62] Damian Swift, James Hawreliak, David Braun, Andrea Kritcher, Siegfried Glenzer, G. W. Collins, Stephen Rothman, David Chapman, and Steven Rose. Gigabar material properties experiments on nif and omega. *AIP Conference Proceedings*, 1426(1) :477–480, 2012.
- [63] X. Ribeyre, S. Gus’kov, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and V. T. Tikhonchuk. Dense plasma heating and gbar shock formation by a high intensity flux of energetic electrons. *Physics of Plasmas*, 20(6) :062705, 2013.
- [64] R. Nora, W. Theobald, R. Betti, F. J. Marshall, D. T. Michel, W. Seka, B. Yaakobi, M. Lafon, C. Stoeckl, J. Delettrez, A. A. Solodov, A. Casner, C. Reverdin, X. Ribeyre, A. Vallet, J. Peebles, F. N. Beg, and M. S. Wei. Gigabar spherical shock generation on the omega laser. *Phys. Rev. Lett.*, 114 :045001, Jan 2015.
- [65] A.L. Kritcher, T. Döppner, D. Swift, J. Hawreliak, G. Collins, J. Nilsen, B. Bachmann, E. Dewald, D. Strozzi, S. Felker, O.L. Landen, O. Jones, C. Thomas, J. Hammer, C. Keane, H.J. Lee, S.H. Glenzer, S. Rothman, D. Chapman, D. Kraus, P. Neumayer, and R.W. Falcone. Probing matter at gbar pressures at the nif. *High Energy Density Physics*, 10 :27–34, 2014.
- [66] OA Hurricane, PT Springer, PK Patel, DA Callahan, K Baker, DT Casey, L Divol, T Döppner, DE Hinkel, M Hohenberger, et al. Approaching a burning plasma on the nif. *Physics of Plasmas*, 26(5) :052704, 2019.
- [67] P Vivini and M Nicolaizeau. The lmj : overview of recent advancements and very first experiments. In *High Power Lasers for Fusion Research III*, volume 9345, page 934503. International Society for Optics and Photonics, 2015.
- [68] A. Casner, T. Caillaud, S. Darbon, A. Duval, I. Thfouin, J.P. Jadaud, J.P. LeBreton, C. Reverdin, B. Rosse, R. Rosch, N. Blanchot, B. Villette, R. Wrobel, and J.L. Miquel. Lmj/petal laser facility : Overview and opportunities for laboratory astrophysics.

- High Energy Density Physics*, 17 :2–11, 2015. 10th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics.
- [69] W A Farmer, O S Jones, M A Barrios, D J Strozzi, J M Koning, G D Kerbel, D E Hinkel, J D Moody, L J Suter, D A Liedahl, N Lemos, D C Eder, R L Kauffman, O L Landen, A S Moore, and M B Schneider. Heat transport modeling of the dot spectroscopy platform on NIF. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 60(4) :044009, feb 2018.
- [70] Joseph Nilsen, Andrea L. Kritcher, Madison E. Martin, Robert E. Tipton, Heather D. Whitley, Damian C. Swift, Tilo Döppner, Benjamin L. Bachmann, Amy E. Lazicki, Natalie B. Kostinski, Brian R. Maddox, Gilbert W. Collins, Siegfried H. Glenzer, and Roger W. Falcone. Understanding the effects of radiative preheat and self-emission from shock heating on equation of state measurement at 100s of mbar using spherically converging shock waves in a nif hohlraum. *Matter and Radiation at Extremes*, 5(1) :018401, 2020.

Chapitre 2

Introduction à la physique à haute densité d'énergie

Dans l'art et dans la science, aussi bien que dans l'action et la pratique, l'essentiel est de saisir nettement les objets, et de les traiter conformément à leur nature

J.W. Goethe

2.1 Introduction à la physique des plasmas

2.1.1 Qu'est-ce qu'un plasma ?

Le terme de plasma est un mot qui recouvre un état particulier de la matière au même titre que les états solide, liquide et gazeux. Il fut proposé pour la première fois en 1923 par Langmuir [1] dans le cadre de l'étude de décharges électriques dans les gaz. L'état plasma est généralement décrit comme analogue à un gaz ionisé. Ainsi, contrairement aux états solides, liquides et gazeux dont les transitions sont marquées par un fort changement d'aspect, la transition de l'état gazeux vers l'état plasma est plus subtile.

La différence majeure entre un gaz et un plasma repose sur la dynamique des particules les composants. Dans le cas d'un plasma, cette dynamique peut être décomposée en :

- une composante d'agitation thermique
- une composante coulombienne

La première composante est commune tant aux gaz qu'aux plasmas, et conduit généralement le système vers un état désordonné. La seconde composante spécifique aux plasmas tend au contraire à ramener une forme d'ordre par le biais de comportements collectifs des particules chargées face aux contraintes coulombiennes [2, 3]. Au sein d'un plasma, le rapport entre la densité d'énergie électrostatique moyenne par rapport à la densité d'énergie cinétique moyenne (d'origine thermique) est appelé paramètre plasma.

$$\Theta = \frac{\langle E_{elec} \rangle}{\langle E_c \rangle} \quad (2.1)$$

et permet d'identifier deux types de plasmas aux comportements bien différents. Les plasmas faiblement couplés ou $\Theta \ll 1$ où la dynamique du milieu est dominée par la composante thermique, et les plasmas fortement couplés $\Theta \geq 1$ où les comportements collectifs l'emportent, permettant une description fluide ou cristalline. Il est alors important de préciser que les plasmas même approchés comme des gaz ionisés sont globalement neutres, la somme des charges positives portées par les ions et négatives portées par les électrons s'équilibrant. Cette notion de quasi neutralité sera développée dans la section suivante du manuscrit.

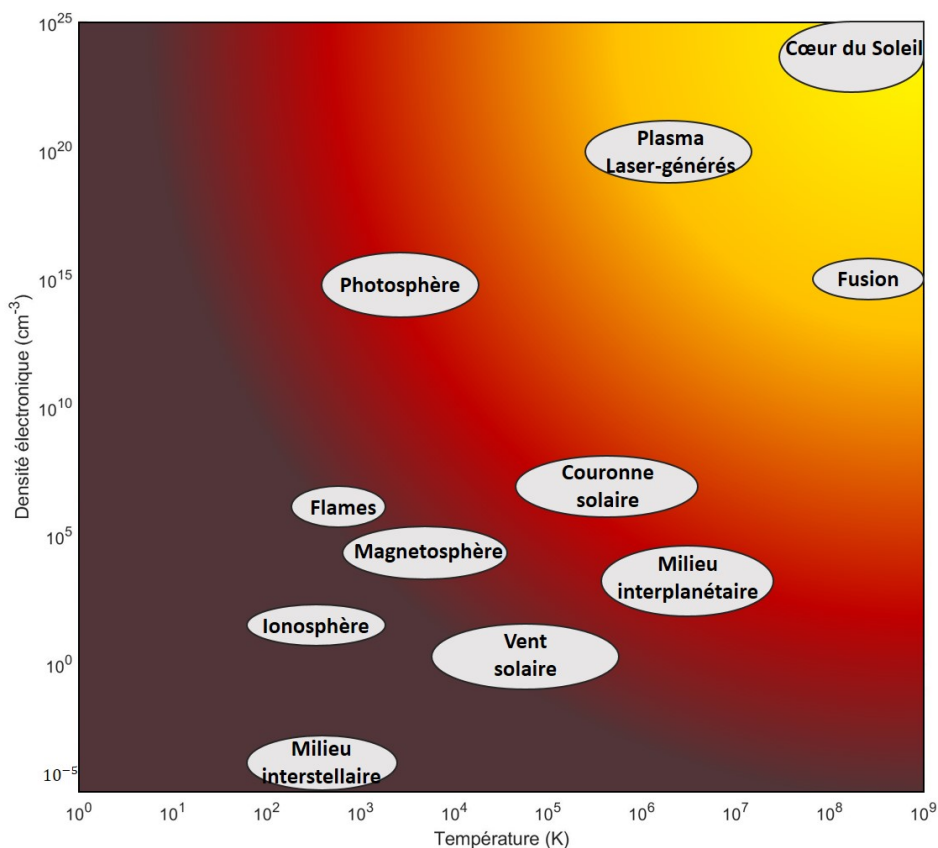


FIGURE 2.1 – Différents plasmas en fonction de leur densité électronique et de leur température

Afin d'obtenir un plasma, les méthodes généralement employées consistent à :

- chauffer fortement la matière afin que l'énergie interne du système soit suffisamment importante pour que les électrons puissent échapper au potentiel électrostatique des noyaux des atomes auxquels ils étaient rattachés
- appliquer une forte différence de potentiel électrique afin de générer un champ électrique suffisamment intense pour pouvoir ioniser le gaz situé entre deux électrodes.

Ainsi, les plasmas peuvent généralement être classés entre eux en fonction de deux para-

mètres fondamentaux qui sont leur température, et leur taux d'ionisation :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_n} \quad (2.2)$$

où n_e est la densité électronique, et n_n est la densité de particules neutres composant le plasma. Ce dernier paramètre permet ainsi de différencier les plasmas dits faiblement ionisés ($\alpha \ll 1$) tels que les plasmas que l'on retrouve dans les procédés industriels et plasmas froids de manière générale. Les plasmas fortement ionisés sont quant à eux caractérisés par ($\alpha \approx 1$) comme c'est le cas en astrophysique avec les plasmas stellaires ou sur Terre dans le cadre des plasmas thermonucléaires. On peut d'ailleurs remarquer que la majeure partie de la matière dans l'Univers est sous forme de plasma contrairement à ce que nous connaissons sur Terre. Nous en proposons ici une répartition en fonction de la température et de la densité électronique en Fig.2.1.

Dans la suite de ce manuscrit, le terme plasma renverra de manière générale vers les plasmas chauds fortement ionisés.

2.1.2 Grandeurs caractéristiques

Afin de mieux appréhender les comportements complexes que peuvent adopter les plasmas, il est important de définir quelques unes des grandeurs caractéristiques couramment utilisées.

Bien que quasi-neutre, un plasma est caractérisé par les particules chargées le composant [2, 3] lui donnant sa capacité à pouvoir se réarranger afin de conserver sa quasi-neutralité globale lorsqu'une perturbation électromagnétique lui est appliquée. Comprendre les mécanismes sous-jacents à ces réarrangements va nous permettre de définir les échelles caractéristiques de temps et d'espace nécessaires au plasma pour pouvoir répondre à ces perturbations.

Réponse aux perturbations électroniques et quasi neutralité

Soit un volume \mathcal{V} remplis d'ions chargés positivement et d'électrons chargés négativement de sorte que la somme des charges des éléments composant le système soit nulle et au repos. Supposons que l'on puisse déplacer certaines de ces charges sur une distance x_0 de sorte que la dissymétrie créée, génère un champ électrique :

$$E = \frac{n_0 e x_0}{\epsilon_0} \quad (2.3)$$

qui peut être déterminé à l'aide du théorème de Gauss. La perturbation ainsi créée est à l'origine du déplacement des ions et électrons composant le système menant à l'écrantage de la perturbation. Les électrons étant plus légers que les ions, se mettent en mouvement plus facilement, leur permettant de réagir plus rapidement pour compenser la perturbation électrique.

En appliquant le second principe de Newton au système, il est alors possible d'en décrire la dynamique.

$$m_e \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -eE \quad (2.4)$$

En substituant la valeur de E obtenue précédemment, on retrouve ainsi une équation d'oscillateur harmonique :

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e} x = 0 \quad (2.5)$$

dont la pulsation régissant le système peut alors être écrite comme :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.6)$$

Elle est appelée pulsation plasma. Ainsi, pour toute perturbation dans la distribution des particules chargées dans le plasma, l'écrantage du champ électrique généré se fait sur un temps caractéristique $\tau_p = \frac{2\pi}{\omega_p}$.

Nous venons ainsi de voir que la population électronique présente dans le plasma pouvait répondre à une perturbation électrique afin de maintenir le plasma quasi neutre sur une échelle de temps proportionnelle à ω_p . La question peut alors se poser de déterminer quelles sont les échelles spatiales associées à ce processus. Toujours en considérant que la population électronique sera plus rapide à répondre que la population ionique, une estimation rapide de l'échelle spatiale du phénomène peut-être obtenue en considérant la vitesse électronique moyenne comme : $v_e = \sqrt{\frac{E_c}{m_e}}$ où m_e est la masse d'un électron et $E_c \approx k_B T$ est l'énergie cinétique des électrons due à l'agitation thermique. On en déduit donc une échelle spatiale de réponse pour l'écrantage de champs électriques liés à des séparations de charges :

$$\lambda_D = \frac{v_e}{\omega_p} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2}} \quad (2.7)$$

aussi connue sous le nom de longueur de Debye. Des démonstrations plus rigoureuses peuvent être trouvées dans la littérature [2, 3, 4]. Nous nous contenterons de cette estimation rapide qui sera suffisante pour la suite.

La longueur de Debye que nous venons ainsi de définir est importante puisqu'elle permet de décrire les longueurs sur lesquelles le champ électrique induit par un ion est écranté par les autres particules dans le plasma. Ainsi, pour des dimensions de plasma $L_{plasma} \leq \lambda_D$ les forces d'interactions coulombiennes sont importantes et jouent un rôle prédominant. Dans le cas où $L_{plasma} \geq \lambda_D$, les potentiels électriques individuels induits par chaque particule chargée sont écrantés. Les effets de charge des particules composant le plasma ne sont ainsi pas perçues dans la dynamique collective du milieu. Les champs individuellement générés se compensent. Le principe de quasi-neutralité est ainsi respecté strictement. Dans la suite de notre manuscrit, les échelles spatiales considérées seront suffisamment importantes pour pouvoir considérer que ce critère est respecté.

Réponse à une perturbation magnétique

De la même manière que pour les champs électriques, un plasma est capable de réarranger sa structure afin de répondre à une perturbation magnétique. Nous proposons ici d'établir quelques grandeurs caractéristiques permettant d'étudier la réponse du plasma.

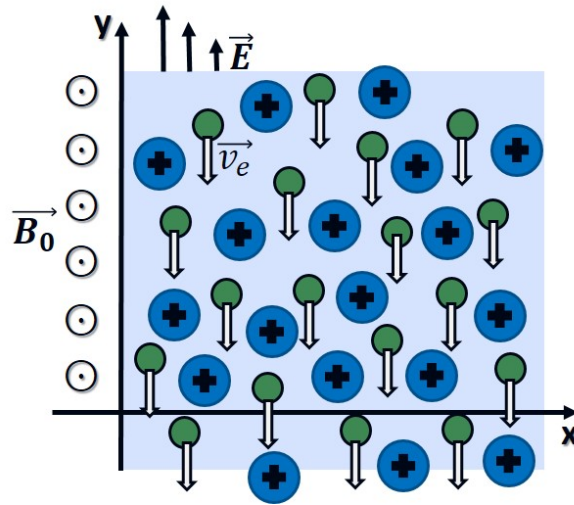


FIGURE 2.2 – Réaction des électrons à la perturbation d'un champ magnétique externe. Les points vert représentent les électrons dans le plasma, et les billes bleues représentent les ions positifs.

Soit un plasma constitué d'électrons et d'ions. Afin de simplifier le calcul, nous considérerons que $n_e = n_i$. Dotons notre espace d'un repère orthonormé (x, y, z) , et considérons que le plasma que nous avons défini précédemment occupe la partie du repère $x > 0$. Supposons maintenant que l'espace $x < 0$, est occupé par un champ magnétique uniforme orienté selon l'axe z et pouvant varier temporellement. Une représentation de ce système est proposé en Fig.2.2.

Dans un premier temps, nous proposons d'étudier le phénomène d'induction de champ électrique dans le plasma dû aux variations du champ magnétique en fonction du temps. Le champ magnétique étant orienté selon l'axe z , le champ électrique induit dans le plasma est alors orienté selon l'axe y . Dans un premier temps, nous ne considérerons que la réponse rapide des électrons, plus légers, et rapides à se mettre en mouvement. Ainsi, le champ électrique induit dans le plasma met en mouvement la population électronique qui acquiert la vitesse v_e . Les équations de Maxwell peuvent alors être réécrites sous la forme :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}. \quad (2.9)$$

En notant que le courant dans le plasma sera alors principalement lié au déplacement des électrons, on obtient alors : $\mathbf{J} = -en_e \mathbf{v}_e$. Afin de résoudre notre système, nous adjoignons l'application du principe fondamental de la dynamique pour résoudre le mouvement des électrons dans le plasma :

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -e\mathbf{E}. \quad (2.10)$$

Nous proposons ici de résoudre notre système d'équations en 1D, ce qui sera suffisant pour déterminer la longueur caractéristique sur laquelle s'effectue le phénomène d'induction dans le plasma. Ainsi, en remplaçant la valeur de \mathbf{J} dans Eq.2.9, et en les réécrivant sous

la forme 1D notre système d'équations devient alors :

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x} = \mu_0 n_e \mathbf{v}_e, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E}. \quad (2.13)$$

Ainsi, en dérivant spatialement Eq.2.11, et en dérivant temporellement Eq.2.12, on obtient finalement :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial x \partial t} = -\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} = \mu_0 n_e \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} \quad (2.14)$$

En injectant le résultat de Eq.2.13, dans Eq.2.14 que nous venons d'établir, on obtient finalement l'équation différentielle du second degré suivante :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{E} \quad (2.15)$$

où $\lambda_L = c\sqrt{\frac{\epsilon_0 m_e}{n e^2}} = \frac{c}{\omega_p}$ s'appelle longueur de London et décrit l'épaisseur caractéristique sur laquelle le plasma réagit à la perturbation magnétique.

Le lien entre ce champ électrique induit et le champ magnétique diffusant dans le plasma peut alors être donné par :

$$E(x, t) = \lambda_L \frac{\partial B_0(t)}{\partial t} e^{-\frac{x}{\lambda_L}}. \quad (2.16)$$

Le champ magnétique ayant diffusé dans le plasma peut donc s'écrire comme :

$$B(x, t) = B_0(t) e^{-\frac{x}{\lambda_L}}. \quad (2.17)$$

Ainsi, la longueur de London nous permet d'estimer l'épaisseur de peau sur laquelle un champ magnétique externe est écranté par la dynamique électronique du plasma.

La longueur de London peut ainsi être vue comme la longueur inertielle électronique dans le plasma. Dans le cas de plasma magnétisé, la longueur inertielle ionique est quant à elle décrite comme :

$$\lambda_i = \frac{c}{\omega_{p,i}} \quad (2.18)$$

où $\omega_{p,i}$ représente la pulsation plasma pour les ions. Cette seconde longueur permet de quantifier le découplage des ions de la population électronique, et exprime la longueur sur laquelle le champ magnétique se gèle dans le fluide électronique.

Vitesse de propagation d'une perturbation magnétique

Maintenant que nous avons défini les échelles d'espace sur lesquelles un champ magnétique diffuse dans un plasma, nous proposons de compléter notre description. Cette description peut être complétée en étudiant le plasma précédent sur des échelles de temps plus longues pour donner le temps aux ions de réagir. Ce nouveau modèle va ainsi nous permettre d'établir la vitesse à laquelle une perturbation magnétique se propage dans le plasma.

Le champ magnétique ayant diffusé dans le plasma que nous avons calculé dans la section précédente induit un mouvement supplémentaire des électrons et doit donc être pris en compte dans l'équation du mouvement des électrons. Ainsi, notre nouveau système d'équation devient :

$$\nabla \times \mathbf{B} = -\mu_0 n_e e \mathbf{v}_e, \quad (2.19)$$

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -e\mathbf{E} - e\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}, \quad (2.20)$$

où $\mathbf{E} = E_1 \mathbf{e}_y + E_2 \mathbf{e}_x$, où E_1 est la composante du champ électrique induit calculé dans la section précédente, et où E_2 est le champ électrique dû à la séparation de charges induite par le déplacement des électrons dans le champ magnétique ayant diffusé dans le plasma. Cette nouvelle composante est à l'origine du déplacement des ions dans le plasma selon l'axe \mathbf{e}_x . Ainsi, le déplacement des électrons et des ions selon l'axe \mathbf{e}_x se fait par entraînement mutuel, préservant la quasi-neutralité du milieu. Le mouvement du plasma selon \mathbf{e}_x est donc limité par la dynamique ionique, les ions étant plus lourds et se déplaçant plus lentement.

Afin de prendre en compte le comportement des ions du système, nous utiliserons l'équation d'Euler pour les ions. Cette équation exprime la conservation de la quantité de mouvement des ions, et sera établie en Sec.2.1.6. Nous admettrons donc cette équation dans un premier temps, nous donnant ainsi :

$$m_i \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + m_i \mathbf{v}_i \cdot \nabla \mathbf{v}_i = e\mathbf{E}. \quad (2.21)$$

L'entraînement des ions dans le plasma provient de la composante $E_2 \mathbf{e}_x$, résultant de la force de Laplace. Ceci permet donc de d'effectuer un transfert d'inertie entre électrons et ions par couplage électrostatique entre les deux populations. Ce phénomène permet donc la mise en mouvement collective de la population ionique au sein d'un mouvement collectif stationnaire du plasma [2].

Dans cette hypothèse de mouvement ionique stationnaire, en considérant une écriture unidimensionnelle de l'équation d'Euler pour les ions, on obtient ainsi que :

$$m_i \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} = 0, \quad (2.22)$$

permettant d'écrire :

$$\mathbf{v}_i \cdot \nabla \mathbf{v}_i = -\frac{e}{m_e} \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}. \quad (2.23)$$

De la loi de Maxwell-Faraday, on peut réécrire \mathbf{v}_e sous la forme $\mathbf{v}_e = -\frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0 n_e e}$, puis l'injecter dans Eq.2.23 pour obtenir :

$$\frac{1}{2} \frac{dv_i^2}{dx} \mathbf{e}_x = \frac{1}{\mu_0 n_e m_i} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.24)$$

qui peut être finalement réécrit comme :

$$\frac{dv_i^2}{dx} = -\frac{d}{dx} \left(\frac{B^2}{\mu_0 n_i m_i} \right). \quad (2.25)$$

Afin de résoudre cette équation, il est important de rappeler les hypothèses qui serviront de conditions aux limites dans l'intégration. Le plasma est initialement confiné dans l'espace $x > 0$, et la vitesse des ions doit donc être nulle en $x = 0$. Le champ magnétique dans notre système est donné comme :

$$\mathbf{B} = \begin{cases} B_0 = B_0(t) & \text{si } x < 0 \\ B_i = B_0(t)e^{-\frac{x}{\lambda_L}} & \text{si } x > 0 \end{cases} \quad (2.26)$$

où B_0 est le champ magnétique externe initial, et B_i est le champ magnétique induit dans le plasma. Ainsi, on obtient la solution :

$$v_i^2 = \mathcal{V}_A^2 - \frac{B_i^2}{\mu_0 n_i m_i} \quad (2.27)$$

où \mathcal{V}_A est appelé vitesse d'Alfvén, et s'écrit comme :

$$\mathcal{V}_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 n_i m_i}}. \quad (2.28)$$

Cette vitesse permet ainsi de décrire la vitesse à laquelle se propage une perturbation magnétique pénétrant dans un plasma non initialement magnétisé. Dans le cas d'un plasma magnétisé initialement, cette vitesse correspond à la propagation des ondes magnétiques dans le milieu.

Nous aurions pu résoudre ces équations dans le cas instationnaire. Le sens et l'interprétation de la vitesse d'Alfvén en serait néanmoins resté inchangé.

2.1.3 Susceptibilité diélectrique

Nous avons vu qu'en cas de perturbation électromagnétique, un plasma était en mesure de se réarranger afin d'écranter cette perturbation. La question de la réponse d'un plasma face à une onde électromagnétique peut alors se poser. Avant d'établir la relation de dispersion pour les ondes électromagnétiques dans ce milieu, il est nécessaire d'en établir la susceptibilité diélectrique préalablement.

A la base de la théorie cinétique dans les plasmas, que nous n'aborderons pas dans cette introduction, mais dont nous pouvons utiliser certains résultats notables établis et décrits de manière complète et rigoureuse dans de nombreux ouvrages généralistes [2, 3, 4], l'équation de Boltzmann, décrit les interactions champ-particules sur des échelles de temps cinétiques. Elle peut-être écrite comme :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_\alpha + \mathbf{F}_\alpha \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_\alpha = \frac{df_c}{dt} \quad (2.29)$$

où f_α est la distribution moyennée des populations électroniques et ioniques, \mathbf{v} est la vitesse d'une particule moyenne α , \mathbf{F}_α les forces s'appliquant à la distribution des particules α . Le terme $\frac{df_c}{dt}$ décrit quant à lui la variation du nombre de collisions en fonction du temps. Dans le cas où un plasma est perturbé par le passage d'une onde électromagnétique dont la vitesse de phase est plus importante que la vitesse des électrons due à l'agitation thermique, l'équation de Boltzmann peut être linéarisée et réécrite comme [5] :

$$\frac{\partial f_e^1}{\partial t} - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_e^{\mathcal{M}} = \sum_{a \in [e,i]} \nu_{ea} \left[f_e^1 - \frac{m_e \mathbf{v} \cdot \delta \mathbf{u}_{e,a}}{k_B T_e} f_e^{\mathcal{M}} \right] \quad (2.30)$$

où les indices e et i désignent respectivement la population électronique et ionique, et où :

$$f_e = f_e^{\mathcal{M}} + f_e^1, \quad (2.31)$$

désigne une distribution électronique Maxwellienne $f_e^{\mathcal{M}}$ perturbée au premier ordre, et de perturbation f_e^1 . Pour notre hypothèse de calcul, nous considérerons que le cas d'une onde plane progressive de champ électrique \mathbf{E} tel que :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}. \quad (2.32)$$

Le terme collisionnel que nous utilisons dans le membre de droite de l'équation Eq.2.30, est le terme classique de Gross et Krook linéarisé [6, 7].

Dans un premier temps, on peut négliger les termes de collisions électron-électron qui ne contribuent que faiblement à l'amortissement de l'onde. Dans un second temps, le rapport de la masse électronique sur la masse ionique étant faible, on obtient que la perturbation en vitesse des ions dues aux collisions avec les électrons peut être négligée ($\mathbf{u}_{e,i} \ll 1$). Ainsi, notre terme de collisions peut être réécrit comme :

$$\sum_{a \in [e,i]} \nu_{ea} \left[f_e^1 - \frac{m_e \mathbf{v} \cdot \delta \mathbf{u}_{e,a}}{k_B T_e} f_e^{\mathcal{M}} \right] = \nu_{e,i} f_e^1 \quad (2.33)$$

Ceci nous permet donc de réexprimer Eq.2.30 dans l'espace de Fourier comme :

$$-i\omega f_e^1 + \frac{e}{k_B T_e} \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} f_e^{\mathcal{M}} = -\nu_{e,i} f_e^1 \quad (2.34)$$

avec $\nu_{e,i}$ désignant la fréquence de collision électron-ion. L'avantage de cette réécriture dans l'espace de Fourier réside dans sa capacité à pouvoir faire apparaître les courants de polarisation dus à la perturbation électronique de façon simple. Ces courants de polarisation étant définis comme $\mathbf{J}_P = e \int \mathbf{v} f_e^1 d^3 \mathbf{v}$, on en déduit donc par simple intégration dans l'espace des moments de Eq.2.34 que :

$$-i\omega \mathbf{J}_P - \frac{e}{m_e} n_e^0 \mathbf{E} = -\nu_{e,i} \mathbf{J}_P \quad (2.35)$$

Permettant ainsi d'obtenir l'expression du courant de polarisation dans le plasma comme :

$$\mathbf{J}_P = -\frac{n_e^0 e^2}{m_e (i\omega - \nu_{e,i})} \mathbf{E} \quad (2.36)$$

Les courants de polarisation étant traditionnellement obtenus par $\mathbf{J}_P = \sigma \mathbf{E}$ avec $\sigma = -i\omega \epsilon_0 \chi_e$ la conductivité électrique du milieu, on en déduit ainsi la susceptibilité diélectrique classique du milieu :

$$\chi_e = -\frac{\omega_p^2}{\omega (\omega + i\nu_{e,i})} \quad (2.37)$$

La permittivité diélectrique relative du plasma est alors donnée par $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$, ce qui nous donne une fois développée :

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{e,i}^2} + i \frac{\omega_p^2 \nu_{e,i}}{\omega (\omega^2 + \nu_{e,i}^2)} \quad (2.38)$$

On voit alors que dans le cas d'un plasma non collisionnel, la partie imaginaire du plasma disparaît, ne laissant qu'une partie réelle. Dans ce cas précis, le milieu ne possède qu'un indice optique réel, et le milieu est alors parfaitement réfractant, non absorbant. Dans le cas d'un plasma collisionnel, une partie de l'énergie de l'onde électromagnétique est transmise aux particules par collisions. Ce phénomène de transfert d'énergie par absorption collisionnelle porte le nom de Bremsstrahlung inverse.

2.1.4 Interaction des ondes électromagnétiques dans les plasmas

Relation de dispersion dans les plasmas

Soit \mathbf{E} le champ électrique et \mathbf{B} le champ magnétique induit d'une onde électromagnétique. Dans le vide, le comportement d'une onde électromagnétique est généralement décrit à l'aide des 4 équations de Maxwell qui peuvent être écrites comme :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.39)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.40)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.41)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.42)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, et tel que :

$$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2} \quad (2.43)$$

avec c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans un plasma homogène, dans la limite où il n'y aurait pas de charges libres et de courants, les équations de Maxwell régissant la propagation d'une onde électromagnétique plane progressive d'équation :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2.44)$$

peuvent alors être réécrites comme :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho^{\text{libre}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = 0, \quad (2.45)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.46)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B}, \quad (2.47)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{-i\omega \varepsilon_r \mathbf{E}}{c^2}, \quad (2.48)$$

où ϵ_r est la permittivité diélectrique relative du milieu où l'onde se propage, et où il a été utilisé que :

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -i\omega \mathbf{E}. \quad (2.49)$$

L'équation d'onde associée au système est alors obtenue en prenant le rotationnel de l'équation Eq.2.47. On retrouve alors l'équation d'Alembert associée :

$$\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) - k^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2 \epsilon_r}{c^2} \mathbf{E} = 0 \quad (2.50)$$

où k est la norme du vecteur \mathbf{k} . Remise sous forme tensorielle, l'équation peut être exprimé comme :

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (2.51)$$

où $\mathbf{A} = \mathbf{k}\mathbf{k} - k^2 \mathbf{1} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r$. En assumant que le champ électrique de notre onde est non nul, cela implique que $\det[\mathbf{A}] = 0$ nous donnant alors une relation de dispersion pour les ondes électromagnétiques dans le plasma.

Dans l'approximation d'un plasma isotrope dans lequel une onde électromagnétique de vecteur \mathbf{k} parallèle à \mathbf{e}_z se propagerait, cette équation peut être alors réécrite comme :

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & kk \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} k^2 & 0 & 0 \\ 0 & k^2 & 0 \\ 0 & 0 & k^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

et $\det[\mathbf{A}]$ devient alors :

$$\det[\mathbf{A}] = \left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \right)^2 \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r = 0 \quad (2.53)$$

où deux solutions sont alors possibles.

Dans le cas où $\epsilon_r = 0$, l'équation $\mathbf{A} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{0}$ implique que $E_x = E_y = 0$ et que donc la seule composante non nulle de notre onde soit E_z , impliquant que notre onde doit être longitudinale pour pouvoir se propager.

Dans le cas d'une onde transverse, la solution de cette équation est alors donnée par :

$$-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r = 0 \quad (2.54)$$

qui peut ensuite être simplifiée dans le cas d'un plasma non collisionnel comme :

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \omega_p^2 \quad (2.55)$$

avec $\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ pour un plasma non collisionnel. Ainsi, pour qu'une onde puisse se propager dans le plasma, il est alors nécessaire que $\omega > \omega_p$. Si $\omega < \omega_p$ la dynamique électronique du plasma agira instantanément de sorte à écranter le champ électrique de l'onde incidente, l'empêchant de se propager dans le plasma au delà de l'épaisseur de peau du milieu $\eta = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}}$.

On en déduit ainsi la densité limite à partir de laquelle une onde électromagnétique ne peut plus pénétrer un plasma :

$$n_c = \frac{\epsilon_0 \omega^2 m_e}{e^2}. \quad (2.56)$$

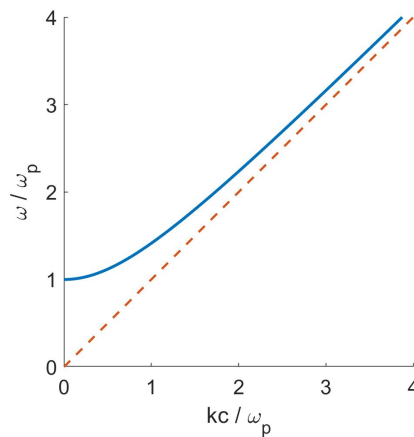


FIGURE 2.3 – Relation de dispersion pour une onde électromagnétique transverse dans un plasma. La ligne bleue représente la relation de dispersion donnée par Eq.2.55, et la ligne pointillée rouge représente son asymptote en $\omega = kc$

Réfraction dans les plasmas non collisionnels

L'indice de réfraction d'un milieu est généralement défini comme étant le ratio entre la vitesse de la lumière dans le vide c , et la vitesse de phase de l'onde dans le milieu considéré. Ainsi, en reprenant les résultats de la section précédente, on obtient :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.57)$$

ce qui est analogue au cas classique d'une onde traversant un milieu matériel. L'indice de réfraction de ce milieu est alors classiquement donné par :

$$n_r = \frac{c}{v_\phi} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (2.58)$$

La limite de cette approche est que nous ne représentons pas l'absorption de la lumière par le plasma qui est généralement donnée par la partie complexe de l'indice optique que l'on notera par la suite \mathcal{N} .

Prise en compte des collisions

Dans le cas où l'on prend en compte les collisions dans le plasma, la permittivité diélectrique relative du plasma récupère sa composante imaginaire. L'indice optique complexe alors défini comme $\mathcal{N} = \sqrt{\epsilon_r}$ devient :

$$\mathcal{N} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{e,i}^2} + i \frac{\omega_p^2 \nu_{e,i}}{\omega (\omega^2 + \nu_{e,i}^2)}} \quad (2.59)$$

et peut être réécrit comme : $\mathcal{N} = n_{\mathcal{R}e} + i n_{\mathcal{I}m}$, où $n_{\mathcal{R}e}$ est responsable de la réfraction dans le plasma, et où $n_{\mathcal{I}m}$ est responsable de l'absorption par le plasma.

2.1.5 Définition des grandeurs fluides macroscopiques

La description particulière d'un plasma étant certes très détaillée et efficace pour décrire les interactions mutuelles des particules constituant le milieu, cette approche connaît généralement ses limites pour la description d'un plasma à grandes échelles. En effet, l'approche cinétique nécessitant de pouvoir connaître l'état de chaque particule constitutive du milieu en tout endroit à chaque instant, nécessite une capacité de traitement d'information conséquent, alourdissant de ce fait fortement le calcul pour comprendre et décrire l'évolution du système. Ainsi, l'approche cinétique est un très bon modèle pour des études locales des plasmas, tandis que pour une approche à grande échelle, une description fluide du milieu sera alors généralement plus pratique à utiliser.

Description cinétique initiale

Afin de pouvoir décrire un plasma à l'aide d'un modèle fluide, il est alors nécessaire d'en décrire les grandeurs macroscopiques associées. Pour se faire, il est possible de repartir des équations cinétiques. Soit α une famille de particules composant un plasma. La fonction de distribution $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ des particules exprimée dans l'espace des phases (\mathbf{r}, \mathbf{v}) , où \mathbf{r} est le vecteur position, \mathbf{v} est le vecteur vitesse et t est le temps, peut être injectée dans l'équation de Boltzmann pour décrire l'évolution temporelle du plasma.

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_\alpha + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_\alpha = \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_c \quad (2.60)$$

où $\left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_c$ représente la variation temporelle de la distribution des espèces α due aux collisions que l'on considérera élastiques. Les variables de position, vitesse et accélération étant indépendantes les unes des autres, il est alors possible de réécrire l'équation de Boltzmann comme :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} f_\alpha) + \nabla_{\mathbf{v}} \cdot \left(f_\alpha \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) = \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_c \quad (2.61)$$

Définition des grandeurs macroscopiques

Les grandeurs macroscopiques peuvent être mathématiquement interprétées comme la valeur moyennée dans l'espace des vitesses de la fonction associée. Ainsi, la densité de particules est obtenue comme :

$$n_\alpha(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_\alpha d^3\mathbf{v} \quad (2.62)$$

De même, la vitesse du fluide constitué de particules α est donnée par :

$$\mathbf{u}_\alpha = \frac{1}{n_\alpha(\mathbf{x}, t)} \int_{-\infty}^{+\infty} f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \mathbf{v} d^3v \quad (2.63)$$

De ces 2 expressions, il est alors possible de remonter aux grandeurs macroscopiques de chaque composante de fluide α du plasma comme la masse volumique ρ_α , la charge Q_α , et la densité de courant \mathbf{j}_α par :

$$\rho_\alpha(\mathbf{r}, t) = m_\alpha n_\alpha(\mathbf{r}, t) \quad (2.64)$$

$$Q_\alpha(\mathbf{r}, t) = q_\alpha n_\alpha(\mathbf{r}, t) \quad (2.65)$$

$$\mathbf{j}_\alpha(\mathbf{r}, t) = Q_\alpha \mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}, t) \quad (2.66)$$

La masse volumique totale du plasma ainsi que sa vitesse fluide sont alors obtenues par :

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_\alpha \rho_\alpha(\mathbf{r}, t) \quad (2.67)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \frac{\sum_\alpha \rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r}, t)}{\rho} \quad (2.68)$$

2.1.6 Description hydrodynamique d'un plasma

Équations d'Euler

Nous avons vu précédemment qu'il était possible de remonter aux grandeurs macroscopiques utilisées dans les descriptions fluides par simple intégration de f_α dans l'espace des phases. De manière analogue, il est alors possible d'obtenir les équations de conservations des écoulements associés à chaque espèce α de notre fluide en intégrant sur les vitesses dans l'espace des phases, l'équation de Boltzmann (Eq.2.61) introduite plus tôt. Ce jeu d'équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement (équation d'Euler), ainsi que de l'énergie est à la base de la description de nombreux phénomènes hydrodynamiques en physique des plasmas mais aussi de manière plus générale en hydrodynamique fondamentale.

Conservation de la masse

Le calcul de moment d'ordre zéro de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses permet de ré-établir la conservation de la masse, et peut ainsi être exprimé comme :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} f_\alpha) + \nabla_{\mathbf{v}} \cdot \left(f_\alpha \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) \right] d^3v = \int_{-\infty}^{+\infty} C_\alpha d^3v \quad (2.69)$$

où $C_\alpha = \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_c$ est l'opérateur de collision vu dans l'équation de Boltzmann. L'intégration de ce dernier terme donne alors trivialement zéro dans l'approximation où le nombre de particules composant le plasma n'est pas changé par les collisions, tandis que chacun des termes du membre de gauche peuvent être intégrés indépendamment les uns des autres donnant ainsi une expression simple de l'équation de conservation de la masse pour chaque espèce α composant notre plasma :

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha) = 0 \quad (2.70)$$

Conservation de la quantité de mouvement, l'équation d'Euler

De même, il est possible d'obtenir l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour chaque espèce α composant le plasma en calculant les moments d'ordre 1 sur l'espace des phases par l'équation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[m_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + m_\alpha \nabla \cdot (\mathbf{v} f_\alpha) + \nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f_\alpha \mathbf{F}) \right] \mathbf{v} d^3v = m_\alpha \int_{-\infty}^{+\infty} C_\alpha \mathbf{v} d^3v \quad (2.71)$$

où par simple intégration, il a été obtenu que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} m_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \mathbf{v} d^3v = \frac{\partial}{\partial t} (\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha) \quad (2.72)$$

en utilisant $\mathbf{v}'_\alpha = \mathbf{v}_\alpha - \mathbf{u}_\alpha$ il est possible de faire ressortir le tenseur de pression en notant que $\bar{\mathbf{P}}_{\alpha,jk} = \langle v'_{\alpha j} v'_{\alpha k} \rangle \rho_\alpha$ donnant ainsi :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} m_\alpha \nabla \cdot (\mathbf{v} f_\alpha) \mathbf{v} d^3v = m_\alpha \sum_k \partial_k [\langle v'_{\alpha j} v'_{\alpha k} \rangle + u_{\alpha j} u_{\alpha k}] n_\alpha = \nabla \cdot (\bar{\mathbf{P}}_\alpha + \rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha \mathbf{u}_\alpha) \quad (2.73)$$

où par simple intégration :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f_\alpha \mathbf{F}) \mathbf{v} d^3v = -Q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}) \quad (2.74)$$

et finalement par définition donne la quantité de mouvement moyenne transmise aux particules α lors de collisions avec les autres particules dans le système.

$$m_\alpha \int_{-\infty}^{+\infty} C_\alpha \mathbf{v} d^3v = \mathbf{R}_\alpha \quad (2.75)$$

Cela permet ainsi d'aboutir à une expression simple de la conservation de la quantité de mouvement au sein du fluide :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha) = Q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot (\bar{\mathbf{P}}_\alpha + \rho_\alpha \mathbf{u}_\alpha \mathbf{u}_\alpha) + \mathbf{R}_\alpha \quad (2.76)$$

Conservation de l'énergie

La conservation de l'énergie, de manière analogue aux deux autres équations de conservation peut être obtenue en calculant les moments d'ordre 2 de l'équation de Boltzmann en la multipliant au préalable par $\frac{1}{2} m_\alpha \mathbf{v}^2$, puis en l'intégrant toujours dans l'espace des phases donnant ainsi :

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[m_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + m_\alpha \nabla \cdot (\mathbf{v} f_\alpha) + \nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f_\alpha \mathbf{F}) \right] \mathbf{v}^2 d^3v = \frac{m_\alpha}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} C_\alpha \mathbf{v}^2 d^3v \quad (2.77)$$

qui suite à une longue intégration permet d'aboutir à l'équation de la conservation de l'énergie :

$$\frac{dp_\alpha}{dt} - \gamma_\alpha \frac{p_\alpha}{\rho_\alpha} \frac{d\rho_\alpha}{dt} = (\gamma_\alpha - 1) \left[-\nabla \cdot \Phi_\alpha - \sum_j \sum_k (\Pi_{\alpha,kj} \partial_k u_{\alpha,j}) + H_\alpha \right] \quad (2.78)$$

où l'on a séparé le tenseur de pression en une partie isotrope p_α et une partie anisotrope Π_α . Φ_α représente le flux de chaleur porté par les espèces α , et H_α représente les gains et pertes de densité d'énergie dû aux collisions entre les espèces α , et les autres espèces composant le système. Enfin γ_α représente l'indice adiabatique associé au fluide de particules α .

Retour sur le tenseur de pression

Afin de clarifier rapidement la description du tenseur de pression utilisé précédemment dans les équations, il convient d'en redonner la définition :

$$P_{\alpha,jk} = \rho_{\alpha} \langle v'_{\alpha,j} v'_{\alpha,k} \rangle = P_{\alpha,kj} \quad (2.79)$$

où nous avons réutilisé la notation $\mathbf{v}_{\alpha} = \mathbf{v}'_{\alpha} + \mathbf{u}_{\alpha}$. Ce tenseur peut être séparé en deux composantes isotropes et anisotropes. La composante anisotrope du tenseur est alors due aux anisotropies de la distribution f_{α} de Maxwell-Boltzmann de l'espèce α et peut alors être écrite comme :

$$\Pi_{\alpha,jk} = P_{\alpha,jk} - p_{\alpha} \delta_{jk} \quad (2.80)$$

La partie isotrope, quant à elle est alors définie comme :

$$p_{\alpha} = \frac{n_{\alpha} m_{\alpha}}{3} \langle \mathbf{v}'_{\alpha}{}^2 \rangle = \frac{2}{3} \rho_{\alpha} \mathcal{U}_{\alpha} = \frac{1}{3} \sum_k P_{\alpha,kk} \quad (2.81)$$

où \mathcal{U}_{α} est l'énergie interne associée au fluide d'espèce α et est ainsi définie comme la résultante des éléments diagonaux du tenseur de pression.

2.1.7 Loi d'Ohm généralisée et loi d'induction

Dans l'établissement de la loi de conservation de la quantité de mouvement précédente, nous avons très rapidement simplifié le bilan des forces en faisant apparaître le terme de champ électrique \mathbf{E} . Nous proposons ici d'explicitier ce terme afin de mieux en appréhender la complexité. Pour ce faire, nous pouvons repartir de l'expression que nous avons obtenu dans l'établissement de la loi de conservation de la quantité de mouvement multifluide pour une particule α donnée :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}) = Q_{\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_{\alpha} \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot (\bar{\mathbf{P}}_{\alpha} + \rho_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}) + \mathbf{R}_{\alpha}. \quad (2.82)$$

Multiplions maintenant Eq.2.82 par le ratio $\frac{Q_{\alpha}}{m_{\alpha}}$ et sommons l'équation sur l'ensemble des espèces α constitutives du plasma :

$$\sum_{\alpha} \frac{Q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}) = \sum_{\alpha} \frac{Q_{\alpha}^2}{m_{\alpha}} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_{\alpha} \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot (\bar{\mathbf{P}}_{\alpha} + \rho_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}) + \mathbf{R}_{\alpha}. \quad (2.83)$$

Ainsi, l'expression que nous venons d'obtenir en Eq.2.83 est la forme générale de la loi d'Ohm en approche multifluide puisque nous pouvons facilement observer que :

$$\sum_{\alpha} \frac{Q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}) = \sum_{\alpha} \frac{\partial \mathbf{j}_{\alpha}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}. \quad (2.84)$$

Si Eq.2.83 est une forme généraliste de la loi d'Ohm dans le plasma, elle n'en reste pas moins difficile à exploiter. Afin d'en donner une expression plus facile à interpréter, nous proposons de la développer dans le cas d'une description bi-fluide, plus facile manipuler.

Dans cette description bi-fluide, le plasma sera composé d'un fluide ionique chargé positivement, et d'un fluide électronique chargé négativement. Ainsi, nous pouvons redéfinir les grandeurs fluides suivantes :

$$\rho = n_i m_i + n_e m_e, \quad (2.85)$$

$$\mathbf{u} = \frac{n_i m_i}{\rho} \mathbf{u}_i + \frac{n_e m_e}{\rho} \mathbf{u}_e, \quad (2.86)$$

$$Q = (n_i - n_e)e, \quad (2.87)$$

$$\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{u}_i + n_e \mathbf{u}_e), \quad (2.88)$$

avec ρ , \mathbf{u} , Q , et \mathbf{j} représentant respectivement la densité, la vitesse fluide moyenne, la charge moyenne, et la densité de courant du plasma que nous décrivons. Les indices e, et i utilisés ici désignent quant à elles les populations électroniques et ioniques.

Afin de simplifier nos expressions, il est pratique de remarquer que $m_e \ll m_i$, et que dans le cas d'un plasma quasi-neutre, on a $Q \approx 0$. Ces hypothèses permettent donc d'obtenir depuis Eq.2.85-2.88 que :

$$n_i \approx \frac{\rho}{m_i}, \quad (2.89)$$

$$n_e \approx \frac{\rho}{m_e}, \quad (2.90)$$

$$\mathbf{u}_e \approx \mathbf{u} - \frac{\mathbf{j}}{n_e e}, \quad (2.91)$$

$$\mathbf{u}_i \approx \mathbf{u} - \frac{n_e}{n_i} \mathbf{u} \approx \mathbf{u}, \quad (2.92)$$

montrant donc que le mouvement fluide du plasma est principalement décrit par la dynamique ionique tandis que les courants \mathbf{j} sont majoritairement liés au mouvement relatif de la population électronique par rapport aux ions. Un avantage de l'écriture bi-fluide réside dans la simplification du terme \mathbf{R}_α , fonction des collisions entre une espèce α avec les autres espèces β constitutives du plasma. Ainsi, dans ce cas précis, on peut noter que :

$$\mathbf{R}_e = -\mathbf{R}_i = \mathbf{R}, \quad (2.93)$$

nous donnant une expression pratique de \mathbf{R} pour simplifier les calculs. Ainsi, la loi d'Ohm généralisée exprimée dans l'approche multifluide en Eq.2.83 peut être réécrite ici comme :

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \sum_{\alpha \in (e,i)} \left[\frac{n_\alpha q_\alpha^2}{m_\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\alpha \times \mathbf{B}) + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \sum_k \partial_k \mathbf{P}_{\alpha,k} + q_\alpha \sum_k \partial_k (\mathbf{u}_\alpha u_{\alpha,k}) + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{R}_\alpha \right]. \quad (2.94)$$

En multipliant de chaque côté de Eq.2.94 par $\frac{m_e}{n_e e^2}$, on obtient ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{m_e}{n_e e^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} &= \left(1 + \frac{m_e n_i}{m_i n_e} \right) \mathbf{E} + \left(\mathbf{u}_e + \frac{m_e n_i}{m_i n_e} \mathbf{u}_i \right) \times \mathbf{B} + \frac{1}{n_e e} \sum_k \mathbf{P}_{e,k} - \frac{m_e}{m_i} \mathbf{P}_{i,k} + \\ &\quad \frac{m_e}{n_e e} \sum_k \partial_k \left[n_e \left(\mathbf{u}_e u_{e,k} - \frac{n_i}{n_e} \mathbf{u}_i u_{i,k} \right) \right] - \frac{\mathbf{R}}{n_e e} \left(1 + \frac{m_e}{m_i} \right). \end{aligned} \quad (2.95)$$

Finalement, en notant que :

$$\frac{m_e n_i}{n_i n_e} \approx \frac{m_e}{m_i} \ll 1, \quad (2.96)$$

$$\mathbf{u}_e + \frac{m_e n_i}{m_i n_e} \mathbf{u}_i \approx \mathbf{u} - \frac{\mathbf{j}}{n_e e} + \frac{m_e}{m_i} \mathbf{u} \approx \mathbf{u} - \frac{\mathbf{j}}{n_e e} \approx \mathbf{u}_e, \quad (2.97)$$

l'équation Eq.2.95 peut alors être réécrite comme :

$$\frac{m_e}{n_e e^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B} + \frac{1}{n_e e} \sum_k \partial_k \mathbf{P}_{e,k} - \frac{\mathbf{R}}{n_e e} - \frac{m_e}{n_e e^2} \sum_k \partial_k \left[n_e \left(\mathbf{u} j_k + u_k \mathbf{j} - \frac{\mathbf{j} j_k}{n_e e} \right) \right]. \quad (2.98)$$

Afin d'obtenir ce résultat, deux hypothèses ont été réalisées. La première étant que la température ionique et électronique ont des ordres de grandeurs comparables, impliquant donc que :

$$\frac{m_e}{m_i} \mathbf{P}_i \ll \mathbf{P}_e. \quad (2.99)$$

La seconde hypothèse se base sur les relations de simplifications données en Eq.2.85-2.88, permettant donc d'écrire que :

$$\mathbf{u}_e u_{e,k} - \mathbf{u}_i u_{i,k} \approx \mathbf{u} \frac{j_k}{n_e e} - u_k \frac{\mathbf{j}}{n_e e} + \frac{\mathbf{j} j_k}{(n_e e)^2} \quad (2.100)$$

nous fournissant la relation :

$$\sum_k \partial_k \left[n_e \left(\mathbf{u}_e u_{e,k} - \frac{n_i}{n_e} \mathbf{u}_i u_{i,k} \right) \right] = -\frac{1}{e} \sum_k \partial_k \left[n_e \left(\mathbf{u} j_k + u_k \mathbf{j} - \frac{\mathbf{j} j_k}{n_e e} \right) \right]. \quad (2.101)$$

Afin d'obtenir une relation totalement explicite en fonction des grandeurs macroscopiques de notre fluide, il convient désormais d'explicitier le terme \mathbf{R} . Or nous avons vu précédemment que :

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_e = \int_{-\text{inf}}^{\text{inf}} m_e C_{e,i}(f_e) \mathbf{v} d^3 v, \quad (2.102)$$

où f_e est la fonction de distribution des électrons dans l'espace des phases, et où $C_{e,i}$ est l'opérateur de collisions électrons ions par définition. Cet opérateur peut être défini comme :

$$C_{e,i} = -\nu_{e,i} f_e \quad (2.103)$$

où $\nu_{e,i}$ est la fréquence de collision électron-ion. Le signe négatif provient quant à lui du fait que le processus de collisions électrons-ions agit comme un processus de freinage des électrons, les empêchant d'être accéléré infiniment dans le plasma. Ainsi \mathbf{R} peut être vu comme une force de freinage. Ainsi, par intégration on obtient que :

$$\mathbf{R} = -m_e \int_{-\text{inf}}^{\text{inf}} \nu_{e,i} f_e \mathbf{v} d^3 v = -m_e \langle \nu_{e,i} \rangle n_e (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i). \quad (2.104)$$

où $\langle \nu_{e,i} \rangle$ désigne la fréquence de collision électron-ion moyenne dans le plasma. Ainsi en utilisant Eq.2.91 et Eq.2.92, on peut finalement réécrire :

$$\mathbf{R} = \frac{m_e \nu_{e,i}}{e} \mathbf{j} = \frac{n_e e}{\sigma} \mathbf{j} \quad (2.105)$$

où $\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \langle \nu_{e,i} \rangle}$ est la conductivité électrique classique de Spitzer. Ainsi, Eq.2.98 peut être réécrite sous la forme :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_e \times B + \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \frac{1}{n_e e} \nabla \cdot \mathbf{P}_e + \frac{m_e}{n_e e^2} \left[\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mathbf{u} \mathbf{j} + \mathbf{j} \mathbf{u} - \frac{\mathbf{j} \mathbf{j}}{n_e e} \right) \right]. \quad (2.106)$$

Ainsi, en réexprimant \mathbf{u}_e en fonction de \mathbf{u} et \mathbf{j} , on obtient finalement l'expression de la loi d'Ohm généralisée en fonction des grandeurs macroscopiques du plasma :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\mathbf{u} \times B + \frac{1}{n_e e} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \frac{1}{n_e e} \nabla \cdot \mathbf{P}_e + \frac{m_e}{n_e e^2} \left[\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mathbf{u} \mathbf{j} + \mathbf{j} \mathbf{u} - \frac{\mathbf{j} \mathbf{j}}{n_e e} \right) \right] \\ &= \mathbf{E}_{Ind} + \mathbf{E}_{Hall} + \mathbf{E}_{Ohm} + \mathbf{E}_{Therm} + \mathbf{E}_{Iner}. \end{aligned} \quad (2.107)$$

Cette loi d'Ohm généralisée est donc la résultante de la superposition des champs électriques induits par le mouvement global du plasma :

$$\mathbf{E}_{Ind} = -\mathbf{u} \times B, \quad (2.108)$$

du champ de Hall résultant de la force de Lorentz :

$$\mathbf{E}_{Hall} = \frac{1}{n_e e} \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2.109)$$

du champ de Ohm, similaire à un milieu conducteur classique :

$$\mathbf{E}_{Ohm} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \quad (2.110)$$

du champ électromoteur thermique (parfois appelé champ de batterie de Biermann) lié au tenseur de pression électronique :

$$\mathbf{E}_{Therm} = -\frac{1}{n_e e} \nabla \cdot \mathbf{P}_e \quad (2.111)$$

et du champ électrique lié au terme d'inertie des électrons :

$$\mathbf{E}_{Iner} = \frac{m_e}{n_e e^2} \left[\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mathbf{u} \mathbf{j} + \mathbf{j} \mathbf{u} - \frac{\mathbf{j} \mathbf{j}}{n_e e} \right) \right]. \quad (2.112)$$

On peut alors noter que tous ces termes ne contribuent pas toujours de façon égale au champ électrique total dans le plasma. Dans certains cas, certains de ces termes peuvent même être négligés. Typiquement, dans le cas où :

$$\mathbf{E} \approx \mathbf{E}_{Ind} \approx -\mathbf{u} \times \mathbf{B}, \quad (2.113)$$

on parle alors de magnétohydrodynamique (MHD) idéale. Cependant lorsque les termes Ohmiques ne sont plus négligeables :

$$\mathbf{E} \approx \mathbf{E}_{Ind} + \mathbf{E}_{Ohm} \approx -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{j}}{\sigma}, \quad (2.114)$$

on parle de MHD résistive.

Maintenant que nous avons explicité le champ électrique total dans le plasma, nous pouvons en déduire la loi d'induction dans le plasma en écrivant la loi de Maxwell-Faraday associée au champ \mathbf{E} que nous venons d'exprimer :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (2.115)$$

En se rappelant que $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{B}) - \Delta \mathbf{B}$, et que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ par définition, l'équation Eq.2.115 peut généralement être facilement simplifiée dans les cas de la magnétohydrodynamique résistive et idéale. Ainsi les expressions canoniques de la loi d'induction dans ces deux cas particuliers est généralement donnée comme :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \begin{cases} \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma \mu_0} \Delta \mathbf{B} & \text{MHD résistive,} \\ \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) & \text{MHD idéale.} \end{cases} \quad (2.116)$$

2.1.8 Description monofluide

L'avantage du modèle multi-fluide est qu'il permet de pouvoir décrire la dynamique des mouvements collectifs de chaque mono-fluide composant le plasma que l'on étudie. Il permet une description détaillée de l'interaction fluide associée à chaque espèce composant le milieu. Dans le cas d'un plasma contenant une grande variété de particules, ce genre d'approches peut continuer de s'avérer relativement lourdes de par le nombre d'équations à résoudre simultanément. De plus, en y prêtant bien attention, certains termes de ces équations comme \mathbf{R}_α ou H_α sont extrêmement dépendants des collisions entre particules, et sont donc complexes à résoudre. Le modèle multi-fluide est donc en quelque sorte une réécriture des équations cinétiques ou nous avons finalement fait apparaître des grandeurs macroscopiques, mais dans lequel, nous restons néanmoins très dépendants des comportements particulières.

Afin de nous libérer de l'ensemble des grandeurs cinétiques, il convient donc d'aller encore un peu plus loin pour obtenir un modèle plus simple d'utilisation, qui ne serait constitué que d'une seule et même particule moyenne, résultant de la moyenne pondérée de l'ensemble des particules composant notre plasma. Pour se faire, il convient dans un premier temps de décrire les grandeurs moyennées de ce fluide :

$$\rho = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} = \sum_{\alpha} n_{\alpha} m_{\alpha} \quad (2.117)$$

$$Q = \sum_{\alpha} Q_{\alpha} = \sum_{\alpha} q_{\alpha} n_{\alpha} \quad (2.118)$$

où ρ est la densité massique du fluide, que nous appellerons simplement densité dans l'ensemble de la suite du manuscrit, et où Q est la densité de charge. De là, il est alors possible de définir la quantité de mouvement du fluide moyennée comme $\rho \mathbf{u} = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}$ ainsi que la densité de courant comme $\mathbf{j} = \sum_{\alpha} Q_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}$.

Afin de pouvoir enfin réécrire les équations fluides pour les cas mono-fluidique, il est alors important de discuter les termes portants sur les collisions interespèces. Ainsi, on obtient par exemple pour le calcul de $\mathbf{R} = \sum_{\alpha} \mathbf{R}_{\alpha}$:

$$\mathbf{R} = \sum_{\alpha} m_{\alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} C_{\alpha} \mathbf{v} d^3 v = \sum_{\alpha} m_{\alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{\beta} C_{\alpha\beta} (f_{\alpha}) \mathbf{v} d^3 v = 0 \quad (2.119)$$

par définition. Ainsi les composantes collisionnelles se retrouvent mises à zéro, simplifiant de ce fait grandement les calculs puisque les effets collisionnels entre chaque espèces ne sont plus à prendre en compte. Ce résultat pouvait aussi être mis en avant par le fait que nous avons choisi initialement par définition de ne considérer que des collisions élastiques et que donc nous n'avons pas considéré de perte d'énergie lors des collisions. De ce fait les collisions à l'intérieur du fluide ne font plus varier l'énergie totale du système, et donc n'agissent plus sur son évolution.

Il est ainsi possible de réécrire l'ensemble des équations de conservation [8, 9] comme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.120)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\bar{\mathbf{P}} + \rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + Q \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.121)$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{u^2}{2} + \mathcal{U} \right) + \nabla \cdot \Phi + \nabla \cdot (\mathbf{P} \mathbf{u}) - \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.122)$$

où Eq.2.120 représente la conservation de la masse le long de l'écoulement, Eq.2.121 représente la conservation de la quantité de mouvement, et Eq.2.122 représente la conservation de l'énergie interne du fluide. De par le grand nombre d'inconnues par rapport aux nombre d'équations, il est généralement nécessaire d'attacher un second set d'équations pour pouvoir résoudre ce système. Pour se faire, nous adjoignons l'équation de la conservation de la charge :

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (2.123)$$

ainsi que la loi d'Ohm généralisée calculée donnée en Eq.2.107 dans la section précédente :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{Ind} + \mathbf{E}_{Hall} + \mathbf{E}_{Ohm} + \mathbf{E}_{Therm} + \mathbf{E}_{Iner}. \quad (2.124)$$

Pour finir, il est généralement nécessaire d'utiliser la loi d'induction :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (2.125)$$

La loi d'Ohm et la loi d'induction peuvent parfois être simplifiées dans le cadre de la MHD idéale et de la MHD résistive comme vu en Sec.2.1.7.

2.2 Introduction à la physique à haute densité d'énergie

2.2.1 Notions sur la physique des chocs

La notion de chocs est une notion qui sera régulièrement importante dans les travaux présentés, les écoulements considérés étant généralement dans le sillage d'un choc. Ainsi, lorsque dans la suite du manuscrit il sera fait référence au terme de choc, il s'agira d'une transition abrupte dans un milieu continu où une forte discontinuité en vitesse et pression est observable [9, 10] (cf Fig.2.4). Cette forte perturbation pourra alors être caractérisée par une vitesse de propagation particulièrement importante $U_{choc} > C_s$, où U_{choc} est la vitesse du choc, et où C_s est la vitesse du son dans le milieu non encore choqué. Le ratio entre la vitesse de la perturbation et la vitesse du son dans le milieu définit le nombre de

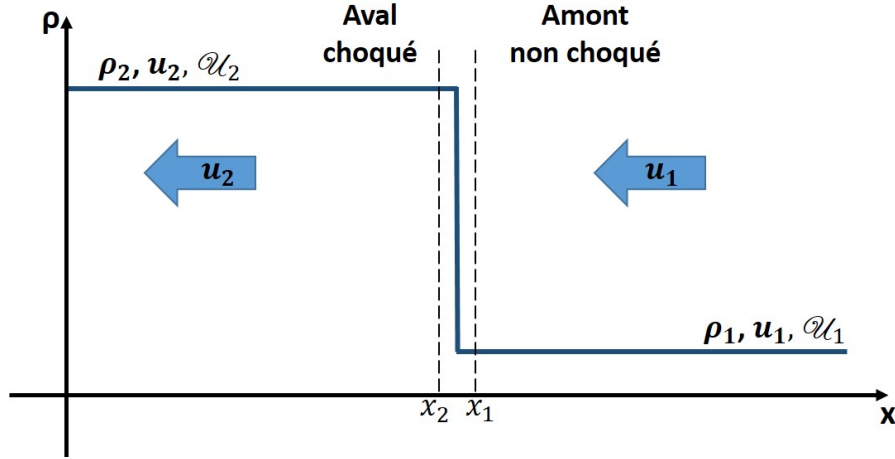


FIGURE 2.4 – Vision schématique d'un choc se propageant vers la droite. Les vitesses fluides sont exprimées dans le référentiel du choc.

Mach : $M = \frac{U_{choc}}{C_s}$, et dans le cas d'un choc $M > 1$. Afin de pouvoir étudier les propriétés des chocs, il est possible de partir des équations d'Euler. Dans notre cas, par soucis de simplicité, nous considérerons un fluide classique non pesant dans lequel un choc non oblique pouvant être décrit simplement en 1D se propage. Les variables ρ_i , \mathbf{u}_i , et \mathcal{U}_i représentent respectivement la densité, la vitesse fluide et l'énergie dans le i^{eme} milieu comme représenté en Fig.2.4, ce qui permet donc d'écrire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.126)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) - \nabla p \quad (2.127)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{u^2}{2} + \rho \mathcal{U} \right) + \nabla \cdot \left[\mathbf{u} \left(\rho \frac{u^2}{2} + \rho \mathcal{U} \right) + p \mathbf{u} \right] = 0 \quad (2.128)$$

La validité de l'hypothèse non pesante sur le fluide repose principalement sur le fait que la dynamique extrême liée à la propagation du choc rend la gravité négligeable autour de la perturbation.

L'étude de chocs revient à considérer l'expérience de pensée où un piston pousse brutalement une tranche de fluide, et à étudier la réaction associée du milieu. Ainsi, en intégrant les 3 équations d'Euler autour de la perturbation induite par le déplacement de matière soudain, il est possible de déterminer les relations entre u_1 , u_2 ainsi qu'entre ρ_1 , ρ_2 et l'énergie interne \mathcal{U}_1 , et \mathcal{U}_2 des milieux 1 et 2, de telle sorte que :

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (2.129)$$

$$\rho_1 u_1^2 + p_1 = \rho_2 u_2^2 + p_2 \quad (2.130)$$

$$\rho_1 u_1 \left(\mathcal{U}_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) + p_1 u_1 = \rho_2 u_2 \left(\mathcal{U}_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) + p_2 u_2 \quad (2.131)$$

L'ensemble de ces équations de conservation autour de la discontinuité introduite par le choc est généralement retrouvé dans la littérature sous le terme des relations de Rankine-Hugoniot.

Une approche courante découlant des équations précédentes pour relier les différentes variables aval et amont du choc consiste à utiliser l'indice polytropique γ associé au milieu. Cette méthode permet de résoudre les 3 équations précédentes à l'aide seulement des variables : ρ , \mathbf{u} , p , l'énergie interne étant donnée par $\mathcal{U} = \frac{p}{\rho(\gamma-1)}$. Cette approche est généralement une bonne approximation dans le cas des plasmas chauds. Il est alors possible de réexprimer les relations entre densité, et pression par :

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\rho_2 (\gamma_1 + 1) - \rho_1 (\gamma_1 - 1)}{\rho_1 (\gamma_2 + 1) - \rho_2 (\gamma_2 - 1)} \right) \frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_1 - 1} \quad (2.132)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{p_2 (\gamma_2 + 1) - p_1 (\gamma_2 - 1)}{p_1 (\gamma_1 + 1) - p_2 (\gamma_1 - 1)} \right) \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_2 - 1} \quad (2.133)$$

ce qui dans l'approximation d'un choc fort (i.e. $p_2 \gg p_1$), devient :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1} \quad (2.134)$$

En travaillant dans l'approximation d'un indice polytropique constant, il peut être pratique de finalement ré-exprimer ces relations en fonction du nombre de Mach défini comme $M = \frac{u}{c_s}$, et permettant ainsi d'écrire :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{M^2 (\gamma + 1)}{M^2 (\gamma - 1) + 2} \quad (2.135)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (2.136)$$

2.2.2 Ablation et génération de chocs par laser

La physique à haute densité d'énergie (HDE) est une branche de la physique consistant à étudier la matière soumise à des contraintes extrêmes. Pour ce faire, une approche possible consiste à utiliser un laser intense pour comprimer fortement la matière [11, 12]. De nombreux processus physiques liés à l'attaque du laser interviennent alors simultanément (cf Fig.[2.5]).

Dans le schéma en Fig.2.5, un laser intense en régime nano-seconde attaque une plaque plane. Quasiment instantanément, un plasma se forme à la surface de la plaque (région grise) et se détend très rapidement en face avant de la cible. Le plasma devenant très dense aux abords de la plaque, le laser ne peut pénétrer dans le plasma en détente que jusqu'à un certain point. Cette frontière à partir de laquelle le laser ne peut plus pénétrer dans le plasma dû à sa densité électronique trop importante est appelée surface critique. Ainsi, durant l'ablation par laser d'une plaque de matériaux, il apparaît que ce n'est pas le laser lui-même en tant que tel qui ablate directement la matière, mais un ensemble

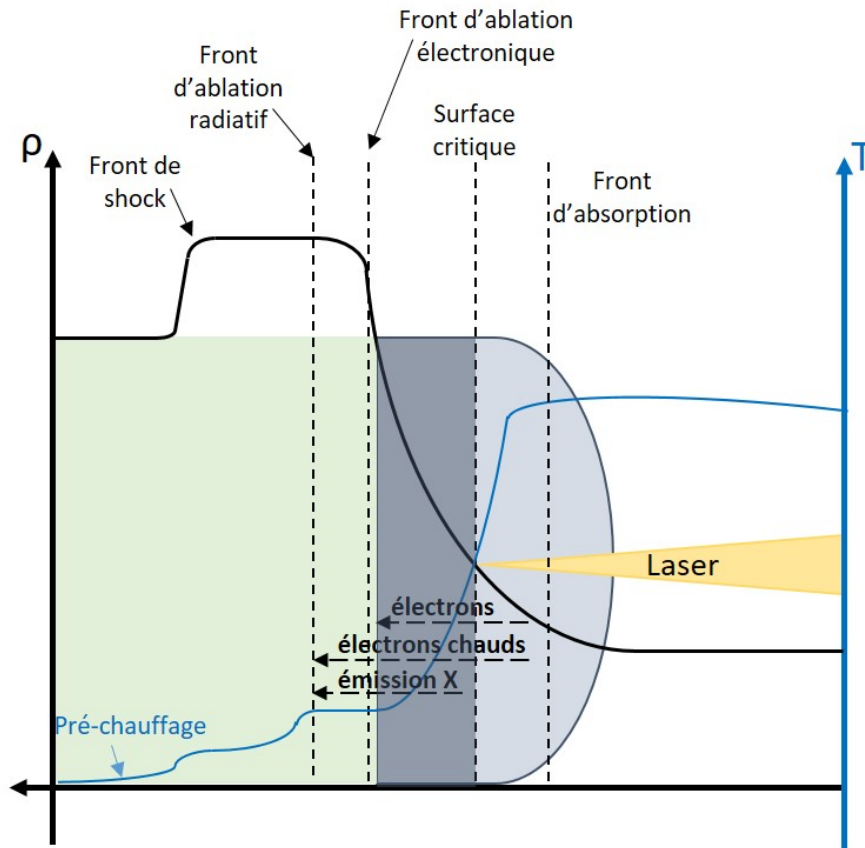


FIGURE 2.5 – Génération d'un front de choc lors de l'ablation d'une feuille par un laser intense. La partie verte correspond à la plaque initiale, tandis que la partie bleutée correspond au plasma de détente généré en face avant de la feuille. La ligne noire représente le profil de densité caractéristique dans ce genre de systèmes, et la courbe bleue, la tendance caractéristique du profil de température associé.

de processus en découlant.

Pour comprendre ces phénomènes menant à l'ablation de la matière, il convient d'étudier les différentes formes sous lesquelles le transfert d'énergie laser peut se faire dans le plasma de détente. La forme principale de ce transfert d'énergie peut être représentée par la relation entretenue par le laser et les électrons de ce plasma moins dense sous forme d'absorption collisionnelle (Bremsstrahlung inverse) comme décrit en Sec.[2.1.3] dans le volume du plasma rapidement généré en face avant de la cible. Les électrons, suffisamment chauffés par le laser peuvent alors traverser la zone de conduction située entre la surface critique et la surface de la cible et atteindre la face avant de la plaque pour y déposer leur énergie. Cette ablation par les électrons est alors généralement complétée par l'effet des électrons chauds et du rayonnement intense générés dans la zone de conduction. Ces deux dernières composantes peuvent alors conduire à un dépôt d'énergie plus en profondeur dans la matière, pouvant ainsi induire un préchauffage dans le volume de la cible.

La contrainte de pression appliquée à la surface de la cible due aux collisions électro-

niques peut être estimée [13, 9] en fonction de numéro atomique Z composant l'ablateur, de l'intensité laser I_L exprimée en $1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ et de la longueur d'onde du laser λ_L en μm par [13] :

$$P_{abl} \approx 2I_L^{\frac{3}{4}} \lambda_L^{-\frac{1}{4}} \tau_L^{-\frac{1}{8}} [\text{Mbar}] \quad (2.137)$$

où τ_L désigne la durée d'impulsion laser. Le taux de masse ablatée lors de l'irradiation peut alors être écrit [13] comme :

$$\dot{m}_{abl} = \frac{dm_{abl}}{dt} \approx 4.6 \times 10^3 I_L^{\frac{1}{2}} \lambda_L^{-\frac{1}{2}} \tau_L^{-\frac{1}{4}} [g.cm^{-2}s^{-1}] \quad (2.138)$$

où m_{abl} la masse ablatée est donnée en $g.cm^{-2}$. Différentes lois d'échelles pour quantifier ces grandeurs existent [9, 13]. Dans notre cas nous avons choisi d'utiliser celles données dans l'ouvrage de S. Atzeni [13], puisque c'est ce modèle qui est implémenté dans le code de simulation que nous utilisons et présenterons en Sec.4.19.

L'épaisseur d'ablateur nécessaire pour pouvoir soutenir une ablation laser est alors obtenue par :

$$e_{abl} = \frac{\dot{m}_{abl}\tau_L}{\rho} \quad (2.139)$$

où ρ est la densité du matériau composant l'ablateur, et τ_L représente la durée d'irradiation laser.

La pression d'ablation appliquée par le laser à une cible est généralement suffisante pour permettre d'y lancer un choc fort. Le front du choc généré par laser est généralement précédé par un front radiatif provenant des émissions particulièrement énergétiques pouvant être obtenues dans le plasma de couronne lors de l'ablation préchauffant la matière en amont du choc comme représenté en Fig.2.5.

2.2.3 Instabilités hydrodynamiques

Le phénomène d'instabilité hydrodynamique est un phénomène qui peut prendre plusieurs formes comme nous le verrons plus tard en Sec.[2.2.4] et Sec.[2.2.5]. Les systèmes fluides instables sont caractérisés par leur capacité à ne pas être en mesure de revenir vers leur état initial lorsqu'une faible perturbation leur est appliquée. Cette perturbation peut être décomposée en différents modes, et il est alors à noter que la croissance d'un seul de ces modes est suffisante pour définir un système comme instable.

Ces phénomènes instables peuvent alors voir différentes phases de croissance se succéder :

- linéaire [8, 14],
- faiblement non linéaire, [15, 16]
- fortement non linéaire, [17, 18, 19]

pouvant ainsi mener un système jusqu'à la turbulence dans les cas les plus extrêmes. Le degré de linéarité de l'instabilité est défini en fonction de l'importance des couplages entre les différents modes s'exprimant dans la croissance de l'instabilité. Ainsi, dans le cas de la croissance linéaire, les couplages entre les différents modes sont négligés. A l'inverse, dès le cas faiblement non linéaire, ces couplages doivent être pris en compte.

Comme vu plus tôt en introduction, les questions concernant les instabilités hydrodynamiques sont importantes en hydrodynamique fondamentale pour les applications

astrophysiques, ou bien pour l'obtention de la fusion par laser. Ce double enjeu en fait un sujet d'étude privilégié par la communauté laser-plasma. Afin de comprendre les mécanismes régissant la croissance et l'impact de ces phénomènes complexes dans un système donné, deux approches distinctes peuvent être adoptées :

- Inhiber au mieux l'instabilité en appliquant des conditions défavorables à son développement.
- Favoriser le développement de l'instabilité en maximisant les paramètres l'aidant à croître.

Il est alors à noter l'importance de la phase de croissance linéaire dans ces deux approches. Peu importe la méthode choisie, le plus simple reste d'interférer sur les premiers moments de développement de l'instabilité. En effet, pour observer une différence notable aux temps longs, les conditions initiales favorisant ou non le développement de l'instabilité joueront un rôle primordial sur la phase de croissance linéaire dont le développement est le plus rapide. Ces modifications sur les conditions initiales permettent ainsi de modifier le temps nécessaire pour atteindre les différentes phases de développement de l'instabilité.

Dans notre cas, nous nous concentrerons par la suite sur l'étude de deux instabilités canoniques : l'instabilité de Rayleigh-Taylor, qui est un phénomène important dans le cadre de l'étude des restes de supernovae ainsi que dans le cadre de la fusion par confinement inertiel ainsi que sur l'instabilité Kelvin-Helmholtz. Cette seconde instabilité joue un rôle important dans la dynamique des vents solaires. Dans ce dernier cas, nous étudierons la capacité à limiter la croissance des rouleaux de Kelvin-Helmholtz à l'aide de champs magnétiques externes intenses.

2.2.4 Description de l'instabilité Rayleigh-Taylor

Principe de base de l'instabilité Rayleigh-Taylor

L'instabilité de Rayleigh-Taylor est un phénomène arrivant dans le cas où un fluide lourd est accéléré par un fluide léger, et entre donc dans le cadre des instabilités de deux fluides superposés [8, 14]. Cette instabilité caractéristique est observable dans de nombreux systèmes allant des mélanges entre courants océaniques aux restes de supernovae tout en passant par l'implosion de capsules en fusion par confinement inertiel.

Elle est caractérisée par l'apparition de structures en forme de doigts grandissant à l'interface entre les deux fluides, et au bout desquels, se forment des rouleaux, donnant aux structures une allure de champignons. Ces rouleaux, caractéristiques de l'instabilité Kelvin-Helmholtz, seront étudiés indépendamment plus en détail dans la section suivante.

Nous montrons en Fig.2.6 deux cas de développements de l'instabilité Rayleigh-Taylor. Le premier cas présenté est un cas classique monomode, puis en seconde ligne un cas multi-mode, où 2 modes distincts ont été imprimés à l'interface entre les 2 fluides mis en présence. La partie bleutée représente un fluide léger tandis que le fluide lourd est représenté avec des

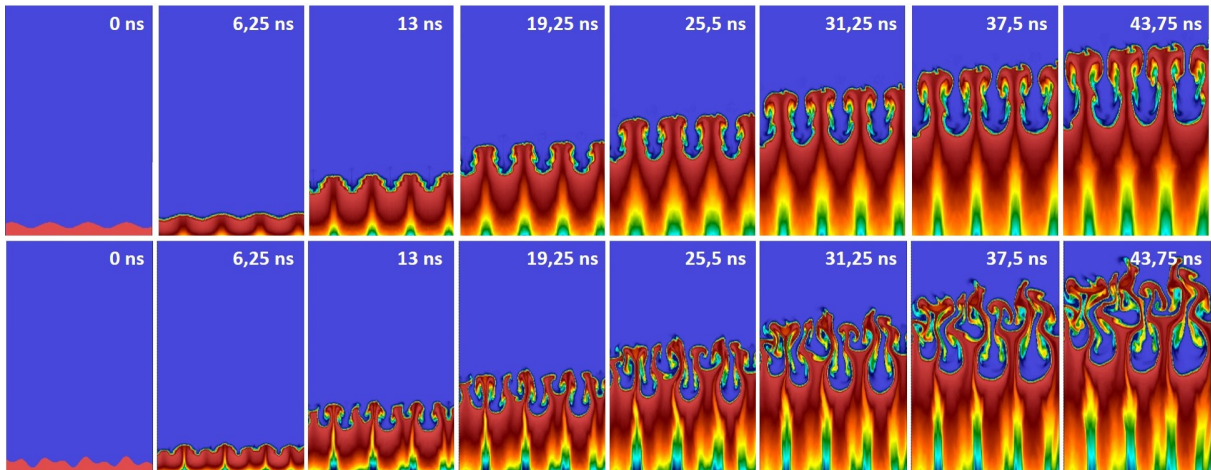


FIGURE 2.6 – Calculs *FLASH* de l'évolution de l'instabilité Rayleigh-Taylor en régime monomode (première ligne) et bimode (seconde ligne) en fonction du temps. Le fluide léger est représenté en bleu tandis que le fluide lourd est représenté en rouge.

couleurs plus chaudes. Lorsque le fluide dense est accéléré par le fluide de densité plus faible, on observe au cours du temps la croissance des doigts de Rayleigh-Taylor, donnant alors des structures plus ou moins complexes en fonction du nombre de modes distincts initiaux ainsi que du temps de développement qui est laissé à l'instabilité pour la voir se développer.

Dans le cas d'instabilités liées à la superposition de deux fluides de densités différentes ρ_1 et ρ_2 où $\rho_2 \geq \rho_1$, l'étude et la résolution des problèmes est généralement largement dépendante du nombre d'Atwood [20, 21, 22]. L'instabilité de Rayleigh-Taylor en est donc aussi dépendante [23, 24, 25, 26]. Il est défini par :

$$\mathcal{A} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} \quad (2.140)$$

et représente le contraste en densité initial entre les deux couches fluides.

Le taux de croissance linéaire de l'instabilité Rayleigh-Taylor gouverne la croissance de l'instabilité, et est classiquement énoncé par la relation :

$$\gamma = \sqrt{\mathcal{A}kg - \frac{k^2T}{g(\rho_1 + \rho_2)}} \quad (2.141)$$

où \mathcal{A} est le nombre d'Atwood, \mathbf{k} est le vecteur d'onde de la perturbation initiale, \mathbf{g} est l'accélération de la couche dense dans la couche légère, ρ_1 et ρ_2 sont les densités respectives des deux couches fluides supposées homogènes. \mathbf{T} est le tenseur de contraintes à l'interface entre les deux fluides lié à la tension de surface des fluides superposés. Ce taux de croissance, dit taux de croissance linéaire correspond à la solution obtenue après linéarisation au premier ordre des équations de conservations établies en Sec.[2.1.8], que nous avons perturbées.

Dans notre cas, la couche dense sera représentée dans nos cibles par un pousseur en plastique dopé au brome (CHBr). La détente du pousseur dans une mousse de plus faible

densité sera généralement suffisamment importante pour que le terme stabilisant \mathbf{T} lié aux tensions de surfaces soit négligeable devant le terme de décélération du pousseur dans la mousse, donnant ainsi la forme classique du taux de croissance linéaire de l'instabilité Rayleigh-Taylor :

$$\gamma = \sqrt{\mathcal{A}kg} \quad (2.142)$$

Une version ablative du taux de croissance de l'instabilité existe mais ne sera pas abordée dans ce manuscrit. La limite du modèle que nous venons de présenter est qu'il ne prévoit pas la saturation de l'instabilité aux temps longs. Ainsi, dès lors que l'amplitude des doigts excède 10% de la période de la perturbation initiale, il est nécessaire de décrire le phénomène à l'aide de modèles plus complexes, et de calculs numériques.

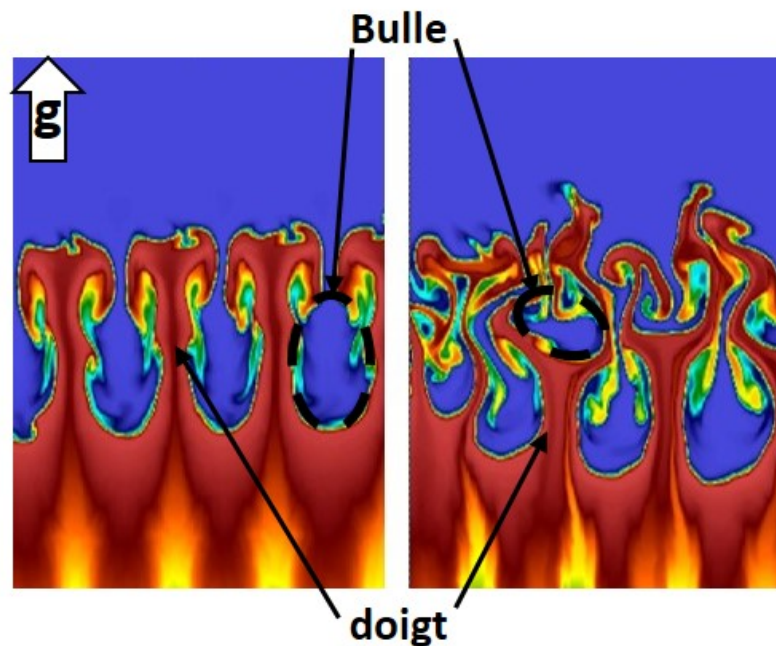


FIGURE 2.7 – Visualisation des doigts et bulles de Rayleigh-Taylor dans les cas mono et bimode. On peut alors observer que la structure des doigts et des bulles au sein de l'instabilité dépend très fortement des modes présents pouvant se développer.

Une modélisation classique de cette évolution de l'instabilité dans le régime non-linéaire peut être obtenue par l'étude de la croissance des bulles se formant dans le mélange. Ces bulles illustrées en Fig.2.7 évoluent selon la relation [27] :

$$h_B = \alpha_B \mathcal{A}gt^2 \quad (2.143)$$

où :

$$\alpha_B = \frac{Fr^2}{8} \frac{D_B}{h_B} \frac{\rho_{Lourd} + \rho_{Leger}}{\rho_{Lourd}} \quad (2.144)$$

avec $Fr = \frac{U^2}{gL}$ étant le nombre de Froude avec U étant la vitesse fluide, g l'accélération du système, et L sa taille caractéristique. Les variables D_B et h_B représentent le diamètre et

la taille caractéristique de la bulle en développement, et ρ_{Lourd} représente la densité de la couche fluide la plus dense, tandis que de manière similaire, $\rho_{\text{Léger}}$ représente la densité de la couche fluide la moins dense.

Afin de mieux se représenter l'impact des modes initiaux à l'interface des fluides sur le développement global de l'instabilité, une illustration de la structure des doigts et des bulles est proposée en Fig.[2.7]. On voit alors que la complexité des structures augmente avec le nombre de modes s'exprimant, menant ainsi à un comportement complexe plus rapidement dans le cas multimode que dans le cas monomode.

Dans les cas les plus extrêmes de développement de l'instabilité, l'instabilité de Rayleigh-Taylor peut alors se développer jusqu'à atteindre un régime turbulent auto-similaire [28, 29, 30, 31].

L'instabilité Rayleigh Taylor en HDE

Dans le cadre de la fusion par confinement inertiel, l'instabilité de Rayleigh-Taylor peut provenir des défauts de surface de la capsule, des points chauds de la tâche laser, ou du bruit thermique de la cible combiné à l'accélération de la coquille solide de densité élevée dans le DT gazeux de faible densité. Le nombre d'Atwood élevé combiné à la forte accélération due à la pression d'ablation appliquée par les lasers peut alors être à la source du développement rapide de l'instabilité [32].

Même s'il ne sera pas traité ici, on peut rapidement souligner que le problème d'empreinte laser sur cible dans le schéma de FCI en attaque directe, est un véritable problème fondamental et expérimental à part entière. Ainsi, le caractère aléatoire de la figure de speckle de la tâche laser est à l'origine de nombreuses instabilités au front d'ablation et de comportements complexes [33, 34, 35, 36], en faisant un sujet particulièrement actif de la communauté HDE.

Dans le cas d'une capsule parfaitement lisse et sphérique, donc sans aspérité et avec une courbure parfaite sur les faces internes et externes de la coquille solide, dans le cas où l'irradiation laser serait parfaitement uniforme sur la surface de la sphère de DT, le développement de l'instabilité serait alors fortement réduit. La réalité concrète, expérimentale, fait que ces conditions ne sont pas possibles d'où l'apparition de cette instabilité dans les expériences de fusion sur installations laser. L'importance de la dépendance aux conditions initiales de l'instabilité de Rayleigh-Taylor n'est plus à démontrer[27, 37, 38], et le grand nombre de modes liés à l'empreinte laser et aux défauts des cibles est alors le berceau idéal pour le futur développement de l'instabilité Rayleigh-Taylor au front d'ablation [39, 33].

2.2.5 Description de l'instabilité Kelvin-Helmholtz

Principe de base sur l'instabilité Kelvin-Helmholtz

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz, est une instabilité caractéristique arrivant dans le cas où deux couches de fluides superposées sont en mouvement relatif [8, 14]. Le cisaillement

qui apparaît alors à l'interface entre les deux couches fluides est à l'origine de l'apparition de structures en forme de rouleaux caractéristiques de l'instabilité. Ce phénomène se retrouve tant en océanographie dans le cadre de l'étude de mélanges des masses d'eaux salées et d'eaux douces au niveau des estuaires, qu'en météorologie (cf. Fig.[2.8]) ou en astrophysique dans le cadre de l'étude des vents solaires. Ce phénomène fondamental d'hydrodynamique a aussi été prédit au niveau des parois des cavités utilisées en fusion par confinement inertiel [40]. De ce fait, plusieurs études théoriques et expérimentales lui ont déjà été consacrées.



FIGURE 2.8 – *Observation de rouleaux de Kelvin-Helmholtz dans le ciel de Nouvelle-Aquitaine par Alexis.*

Dans l'image en Fig.2.9 est présenté le développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz en fonction du temps. En ayant imposé initialement une modulation avec une longueur d'onde fixée, il est possible de sélectionner un mode spécifique de développement de l'instabilité, le favorisant par rapport à n'importe quel autre mode possible. On observe ainsi qu'au fur et à mesure que le temps passe, des rouleaux se forment et se développent à l'interface entre les deux strates de fluide. Les rouleaux grandissent alors jusqu'à leur niveau de saturation correspondant à l'amplitude maximale atteignable par les rouleaux. Dans le cas de fluides non pesants, cette phase de saturation de l'instabilité est obtenue lorsque l'amplitude des rouleaux atteint 28.1% de la période de la modulation [41]. Lorsque l'instabilité arrive à saturation, l'instabilité de Kelvin-Helmholtz ne croît plus, mais voit son niveau de turbulence augmenter jusqu'à dissipation des rouleaux.

Le développement de l'instabilité est classiquement donné par Chandrasekhar [8] dans le cas de deux lames fluides ayant des vitesses d'écoulement parallèle différentes par :

$$\gamma_{KH} = \sqrt{\frac{1 - \mathcal{A}^2}{4} k^2 \Delta U^2} \quad (2.145)$$

où il a été supposé deux écoulements purement parallèles, et où nous avons fixé $\rho_2 \geq \rho_1$ selon les notations de Fig.2.9. La variable ΔU ici représente la différence de vitesse fluide entre les deux couches fluides.

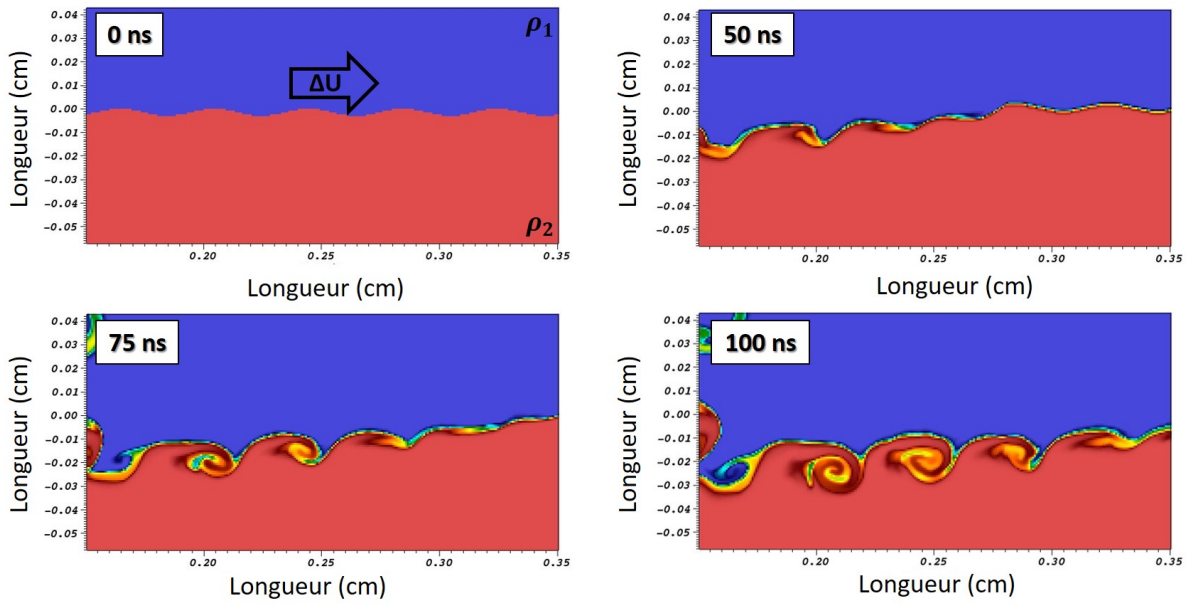


FIGURE 2.9 – Simulation FLASH d'un développement de l'instabilité Kelvin-Helmholtz en fonction du temps en l'absence de champs magnétiques externes. Au fur et à mesure que la couche fluide supérieure est mise en mouvement par rapport à la couche inférieure, des rouleaux apparaissent à l'interface entre les deux strates et développent jusqu'à saturation de l'instabilité.

L'instabilité Kelvin-Helmholtz en magnétohydrodynamique

La croissance de l'instabilité Kelvin-Helmholtz est classiquement décrite dans le cadre de la magnétohydrodynamique idéale, pour un fluide non compressible, et dans le cas de deux couches de densités uniformes ρ_1 et ρ_2 par :

$$\gamma_{ic} = \sqrt{\mathcal{A}kg - 2k^2 \frac{B^2}{\mu_0(\rho_1 + \rho_2)} + \frac{1 - \mathcal{A}^2}{4} k^2 \Delta U^2} \quad (2.146)$$

où \mathcal{A} représente le nombre d'Atwood, k le vecteur d'onde de la perturbation, g le terme d'accélération, qui dans le cas de fluides pesants peut alors être l'accélération de pesanteur, μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, \mathbf{B} est le champ magnétique externe parallèle à l'écoulement au sein duquel l'instabilité de Kelvin-Helmholtz se développe. ΔU représente la différence de vitesse d'écoulement parallèle des deux couches de fluide et est donc la vitesse de cisaillement entre les deux strates. L'effet d'un champ magnétique externe et transverse à la direction de l'écoulement n'influençant pas sur le taux de croissance de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [8], seule la composante \mathbf{B} parallèle à ΔU est conservée en Eq.2.146.

A ce stade, il est alors intéressant de souligner l'effet stabilisant du champ magnétique sur le développement de l'instabilité Kelvin-Helmholtz. Dans le cas incompressible classique tel que décrit par Chandrasekhar, et que nous avons repris ici, il en découle assez rapidement que la stabilisation du système est obtenue lorsque le champ magnétique externe est tel

que la vitesse d'Alfvén dans les 2 strates fluides domine le terme de cisaillement, ce qui peut être résumé par la condition :

$$\mathcal{V}_{A,eq} \geq \sqrt{\frac{1 - \mathcal{A}^2}{4}} \Delta U \quad (2.147)$$

où $\mathcal{V}_{A,eq} = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho_{eq}}}$ et $\rho_{eq} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}$. Ce comportement stabilisant du champ magnétique sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est particulièrement intéressant en astrophysique où il peut être mesuré dans la magnétosphère terrestre [42, 43] où le champ magnétique terrestre impacte les vents solaires sujets au développement de ce processus turbulent, et sera développé juste après.

Les limites de la théorie énoncée par Chandrasekhar reposent sur plusieurs points fondamentaux. Même si cette théorie prend bien en compte la présence de champ magnétique, elle n'est valide que durant la phase linéaire de l'instabilité dans le cas incompressible. Or, dans le cas astrophysique, les effets de compressibilité et de non linéarité de l'instabilité peuvent jouer un rôle important. Le problème de l'instabilité Kelvin-Helmholtz compressible connaît une solution analytique approchée dans le cadre non magnétisé [44], où le taux de croissance incompressible γ_{ic} est alors modifié à l'aide d'un facteur multiplicateur correctif C_c pour rendre compte de la compressibilité tel que :

$$C_c = \frac{\sqrt{-1 - \mathcal{M}_c^2} + \sqrt{1 + 4\mathcal{M}_c^2}}{\mathcal{M}_c} \quad (2.148)$$

où \mathcal{M}_c est le nombre de Mach convectif. Ce nombre peut être vu comme le nombre de Mach moyen dans chacune des deux couches fluides du système étudié. Une définition plus complète en sera donnée juste après en Sec.[2.2.3]. Ainsi, on obtient finalement le taux de croissance compressible de l'instabilité Kelvin-Helmholtz sans champ magnétique tel que :

$$\gamma_c = C_c \gamma_{ic}(B = 0) \quad (2.149)$$

avec γ_{ic} étant le taux de croissance de l'instabilité Kelvin-Helmholtz en régime incompressible défini en Sec.[2.2.5].

L'absence de modèles théoriques pour l'étude du cas compressible et magnétisée requiert alors d'exporter l'étude de l'instabilité en laboratoire pour pouvoir appréhender les comportements hydrodynamiques fondamentaux dans un milieu contrôlé. Les installations laser sont ainsi de bonnes alternatives pour pouvoir obtenir les propriétés de compressibilité et de champs magnétiques désirés grâce aux fortes pressions d'ablation accessibles permettant de choquer la matière et d'obtenir des écoulements compressibles. Nous verrons ainsi en Chap.5 comment réaliser ces conditions en laboratoire.

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est ainsi un phénomène canonique qui a été étudié à de nombreuses reprises en HDE [41, 45, 46, 47], dans les plasmas de fusion en FCM [40, 48], dans le cadre général de son étude [41, 49, 50, 51, 52], dans ses applications astrophysiques [53, 54, 55, 56, 57, 58], dans sa version magnétisée via l'étude des champs auto-générés par l'instabilité [59], et plus récemment, expérimentalement, dans le cas de champs magnétiques externes [47, 60], où le phénomène reste sujet à de nombreux questionnements, bien que l'effet stabilisateur ait été prédit et observé depuis longtemps dans la littérature [8, 61].

L'instabilité Kelvin-Helmholtz dans les vents solaires

Le processus de perte de masse est un processus commun de la dynamique stellaire qui se produit continuellement via les éjectas réguliers de matière sous forme de vents stellaires, ou de façon dramatique, cataclysmique lors de l'explosion des supernovae où la plupart de la masse de l'étoile est violemment éjectée dans le milieu interstellaire. Cette éjection de matière brutale choc alors le milieu interstellaire, et permet le développement de nombreux processus turbulents dans son sillage tels que les instabilités Richtmyer-Meshkov, Rayleigh-Taylor ou Kelvin-Helmholtz.

Ici, nous nous concentrerons plus particulièrement au cas plus calme des vents solaires.

Ce sujet relancé par les récentes mesures et observations de la croissance de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans la magnétosphère terrestre [62, 63] en fait une instabilité importante dans son cas classique, mais surtout dans son cas magnétisé de par ses applications en physique stellaire [64, 65, 66].

Plusieurs mécanismes peuvent être à l'origine de l'éjection de matière de la part des étoiles, et dépendent aussi généralement du type d'étoile considéré. Ce sujet est en lui-même l'objet d'ouvrages dédiés [67, 68] de par sa complexité, mais nous pouvons essayer d'en donner un bref aperçu. Nous proposons, sans être exhaustif, de discuter quelques éléments pouvant mener au phénomène de vent stellaire dans le cas d'étoiles ayant des caractéristiques proches de celles du soleil. En effet, l'origine physique de ces vents couvre une physique large et extrêmement dépendante du type d'étoiles de laquelle ils proviennent. Le fonctionnement et la dynamique propre d'une étoile pouvant varier fortement d'un système à l'autre, nous préférons nous restreindre au cas classique d'étoiles aux caractéristiques proches de notre soleil.

Même si de nombreux points restent à éclaircir dans la compréhension de la génération de vents solaires, il est communément admis que l'un des principaux mécanismes responsable de leur création provient de la dynamique des champs magnétiques de l'étoile [69, 70]. La dynamique complexe des champs magnétiques à la surface du soleil peut-être visualisée en certains points de sa surface correspondant à des taches sombres dans la couronne appelés trous coronaires [71]. Ces tâches sombres sont caractérisées par leur faible densité et la dynamique singulière des lignes de champs magnétiques entrantes ou sortantes permettant de former des boucles magnétiques où la matière est guidée et accélérée [72, 73]. Dans le cas des boucles ouvertes, la matière est ainsi directement accélérée et éjectée vers le milieu interstellaire, formant des éjectas de matière autrement dit les vents solaires. Durant les périodes de faible activité, ces zones d'éjection de matière se situent généralement proche des pôles magnétiques nord et sud de l'étoile où se trouvent de larges taches sombres, l'équateur plus calme ayant quant à lui des taches plus petites avec essentiellement des boucles magnétiques fermées. Durant cette période d'activité faible, les structures magnétiques se répartissent autour du soleil selon une géométrie axi-symétrique tandis que dans les périodes d'activité plus turbulentes, la répartition des taches sombres et des structures magnétiques devient fortement non axi-symétriques [69]. Les mouvements des courants turbulents du plasma constitutif de l'étoile sont alors à l'origine de la création de zones de courants permettant la génération locale de dipôles magnétiques pouvant faire naître des lignes de champs magnétiques fermées et ouvertes

tout autour de l'étoile [74]. Ces dernières permettent ainsi un échappement de matière plus important dans les périodes de fortes activités.

Ce processus, qui n'est pas le seul à l'origine des vents solaires, est néanmoins intéressant puisqu'il perdure tout au long des cycles solaires [73, 74], seule la localisation, et la fréquence du phénomène variant selon la période d'activité de l'étoile. D'autres processus physiques complexes peuvent être à l'origine des vents solaires. Ainsi, sont recensés dans la littérature des cas de vents stellaires initiés par les ondes sonores dans l'e soleil, les lignes de radiation de l'étoile, ou encore par les grains formés dans les atmosphères des étoiles géantes et froides. Nous ne traiterons pas ici ces processus complexes qui s'éloignent du cas solaire auquel nous nous cantonnons, des descriptions complètes pouvant être trouvées dans des ouvrages de référence [68, 67].

Les vents solaires, composés de matière fortement accélérée sont généralement caractérisés par une dynamique fluide fortement compressible, et sont à l'origine d'impacts importants sur l'ensemble du voisinage de l'étoile au niveau de l'atmosphère et de la dynamique des planètes l'entourant [75, 42, 43], ainsi qu'au niveau du milieu interplanétaire [76, 77] et interstellaire [78, 79, 80] dans lequel les vents se propagent.

Un comportement notable de ces éjectas solaires est leur sensibilité à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [58]. Dû à la différence de densité entre l'éjecta de matière solaire et le milieu interplanétaire où interstellaire choqué dans lequel il se propage, il est possible d'observer le développement de structures en forme de rouleaux dues au cisaillement entre les deux couches de plasma, caractéristiques de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Dans le voisinage très proche du soleil, l'impact de ces vents est source de répercussions importantes au niveau de l'atmosphère des planètes [42, 81, 82] tournant autour de l'étoile. Lorsque l'éjecta de matière solaire arrive au niveau de l'atmosphère d'une planète, le champ magnétique de la planète rencontré tend alors à s'opposer au choc et au mouvement imposé par le vent solaire. La matière de l'éjecta solaire glisse alors le long des lignes de champ magnétique de la planète au niveau de la magnétosphère. Le cisaillement à l'interface des deux milieux est à l'origine du développement de l'instabilité Kelvin-Helmholtz, mais de manière ralentie à cause du champ magnétique externe imposé par la Terre [83, 84, 85], ce qui est prévu par la théorie classique de Chandrasekhar [8].

2.2.6 Nombres caractéristiques

Les phénomènes hydrodynamiquement instables étant difficile à appréhender et à comparer par leurs seules dimensions, il est alors pratique de définir des nombres adimensionnés qui eux seront facilement comparables d'un système à l'autre.

L'un des premiers nombres qui revient lorsqu'il est fait mention d'écoulements ou de turbulence dans un fluide est le nombre de Reynolds. En effet, ce nombre permet de quantifier le régime d'écoulement étudié. Il est défini comme étant le ratio entre les forces

inertielles et forces visqueuses contraignant l'écoulement, et peut être exprimé par :

$$\mathcal{R}_e = \frac{uL}{\nu_{cin}} = \frac{\rho uL}{\mu} \quad (2.150)$$

où u est la vitesse fluide de l'écoulement, L une dimension caractéristique, ρ la densité du fluide, ν_{cin} la viscosité cinématique, et μ est la viscosité dynamique du fluide. En plasma chaud, il est généralement admis qu'un fluide peut être qualifié de turbulent pour $\mathcal{R}_e > 10^5$ [86, 87, 88].

Dans le cas de fluides magnétisés, le nombre de Reynolds fluide connaît son pendant avec le nombre de Reynolds magnétisé, défini comme le ratio entre l'induction et la diffusion magnétique. Il peut alors être écrit :

$$\mathcal{R}_m = \sigma \mu_0 L u = \frac{L u}{\eta} \quad (2.151)$$

où σ est la conductivité électrique du plasma, μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, L est la dimension caractéristique du plasma, u sa vitesse fluide caractéristique, et η est le facteur de diffusion magnétique du plasma. Ainsi, un $\mathcal{R}_m \gg 1$ dénote d'un plasma où le phénomène d'induction magnétique est important et les termes ohmiques n'ont pas un rôle capital dans l'évolution du plasma. Ce type de comportement se retrouve généralement dans les systèmes régis par la magnétohydrodynamique idéale. Dans le cas où $\mathcal{R}_m \ll 1$, à l'inverse les termes résistifs sont importants, et la diffusion magnétique est dominante dans le plasma. Ce nombre est donc particulièrement important dans le cas des plasmas magnétisés, puisqu'il nous indique à quel type de dynamique les écoulements seront sensibles.

Les autres nombres adimensionnés pouvant être important à la caractérisation de nos écoulements, peuvent être représentés par les nombres de Mach et de Mach convectifs. Le premier a été défini en Sec.[2.2.1], et le second est défini dans le cas d'un écoulement de cisaillement par :

$$\mathcal{M}_c = \frac{\Delta U}{c_{s1} + c_{s2}} \quad (2.152)$$

où ΔU est la vitesse de cisaillement entre les deux fluides et c_{s1} et c_{s2} sont les vitesses du son dans les milieux 1 et 2 respectivement. Ces deux nombres de Mach permettent de définir à quel point les effets de compressibilité peuvent être important dans la dynamique globale d'un écoulement. Il est alors à noter qu'il n'est pas nécessaire de dépasser la valeur de $\mathcal{M} = 1$ pour que les effets de compressibilité puissent commencer à jouer un rôle notable.

Dans le cas où le transport thermique est important, il est nécessaire de définir le nombre de Prandtl \mathcal{P}_r . Il est défini comme le ratio entre la viscosité cinématique ν_{cin} et la diffusivité thermique α du milieu :

$$\mathcal{P}_r = \frac{\nu_{cin}}{\alpha} \quad (2.153)$$

Il permet d'évaluer l'importance relative de la quantité de mouvement dans le processus de conduction thermique du milieu. Lorsque $\mathcal{P}_r > 1$ le profil de température au sein du fluide sera dépendant des profils de vitesses dans le milieu tandis que lorsque $\mathcal{P}_r < 1$ indique au contraire que la conduction thermique dans le milieu est indépendante des profils de

vitesse (i.e. le transport de chaleur ne dépend pas du mouvement du fluide).

En multipliant le nombre de Reynolds et le nombre de Prandtl, on peut construire un second estimateur adimensionné : le nombre de Peclet :

$$\mathcal{P}_{e,th} = \mathcal{R}_e \cdot \mathcal{P}_r. \quad (2.154)$$

Dans sa version thermique comme nous venons de le définir en Eq.2.154, il permet d'estimer l'importance du phénomène de convection par rapport au phénomène de conduction dans le transport de chaleur. Ainsi, $\mathcal{P}_{e,th} > 1$ implique que le transport de chaleur est réalisé par advection, tandis que $\mathcal{P}_{e,th} < 1$ implique un transport de chaleur par simple conduction thermique. Une version massique du nombre de Peclet existe aussi pour évaluer l'importance relative de la convection par rapport aux diffusions dans le transport thermique :

$$\mathcal{P}_{e,m} = \mathcal{R}_e \cdot \mathcal{S}_c = \frac{Lu}{D_m} \quad (2.155)$$

où $\mathcal{S}_c = \frac{\nu_{cin}}{D_m}$ est le nombre de Schmidt avec D_m étant la diffusion massique du fluide. Les grandeurs L , et u sont les même grandeurs ayant été définies pour le nombre de Reynolds.

Dans le cas de plasmas, les champs magnétiques peuvent jouer un rôle important dans la dynamique fluide. Il peut alors être intéressant de définir certains nombres utiles en plus du nombre de Reynolds magnétique défini un peu plus haut. Nous proposons ici de commencer à définir le nombre de Prandtl magnétique par :

$$\mathcal{P}_{r,m} = \frac{\mathcal{R}_m}{\mathcal{R}_e} = \frac{\nu_{cin}}{\eta}. \quad (2.156)$$

Ce nombre permet ainsi d'estimer la viscosité fluide sur la viscosité magnétique du plasma. Dans le cas où $\mathcal{P}_{r,m} > 1$, la diffusion du champ magnétique est dominante devant la diffusion fluide.

Un dernier nombre important dans les plasmas magnétisés est le paramètre plasma β . Nous le définissons par le rapport de la pression cinétique sur la pression magnétique :

$$\beta = \frac{P}{P_{mag}}. \quad (2.157)$$

Ainsi, dans le cas où $\beta < 1$, les effets du champs magnétique sont prédominants sur la dynamique du plasma. Dans le cas opposé où $\beta \gg 1$, la densité d'énergie cinétique du milieu est dominante et les effets de champ magnétique peuvent être négligés.

Références

- [1] I Langmuir and HM Mott-Smith. Plasma an ionized form of gas. gen. *Electr. Rev*, 26 :731, 1923.
- [2] Jean-Marcel Rax. *Physique des plasmas : Cours et applications*. Dunod, 2005.
- [3] Francis F Chen. *Introduction to plasma physics*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [4] Jean-Loup Delcroix and Abraham Bers. *Physique des plasmas*, volume 1. Dunod Paris, 1963.
- [5] D Pesme, G Bonnaud, M Casanova, and et al. *La dusion thermonucléaire par laser : l'interaction laser-matière part 1, vol 1*. Eyrolles, 1993.
- [6] Eugene Paul Gross and M Krook. Model for collision processes in gases : Small-amplitude oscillations of charged two-component systems. *Physical Review*, 102(3) :593, 1956.
- [7] VV Belyi. Model kinetic description in plasma. In *AIP Conference Proceedings*, volume 669, pages 490–491. American Institute of Physics, 2003.
- [8] Subrahmanyan Chandrasekhar. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Courier Corporation, 2013.
- [9] R Paul Drake. High-energy-density physics. *Phys. Today*, 63(6) :28, 2010.
- [10] Ya B Zel'Dovich and Yu P Raizer. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Courier Corporation, 2002.
- [11] M Koenig, E Henry, G Huser, A Benuzzi-Mounaix, B Faral, E Martinolli, S Lepape, T Vinci, D Batani, M Tomasini, et al. High pressures generated by laser driven shocks : applications to planetary physics. *Nuclear fusion*, 44(12) :S208, 2004.
- [12] X. Ribeyre, S. Gus'kov, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolaï, and V. T. Tikhonchuk. Dense plasma heating and gbar shock formation by a high intensity flux of energetic electrons. *Physics of Plasmas*, 20(6) :062705, 2013.
- [13] Stefano Atzeni and Jürgen Meyer-ter Vehn. *The physics of inertial fusion : beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter*, volume 125. OUP Oxford, 2004.
- [14] Luc Petit, Jean-Pierre Hulin, and Étienne Guyon. *Hydrodynamique physique 3e édition (2012)*. EDP Sciences, 2012.

- [15] J. W. Jacobs and I. Catton. Three-dimensional rayleigh-taylor instability part 1. weakly nonlinear theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 187 :329–352, 1988.
- [16] L. F. Wang, H. Y. Guo, J. F. Wu, W. H. Ye, Jie Liu, W. Y. Zhang, and X. T. He. Weakly nonlinear rayleigh-taylor instability of a finite-thickness fluid layer. *Physics of Plasmas*, 21(12) :122710, 2014.
- [17] V. A. Smalyuk, O. Sadot, J. A. Delettrez, D. D. Meyerhofer, S. P. Regan, and T. C. Sangster. Fourier-space nonlinear rayleigh-taylor growth measurements of 3d laser-imprinted modulations in planar targets. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :215001, Nov 2005.
- [18] A Casner, VA Smalyuk, L Masse, I Igumenshchev, S Liberatore, L Jacquet, C Chicanne, P Loiseau, O Poujade, DK Bradley, et al. Designs for highly nonlinear ablative rayleigh-taylor experiments on the national ignition facility. *Physics of Plasmas*, 19(8) :082708, 2012.
- [19] G Malamud, L Elgin, T Handy, C Huntington, RP Drake, D Shvarts, A Shimony, and CC Kuranz. Design of a single-mode rayleigh–taylor instability experiment in the highly nonlinear regime. *High Energy Density Physics*, 32 :18–30, 2019.
- [20] Wenhua Ye, Weiyan Zhang, and X. T. He. Stabilization of ablative rayleigh-taylor instability due to change of the atwood number. *Phys. Rev. E*, 65 :057401, May 2002.
- [21] L. Masse, A. Casner, D. Galmiche, G. Huser, S. Liberatore, and M. Theobald. Observation of the stabilizing effect of a laminated ablator on the ablative rayleigh-taylor instability. *Phys. Rev. E*, 83 :055401, May 2011.
- [22] G. Fiksel, S. X. Hu, V. A. Goncharov, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, V. A. Smalyuk, B. Yaakobi, M. J. Bonino, and R. Jungquist. Experimental reduction of laser imprinting and rayleigh–taylor growth in spherically compressed, medium-z-doped plastic targets. *Physics of Plasmas*, 19(6) :062704, 2012.
- [23] Brandon E. Morgan and Wolfgang J. Black. Parametric investigation of the transition to turbulence in rayleigh–taylor mixing. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 402 :132223, 2020.
- [24] Tengfei Luo, Jianchun Wang, Chenyue Xie, Minping Wan, and Shiyi Chen. Effects of compressibility and atwood number on the single-mode rayleigh-taylor instability. *Physics of Fluids*, 32(1) :012110, 2020.
- [25] NICHOLAS J. MUESCHKE, MALCOLM J. ANDREWS, and OLEG SCHILLING. Experimental characterization of initial conditions and spatio-temporal evolution of a small-atwood-number rayleigh–taylor mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 567 :27–63, 2006.
- [26] Gregory C. Burton. Study of ultrahigh atwood-number rayleigh–taylor mixing dynamics using the nonlinear large-eddy simulation method. *Physics of Fluids*, 23(4) :045106, 2011.
- [27] Guy Dimonte. Dependence of turbulent rayleigh-taylor instability on initial perturbations. *Phys. Rev. E*, 69 :056305, May 2004.

- [28] Marilyn B. Schneider, Guy Dimonte, and Bruce Remington. Large and small scale structure in rayleigh-taylor mixing. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :3507–3510, Apr 1998.
- [29] K.I. Read. Experimental investigation of turbulent mixing by rayleigh-taylor instability. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 12(1) :45–58, 1984.
- [30] H.J. Kull. Theory of the rayleigh-taylor instability. *Physics Reports*, 206(5) :197–325, 1991.
- [31] AN Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers, philos. Technical report, TR Soc. S.-A, 434, 9–13, 1941.
- [32] Edward Ott. Nonlinear evolution of the rayleigh-taylor instability of a thin layer. *Phys. Rev. Lett.*, 29 :1429–1432, Nov 1972.
- [33] L. Ceurvorst, S.F. Khan, C. Mailliet, D.A. Martinez, N. Izumi, P. Di Nicola, J.M. Di Nicola, T. Goudal, V. Bouffetier, D. Kalantar, I. Igumenshchev, E. Le Bel, B.A. Remington, L.P. Masse, V.A. Smalyuk, and A. Casner. Post-processing of face-on radiographic images for quantitative analysis in ablative rayleigh-taylor instability experiments. *High Energy Density Physics*, 37 :100851, 2020.
- [34] T Goudal. *Modélisation et caractérisation expérimentale des instabilités hydrodynamiques au front d’ablation dans les premiers instants d’irradiation en attaque directe*. Université de Bordeaux, 2021.
- [35] L. Masse. Stabilizing effect of anisotropic thermal diffusion on the ablative rayleigh-taylor instability. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :245001, Jun 2007.
- [36] J. Garnier, P.-A. Raviart, C. Cherfils-Clérouin, and L. Masse. Weakly nonlinear theory for the ablative rayleigh-taylor instability. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :185003, May 2003.
- [37] V. A. Smalyuk, O. Sadot, J. A. Delettrez, D. D. Meyerhofer, S. P. Regan, and T. C. Sangster. Fourier-space nonlinear rayleigh-taylor growth measurements of 3d laser-imprinted modulations in planar targets. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :215001, Nov 2005.
- [38] C. A. J. Palmer, J. Schreiber, S. R. Nagel, N. P. Dover, C. Bellei, F. N. Beg, S. Bott, R. J. Clarke, A. E. Dangor, S. M. Hassan, P. Hilz, D. Jung, S. Kneip, S. P. D. Mangles, K. L. Lancaster, A. Rehman, A. P. L. Robinson, C. Spindloe, J. Szerypo, M. Tatarakis, M. Yeung, M. Zepf, and Z. Najmudin. Rayleigh-taylor instability of an ultrathin foil accelerated by the radiation pressure of an intense laser. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :225002, May 2012.
- [39] H Zhang, R Betti, V Gopaldaswamy, R Yan, and H Aluie. Nonlinear excitation of the ablative rayleigh-taylor instability for all wave numbers. *Physical Review E*, 97(1) :011203, 2018.
- [40] M. Vandenboomgaerde, M. Bonnefille, and P. Gauthier. The kelvin-helmholtz instability in national ignition facility hohlraums as a source of gold-gas mixing. *Physics of Plasmas*, 23(5) :052704, 2016.

- [41] O. A. Hurricane. Design for a high energy density kelvin–helmholtz experiment. *High Energy Density Physics*, 4(3) :97–102, 2008.
- [42] John G. Lyon. The solar wind-magnetosphere-ionosphere system. *Science*, 288(5473) :1987–1991, 2000.
- [43] Walter D. Gonzalez, Bruce T. Tsurutani, Alicia L. C. Gonzalez, Edward J. Smith, Frances Tang, and Syun-I. Akasofu. Solar wind-magnetosphere coupling during intense magnetic storms (1978-1979). *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 94(A7) :8835–8851, 1989.
- [44] S. Roy Choudhury. An analytical study of the kelvin–helmholtz instabilities of compressible, magnetized, anisotropic, and isotropic tangential velocity discontinuities. *The Physics of Fluids*, 29(5) :1509–1519, 1986.
- [45] L. K. Ang, Y. Y. Lau, R. M. Gilgenbach, H. L. Spindler, J. S. Lash, and S. D. Kovaleski. Surface instability of multipulse laser ablation on a metallic target. *Journal of Applied Physics*, 83(8) :4466–4471, 1998.
- [46] W. C. Wan, G. Malamud, A. Shimony, C. A. Di Stefano, M. R. Trantham, S. R. Klein, D. Shvarts, R. P. Drake, and C. C. Kuranz. Observation of dual-mode, kelvin–helmholtz instability vortex merger in a compressible flow. *Physics of Plasmas*, 24(5) :055705, 2017.
- [47] Wei Sun, Jiayong Zhong, Zhu Lei, Shu Zhang, Lifeng Wang, Kaige Zhao, Weiming An, Yongli Ping, Bo Han, Dawei Yuan, Bowei Tong, Qian Zhang, Xiaoxia Yuan, Baojun Zhu, Zhe Zhang, Yutong Li, Bin Qiao, Lei Cheng, Jianzhao Wang, Chunqing Xing, Weiman Jiang, Huigang Wei, Guiyun Liang, Zhiyong Xie, Chen Wang, Mengqi Jin, Gang Zhao, and Jie Zhang. Suppressing kelvin–helmholtz instability with an external magnetic field. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 62(6) :065007, may 2020.
- [48] X. Garbet, C. Fenzi, H. Capes, P. Devynck, and G. Antar. Kelvin–helmholtz instabilities in tokamak edge plasmas. *Physics of Plasmas*, 6(10) :3955–3965, 1999.
- [49] Karnig O. Mikaelian. Oblique shocks and the combined rayleigh taylor, kelvin helmholtz, and richtmyer meshkov instabilities. *Physics of Fluids*, 6(6) :1943–1945, 1994.
- [50] L. F. Wang, C. Xue, W. H. Ye, and Y. J. Li. Destabilizing effect of density gradient on the kelvin–helmholtz instability. *Physics of Plasmas*, 16(11) :112104, 2009.
- [51] V. A. Smalyuk, J. F. Hansen, O. A. Hurricane, G. Langstaff, D. Martinez, H.-S. Park, K. Raman, B. A. Remington, H. F. Robey, O. Schilling, R. Wallace, Y. Elbaz, A. Shimony, D. Shvarts, C. Di Stefano, R. P. Drake, D. Marion, C. M. Krauland, and C. C. Kuranz. Experimental observations of turbulent mixing due to kelvin–helmholtz instability on the omega laser facility. *Physics of Plasmas*, 19(9) :092702, 2012.
- [52] Divya Sri Praturi and Sharath S. Girimaji. Mechanisms of canonical kelvin–helmholtz instability suppression in magnetohydrodynamic flows. *Physics of Fluids*, 31(2) :024108, 2019.

- [53] Amiya K. Sen. Effect of compressibility on kelvin helmholtz instability in a plasma. *The Physics of Fluids*, 7(8) :1293–1298, 1964.
- [54] Akira Miura and P. L. Pritchett. Nonlocal stability analysis of the mhd kelvin-helmholtz instability in a compressible plasma. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 87(A9) :7431–7444, 1982.
- [55] Zu-Yin Pu and Margaret G. Kivelson. Kelvin :helmholtz instability at the magnetopause : Solution for compressible plasmas. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 88(A2) :841–852, 1983.
- [56] A. Otto and D. H. Fairfield. Kelvin-helmholtz instability at the magnetotail boundary : Mhd simulation and comparison with geotail observations. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 105(A9) :21175–21190, 2000.
- [57] F. Palermo, M. Faganello, F. Califano, F. Pegoraro, and O. Le Contel. Compressible kelvin-helmholtz instability in supermagnetosonic regimes. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A4), 2011.
- [58] Claire Foullon, Erwin Verwichte, Valery M. Nakariakov, Katariina Nykyri, and Charles J. Farrugia. MAGNETIC KELVIN-HELMHOLTZ INSTABILITY AT THE SUN. *The Astrophysical Journal*, 729(1) :L8, feb 2011.
- [59] J. D. Huba. Hall dynamics of the kelvin-helmholtz instability. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :2033–2036, Mar 1994.
- [60] Y. Liu, Z. H. Chen, H. H. Zhang, and Z. Y. Lin. Physical effects of magnetic fields on the kelvin-helmholtz instability in a free shear layer. *Physics of Fluids*, 30(4) :044102, 2018.
- [61] RONY KEPPENS, G. TÓTH, R. H. J. WESTERMANN, and J. P. GOEDBLOED. Growth and saturation of the kelvin–helmholtz instability with parallel and antiparallel magnetic fields. *Journal of Plasma Physics*, 61(1) :1–19, 1999.
- [62] Armin Kögel, Alexandra Völkel, and Reinhard Richter. Calming the waves, not the storm : measuring the kelvin–helmholtz instability in a tangential magnetic field. *Journal of Fluid Mechanics*, 903 :A47, 2020.
- [63] Paulina Quijia, Federico Fraternali, Julia E Stawarz, Christian L Vásconez, Silvia Perri, Raffaele Marino, Emiliya Yordanova, and Luca Sorriso-Valvo. Comparing turbulence in a Kelvin–Helmholtz instability region across the terrestrial magnetopause. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 503(4) :4815–4827, 02 2021.
- [64] Rungployphan Kieokaew, Benoit Lavraud, David Ruffolo, William Matthaeus, Yan Yang, Julia Stawarz, Sae Aizawa, Philippe Louarn, Alexis Rouillard, Vincent Génot, Andrey Fedorov, Rui Pinto, Claire Foullon, Christopher Owen, and Timothy Horbury. Solar Orbiter observations of magnetic Kelvin-Helmholtz waves in the solar wind. In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, EGU General Assembly Conference Abstracts, pages EGU21–5247, April 2021.

- [65] Sergey Korolkov, Vladislav Izmodenov, and Dmitry Alexashov. Numerical modeling of the convective kelvin-helmholtz instabilities of astropauses. *Journal of Physics : Conference Series*, 1640 :012012, oct 2020.
- [66] Andrew Hillier, Tom Van Doorselaere, and Konstantinos Karamelas. Estimating the energy dissipation from kelvin-helmholtz instability induced turbulence in oscillating coronal loops. *The Astrophysical Journal*, 897(1) :L13, jul 2020.
- [67] W Maciel. *Hydrodynamics and Stellar Winds*. Springer, 2014.
- [68] Henny J. G. L. M. Lamers and Joseph P. Cassinelli. *Introduction to Stellar Winds*. Cambridge University Press, 1999.
- [69] Johnstone, C. P., Güdel, M., Lüftinger, T., Toth, G., and Brott, I. Stellar winds on the main-sequence - i. wind model. *A&A*, 577 :A27, 2015.
- [70] Steven R Cranmer. Coronal holes. *Living Reviews in Solar Physics*, 6(1) :1–66, 2009.
- [71] Yi-Ming Wang, Scott H Hawley, and Neil R Sheeley. The magnetic nature of coronal holes. *Science*, 271(5248) :464–469, 1996.
- [72] Jack B. Zirker. Coronal holes and high-speed wind streams. *Reviews of Geophysics*, 15(3) :257–269, 1977.
- [73] Steven R. Cranmer. Coronal holes and the high-speed solar wind. *Space Science Reviews*, 101 :229 – 294, 08 2002.
- [74] G. de Toma. Evolution of coronal holes and implications for high-speed solar wind during the minimum between cycles 23 and 24. *Solar Physics*, 274 :195–217, 12 2011.
- [75] Joseph E. Borovsky and Herbert O. Funsten. Role of solar wind turbulence in the coupling of the solar wind to the earth’s magnetosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 108(A6), 2003.
- [76] M. Dobrowolny, A. Mangeney, and P. Veltri. Fully developed anisotropic hydro-magnetic turbulence in interplanetary space. *Phys. Rev. Lett.*, 45 :144–147, Jul 1980.
- [77] S. P. Christon, C. S. Cohen, G. Gloeckler, T. E. Eastman, A. B. Galvin, F. M. Ipavich, Y.-K. Ko, A. T. Y. Lui, R. A. Lundgren, R. W. McEntire, E. C. Roelof, and D. J. Williams. Concurrent observations of solar wind oxygen by geotail in the magnetosphere and wind in interplanetary space. *Geophysical Research Letters*, 25(15) :2987–2990, 1998.
- [78] G.P. Zank. Interaction of the solar wind with the local interstellar medium : a theoretical perspective. *Space Science Reviews*, 89 :413 –688, 07 1999.
- [79] M. E. Hill, R. C. Allen, P. Kollmann, L. E. Brown, R. B. Decker, R. L. McNutt, S. M. Krimigis, G. B. Andrews, F. Bagenal, G. Clark, H. A. Elliott, S. E. Jaskulek, M. B. Kusterer, R. A. Leske, C. M. Lisse, R. A. Mewaldt, K. S. Nelson, J. D. Richardson, G. Romeo, N. A. Salazar, J. D. Vandegriff, E. A. Bernardoni, G. R. Gladstone,

- M. Horanyi, I. R. Linscott, K. N. Singer, A. J. Steffl, M. E. Summers, H. B. Throop, L. A. Young, C. B. Olkin, J. Wm. Parker, J. R. Spencer, S. A. Stern, A. J. Verbiscer, and H. A. Weaver. Influence of solar disturbances on galactic cosmic rays in the solar wind, heliosheath, and local interstellar medium : Advanced composition explorer, new horizons, and voyager observations. *The Astrophysical Journal*, 905(1) :69, dec 2020.
- [80] John D. Richardson, John W. Belcher, Paula Garcia-Galindo, and Leonard F. Burlaga. Voyager 2 plasma observations of the heliopause and interstellar medium, 11 2019.
- [81] Yoshifumi Futaana, Gabriella Stenberg Wieser, Stas Barabash, and Janet G Luhmann. Solar wind interaction and impact on the venus atmosphere. 212 :1453–1509, 11 2017.
- [82] Robert L. Richard, Raymond J. Walker, and Maha Ashour-Abdalla. The population of the magnetosphere by solar winds ions when the interplanetary magnetic field is northward. *Geophysical Research Letters*, 21(23) :2455–2458, 1994.
- [83] R. Kieokaew, B. Lavraud, C. Foullon, S. Toledo-Redondo, N. Fargette, K.-J. Hwang, K. Malakit, D. Ruffolo, M. Øieroset, T.-D. Phan, H. Hasegawa, S. Fadanelli, L. Avanov, J. Burch, D. J. Gershman, B. Giles, J. Dorelli, V. Génot, C. Jacquy, T. Moore, W. Paterson, C. Pollock, A. Rager, Y. Saito, J.-A. Sauvaud, C. Schiff, Y. Vernisse, and E. Penou. Magnetic reconnection inside a flux transfer event-like structure in magnetopause kelvin-helmholtz waves. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 125(6) :e2019JA027527, 2020. e2019JA027527 10.1029/2019JA027527.
- [84] Akira Miura. Anomalous transport by magnetohydrodynamic kelvin-helmholtz instabilities in the solar wind-magnetosphere interaction. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 89(A2) :801–818, 1984.
- [85] H. Hasegawa, M. Fujimoto, T.-D. Phan, H. Rème, A. Balogh, M. W. Dunlop, C. Hashimoto, and R. TanDokoro. Transport of solar wind into earth’s magnetosphere through rolled-up kelvin–helmholtz vortices. *Nature*, 430 :755–758, 08 2004.
- [86] Paul E Dimotakis. The mixing transition in turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 409 :69–98, 2000.
- [87] Ye Zhou, Harry F Robey, and Alfred C Buckingham. Onset of turbulence in accelerated high-reynolds-number flow. *Physical Review E*, 67(5) :056305, 2003.
- [88] HF Robey, Ye Zhou, AC Buckingham, P Keiter, BA Remington, and RP Drake. The time scale for the transition to turbulence in a high reynolds number, accelerated flow. *Physics of Plasmas*, 10(3) :614–622, 2003.

Chapitre 3

Rayonnement et imagerie X

Great discoveries are made
accidentally less often than the
populace likes to think

W. Röntgen

3.1 Notions de base et ordres de grandeur

En fonction du niveau énergétique de ses photons, la lumière peut-être classée en différentes catégories. La lumière étant aussi une onde électromagnétique, cette dernière peut aussi être décrite en terme de longueur d'onde. Le lien entre les deux grandeurs étant donné par la formule :

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.1)$$

où E est l'énergie du photon considéré, h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière dans le vide, et λ est la longueur d'onde de l'onde électromagnétique associée au photon. Nous nous référerons indifféremment aux longueurs d'onde ou aux énergies des photons composant la lumière dans la suite du travail présenté en fonction des cas, le choix étant fait en fonction de ce qui sera le plus parlant dans le contexte donné.

La catégorie de lumière la plus usuelle, puisque nous y sommes confrontés au quotidien, est la gamme du visible et correspond à des longueurs d'onde allant de 380 nm à 780 nm. Elle couvre l'ensemble des couleurs accessibles par notre oeil allant du violet jusqu'au rouge. Ce rayonnement n'est pas dangereux pour la santé puisque les énergies qu'il implique ne lui permet pas de pénétrer en profondeur dans nos tissus et d'interagir avec les atomes et les molécules les composant.

Dans cette section, nous nous concentrerons sur le rayonnement X, qui lui peut traverser plus facilement la matière, et y interagir de par son niveau d'énergie plus élevé. On parle alors de rayonnement ionisant, et celui-ci peut contrairement à la lumière visible avoir d'importantes répercussions sur la santé en cas d'exposition directe. La gamme de longueur d'onde associée à ce type de rayonnement varie entre 0.01 nm et 10 nm correspondant à

une gamme d'énergies allant de 125 eV à 125 keV environ. On divise généralement cette catégorie en 2 sous-catégories que l'on dénomme par rayonnement X mou pour des énergies inférieures au keV et rayonnement X dur pour des énergies au-delà du keV. Dans la suite du manuscrit, nous nous intéresserons particulièrement au cas du rayonnement X dur permettant de sonder des plasmas denses sans être écartés par les électrons le composant.

Afin de comparer différentes sources de rayonnement X entre elles, il peut être pratique de comparer leur brillance respective. La brillance d'une source lumineuse est définie comme [1] :

$$\mathcal{B} = \frac{\Phi(E)}{4\pi^2\sigma_x\sigma_y\sigma_{\theta_x}\sigma_{\theta_y}} \quad (3.2)$$

où $\Phi(E)$ désigne le flux de photons et s'exprime en photons par seconde, σ dénote le rayon moyen de la source, et σ_{θ} désigne la divergence du faisceau, tandis que le couple (x, y) désigne respectivement l'axe horizontal et vertical transverse au sens de propagation du rayonnement X. Le niveau de monochromaticité, qui peut être obtenu en fonction du nombre de photons total dans le spectre par rapport au nombre de photons dans la gamme d'énergie principale d'intérêt est aussi un bon critère de comparaison pour estimer la qualité d'une source de rayonnement. Dans de nombreuses applications telles que l'imagerie par exemple, l'idéal est généralement de disposer d'une source monochromatique de forte brillance.

La production de ce rayonnement particulièrement énergétique peut être obtenue de plusieurs façons, dont les plus notables de par la qualité de leur rayonnement sont les installations synchrotrons, et les lasers X à électrons libres (XFEL) dont l'acronyme vient de l'anglais X-ray Free Electron Laser.

3.2 Émission de rayonnement X sur XFEL

Les sources X les plus brillantes au monde sont obtenues actuellement sur les installations XFEL. Classiquement, un laser est un système optique basé sur le principe de l'émission stimulée pour pouvoir générer un ensemble cohérent de photons.

Pour ce faire, un photon incident passe au travers d'un milieu amplificateur. Ce milieu possède un ensemble d'atomes à l'énergie E_1 . Sous l'effet de désexcitation due au passage de l'onde électromagnétique, les particules au niveau d'énergie E_1 se désexcitent vers un niveau d'énergie E_0 , émettant alors un second photon identique au photon incident si :

$$\Delta E = E_1 - E_0 = E_{\text{photon}} \quad (3.3)$$

permettant ainsi de multiplier le nombre total de photons en optimisant le nombre de passages de ces derniers dans le milieu amplificateur. Dans la pratique, il est difficile de trouver des milieux possédant exactement deux bandes d'énergie étroites possibles et ayant un rendement important, expliquant de ce fait que seuls quelques milieux amplificateurs sont aujourd'hui utilisés dans les grandes installations laser.

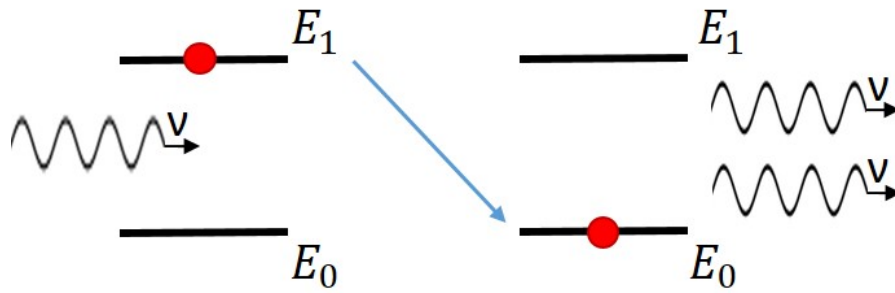


FIGURE 3.1 – *Principe de l'émission stimulée - Un photon passe dans un milieu où des électrons sont à l'état d'énergie E_1 . Le niveau d'énergie fondamental du système E_0 est tel que la différence d'énergie entre E_1 et E_0 est égale à l'énergie du photon incident. Au passage du photon incident, le milieu se désexcite vers son niveau fondamental, émettant un second photon identique au premier, permettant ainsi de multiplier le nombre de photons totaux.*

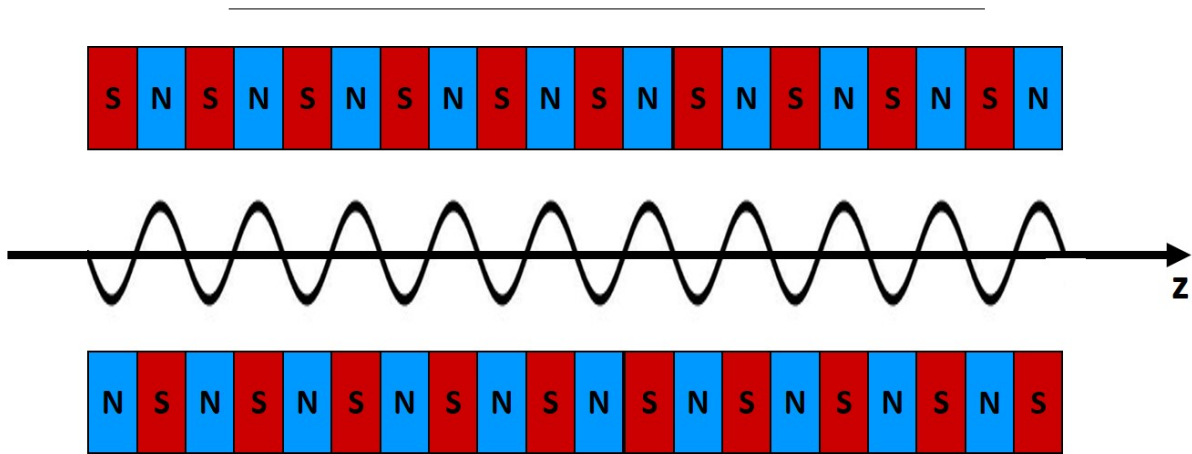


FIGURE 3.2 – *Un paquet de particules chargées traverse un onduleur constitué d'une alternance d'aimants nord et sud. La dérive des particules au sein du champ magnétique permet alors de générer un rayonnement dont la longueur d'onde dépend du champ magnétique et de l'énergie des particules traversant ce champ.*

Le principe des installations laser X à électrons libres (XFEL) est basé sur le rayonnement émis d'un paquet de particules chargées relativistes traversant un onduleur [2], composé d'une alternance d'aimants de polarités opposées.

Pour ce faire, un paquet d'électrons est injecté puis accéléré dans un accélérateur linéaire avant d'être introduit dans l'onduleur. L'oscillation des particules au sein du champ magnétique de l'onduleur est alors responsable de l'émission spontanée de photons X par rayonnement synchrotron intense et spatialement cohérent [3, 4].

Le champ électromagnétique vu par le paquet d'électrons est alors une combinaison du champ électrique dû aux charges des électrons eux-même, du rayonnement émis par le paquet de particules, et du champ magnétique imposé par les aimants.

Le potentiel pondéromotif auquel est alors soumis le paquet d'électrons, les amène alors à re-crée dans l'onduleur une structure quasi-cristalline 1D formée par l'alternance de fines couches d'électrons de même épaisseur (micro-bunching [4]). Sa périodicité est égale à la longueur d'onde des photons émis longitudinalement, et pouvant être amplifiés spontanément par le système lorsque certaines conditions de résonance sont respectées. Cette condition est obtenue lorsque l'une des tranches d'électrons passe à l'arrière de la tranche de photons émis durant le passage d'une alternance d'aimants. Ce processus permet l'émission spontanée de photons tout au long du passage du paquet de particules dans l'onduleur. Cette amplification exponentielle du nombre de photons émis durant le trajet des électrons dans le système nécessite un système de taille conséquente pour pouvoir permettre une production importante de photons. A la fin de la croissance du paquet de photons, l'ensemble de particules arrive à saturation en fin d'onduleur, où le paquet de photons obtenus est alors relâché. Ce système dit de "Self Amplified Spontaneous Emission" (SASE) ou en français, Auto-amplification de l'émission spontanée, est à la base du fonctionnement des installations XFEL actuelles.

L'avantage principal de cette technique par rapport aux installations synchrotrons classiques repose sur la forte brillance, la faible durée, ainsi que la forte cohérence spatiale du rayonnement. Un autre avantage de cette source est le spectre particulièrement étroit autour de la bande d'émission principale du système, définie par le niveau d'énergie des particules incidentes, la périodicité des micro-paquets électroniques formés dans l'onduleur, et par l'agencement des aimants composant l'onduleur. Le défaut principal de ces installations réside néanmoins dans les grandes dimensions d'onduleur nécessaires pour obtenir le rayonnement.

3.3 Rayonnement X incohérent

3.3.1 Principe des tubes X

Le désavantage principal des installations précédentes réside dans les dimensions kilométriques nécessaires pour obtenir le rayonnement X, des bâtiments dédiés devant être construits. En sacrifiant la qualité de l'émission X ainsi que sa brillance, il est possible d'obtenir des sources beaucoup plus compactes, utiles à l'alignement de diagnostics par exemple. Les tubes X sont des sources où des électrons sont accélérés vers une anode, où en entrant en contact avec la matière de l'anode, les électrons sont fortement décélérés. La perte d'énergie cinétique est alors convertie en rayonnement électromagnétique. On parle de rayonnement Bremsstrahlung (de l'allemand freinage). Les anodes utilisées dans ce genre de systèmes, sont généralement composées de métaux avec un Z élevé, comme par exemple le cuivre, le molybdène ou encore le tungstène. Ainsi, au rayonnement Bremsstrahlung se superposent des raies d'émission liées au matériau utilisé pour l'anode. Le spectre obtenu est donc un spectre étendu avec des lignes d'émission marquées, telles que les raies K_α , K_β , et L_α .

Les lignes d'émission correspondent à des transitions électroniques des niveaux d'énergie élevés vers des niveaux plus bas, donnant lieu à l'émission d'un photon dont l'énergie caractéristique est égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux considérés.

Il existe actuellement deux types de tube X. Le premier consiste en une anode fixe, refroidie au fil du temps et une cathode chaude d'où sont émis les électrons. Ce type de tube X est celui ayant la brillance la plus faible, limitée par le besoin de refroidir l'anode au cours du temps. Néanmoins, la brillance du rayonnement de ligne γ est généralement 2 à 3 fois supérieure à celle du rayonnement Bremsstrahlung, permettant les applications d'imagerie avec une qualité suffisante. Le second type de tube X consiste à utiliser une anode en rotation et possède une brillance plus élevée d'un ordre de grandeur en émission K_α et Bremsstrahlung de par le refroidissement facilité de l'anode en rotation, permettant ainsi de maintenir un flux de photons plus élevé. A ceci peuvent être couplées les technologies de sources micro-focus permettant d'obtenir un point source de taille plus faible, augmentant de ce fait la brillance des tubes X d'un autre ordre de grandeur.

3.3.2 Génération de sources X par lasers

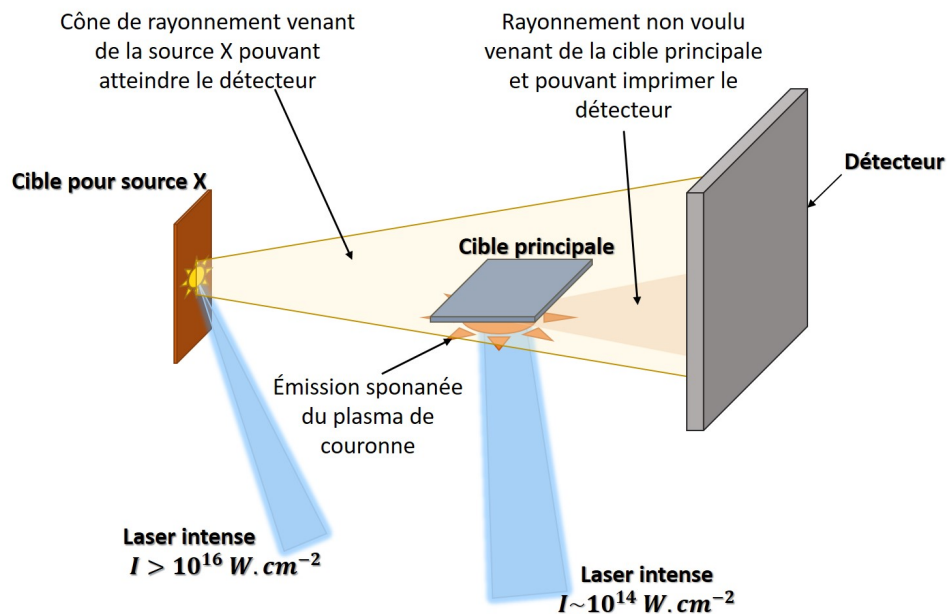


FIGURE 3.3 – Plateforme de radiographie classique en installation laser plasma. Un premier laser irradie une cible principale dont on souhaite imager le plasma. Pour ce faire un second laser très intense irradie une plaque métallique pour obtenir une source de rayonnement X en essayant d'optimiser l'émission K_α pour qu'il domine l'émission.

L'étude de la génération de sources X par laser est un sujet de grande importance pour de nombreuses études [5, 6, 7]. En effet, si la source X générée n'est pas suffisamment brillante, l'émission du plasma de couronne obtenue lors de l'ablation d'une cible dont on souhaite imager le plasma peut fortement limiter le contraste de l'image formée sur détecteur. Un schéma de radiographie plasma est présenté en Fig.3.3, où est montré l'idée de base pour le développement des plateformes de radiographies sur les grandes installations laser. Nous reviendrons en Sec.3.4 sur les méthodes et les notions liées au

principe de radiographie avec des sources X générées par laser .

Les sources de rayonnement X générées par laser ont de nombreuses applications. Une application importante pour nous sur grandes installations lasers consiste à utiliser ces sources pour la radiographie des phénomènes plasma générés par lasers afin d'en comprendre la dynamique. Une autre application consiste à étendre cette technique à l'imagerie médicale [8, 9], et industrielle [7]. En effet, par ce procédé, il est très facile de changer la longueur d'onde du rayonnement produit en remplaçant simplement le matériau à irradier.

Afin de comprendre l'émission X des plasmas générés par laser, il convient de rappeler quels processus au sein du milieu sont responsables du rayonnement. L'émission de photons au sein du plasma est assurée par les transitions électroniques libre-libre, libre-liée (recombinaison) et liée-liée correspondant à des désexcitations électroniques. Le premier cas, celui des transitions libres-libres, est lié au freinage des électrons dû au potentiel électrique imposé par les ions positif dans l'entourage de l'électron, donnant lieu à un spectre Bremsstrahlung continu. Les processus de recombinaison, mènent eux aussi à l'émission d'un spectre continu qui s'ajoute au spectre Bremsstrahlung précédent. Le ratio des deux spectres continus sus-cités peut alors être approché [10] par :

$$\frac{S_R}{S_B} = 2.4 \frac{Z^2}{E_H} k_B T \quad (3.4)$$

où Z est le numéro atomique de l'élément irradié, E_H est l'énergie d'ionisation de l'hydrogène, k_B est la constante de Boltzmann, et T est par définition la température du plasma. Le dernier processus d'émission étant lié aux transitions électroniques discrètes d'électrons

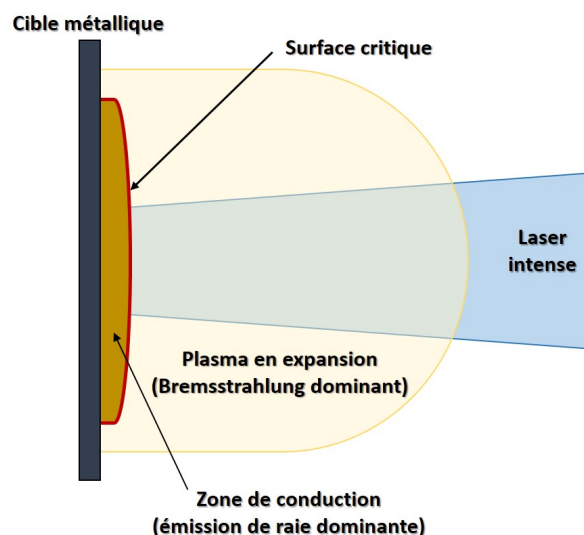


FIGURE 3.4 – Génération de rayonnement X à l'aide d'un laser intense $I > 1 \times 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$.

liés à l'ion positif permet donc l'obtention de lignes d'émissions discrètes dont l'énergie

dépend de l'élément chimique considéré. Typiquement dans le cas du cuivre, les émissions $K_{\alpha,1}$ et $K_{\alpha,2}$ sont respectivement obtenues aux énergies de 8.048 keV et 8.028 keV tandis que la ligne K_{β} l'est pour 8.905 keV

La durée de vie de la source X ainsi produite est généralement du même ordre de grandeur que celui de l'impulsion laser utilisée pour obtenir la source de rayonnement. Ainsi, il n'est pas rare de voir des lasers ayant une durée d'impulsion pico-seconde pour l'obtention de sources de radiographie des plasmas générés par laser. En effet, la dynamique importante de ces systèmes nécessite des temps d'intégration très faible dans la formation de l'image pour éviter le flou de bougé.

Le pic d'émission de raies X est généralement obtenu dans les zones du plasma particulièrement denses et chaudes, au delà de la surface critique. Dans cette région, la forte densité de matière combinée à la circulation de courants électroniques permet de largement augmenter la probabilité qu'un électron de coeur soit arraché à un ion. Lorsqu'un électron des bandes supérieures vient combler la lacune électronique précédente, on obtient une émission de raie. Les raies les plus marquées sont en général les raies K_{α} , K_{β} et L_{α} . Sur les installations lasers telles qu'OMEGA-60, il est usuel d'utiliser des intensités lasers de l'ordre de $1 \times 10^{12} - 1 \times 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$ [11, 12] pour générer ce type de sources. Cependant, des intensités laser supérieurs à $1 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ sont usuelles pour pouvoir maximiser la conversion laser en rayonnement K_{α} [11, 13]. Les taux de conversion de ces sources étant faibles, $\varepsilon_{conv} < 1 \times 10^{-4}$ [11, 14, 15], et leur émission sur 2π sr, la brillance de ces sources est généralement faible aussi.

La conversion d'énergie du laser incident en source de rayonnement X K_{α} est fonction de la longueur d'onde, de l'intensité du laser, ainsi que du matériaux utilisé. Dans le cas d'un matériau donné, il s'exprime généralement comme :

$$\varepsilon_{conv}(\lambda, I_L) = \frac{E_X}{E_L} \quad (3.5)$$

où E_X est égale à l'énergie totale rayonnée par la source X, et E_L est l'énergie contenue dans l'impulsion laser utilisée. Il est fréquent de ne calculer ce coefficient que pour la ligne d'émission K_{α} , qui est l'émission principale que l'on cherche à obtenir. Quelques ordres de grandeurs peuvent être trouvés dans la littérature[11, 15].

L'optimisation de ce coefficient est très importante pour la génération de sources X brillantes pour des applications d'imagerie. Cette amélioration passe généralement par la validation expérimentale de différentes géométries de cibles. Ce travail, se combine usuellement à des études paramétriques de l'irradiation laser pour quantifier l'évolution de l'émissivité des sources X ainsi obtenues. En effet, la théorie et le calcul numérique autour de cette problématique est particulièrement complexe.

Un comparatif des brillances moyennes des différentes sources X évoquées dans ce chapitre est donné en Tab.3.5. La brillance des tubes X est donnée depuis Behling et al [16], tandis que les données pour XFEL sont obtenues depuis Altarelli et al [17]. Il est alors à noter que dans le cas d'un XFEL, la brillance pic peut atteindre les $10^{33} \text{ phot/mrad}^2/\text{mm}^2/\text{s}/0.1\% \text{ BW}$, ce qui est largement supérieure à la brillance moyenne

présentée en Tab.3.5. La brillance des sources X laser a été calculée depuis les données d'études de sources de rayonnement X générées par l'interaction d'un laser en impulsion courte à l'intensité $I = 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ avec une plaque de cuivre, dont les résultats sont présentés en Sec.6.3.2. Le nombre de photons est obtenu par :

$$N_{phot} = \frac{E_{laser} \varepsilon}{E_{K\alpha}} \quad (3.6)$$

où $E_{laser} \approx 20 \text{ J}$ est l'énergie du laser incident, ε est le taux de conversion X du cuivre à l'intensité $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, et $E_{K\alpha}$ est l'énergie d'un photon de la raie $K\alpha$ du cuivre. La durée de vie de la source est considérée égale à celle de l'impulsion laser soit $\sim 10 \text{ ps}$, et son extension spatiale est prise comme étant de la dimension de la tâche focale du laser, soit environ $\sim 50 \mu\text{m}$. La source est alors supposée émettre selon $4\pi \text{ sr}$. La valeur supérieure de brillance de source laser donnée est obtenue dans le cas où des paramètres lasers similaires sont utilisés sur OMEGA-EP, mais où l'énergie laser est de l'ordre de 100 J.

	Tubes X (Behling et al, 2018)	Sources X laser (Calcul depuis les expériences MTW et OMEGA-EP)	XFEL Européen (Altarelli et al, 2011)	Laser X (M. Nishikino et al, 2008)
Type de source	Continue	$\sim 10 \text{ ps}$	$\sim 10 \text{ fs}$	$\sim 20 \text{ ps}$
Brillance moyenne (photons/mrad ² /mm ² /s/0, 1%BW)	$10^8 - 10^{10}$			
Brillance Pic (photons/mrad ² /mm ² /s/0, 1%BW)		$10^{14} - 10^{15}$	5×10^{33}	5×10^{26}

FIGURE 3.5 – *Brillance de différentes sources de rayonnement X.*

3.4 Application à l'imagerie X de plasmas

Principes de base sur la transmission d'une onde lumineuse par un milieu

Écrivons l'équation de propagation d'une onde plane progressive monochromatique ψ_ω dans un milieu matériel fini comme :

$$\left[\nabla^2 - \varepsilon(x, y, z) \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \psi_\omega(x, y, z, t) = 0 \quad (3.7)$$

où $\varepsilon(x, y, z)$ est la permittivité diélectrique du milieu considéré. Il est possible de réécrire l'équation de propagation de D'Alembert ci-dessus en fonction de ses modes propres. On obtient ainsi l'équation d'Helmholtz inhomogène dans le milieu :

$$\left[\nabla^2 + k^2 \mathcal{N}_\omega^2(x, y, z) \right] \psi_\omega(x, y, z) = 0, \quad (3.8)$$

où $\mathcal{N}_\omega = 1 - \delta_\omega + i\beta_\omega$ est l'indic optique complexe du milieu. On parle ici d'équation inhomogène, la variable $\varepsilon(x, y, z)$ pouvant ne pas être homogène dans tout l'espace. Dans le cas d'un rayonnement polychromatique, cette expression est sommée sur ω pour décrire

l'impact du spectre étendu sur la formation d'images qui sera enregistrée par un détecteur.

Afin de simplifier le calcul, nous resterons dans le cadre d'une résolution dans l'approximation paraxiale des équations. Ainsi, la formation d'image sur le détecteur revient à réaliser la projection du milieu à imager sur le détecteur. Cette hypothèse est suffisante afin de décrire la variation totale d'amplitude et de phase induite par le milieu comme étant la somme de l'ensemble des déphasages et variations d'amplitude de la lumière induits en chaque point du volume traversé.

Nous avons noté la solution de l'équation d'Helmholtz ψ_ω . En prenant en compte les hypothèses précédentes, on peut réécrire la solution comme la somme d'une onde plane progressive se propageant selon l'axe (Oz), à laquelle se superpose une enveloppe décrivant les perturbations subies dues au milieu, donnant finalement :

$$\psi_\omega(x, y, z) = \tilde{\psi}_\omega(x, y, z) \exp(ikz) \quad (3.9)$$

où $\tilde{\psi}_\omega$ est l'enveloppe de la perturbation imposée à l'onde $\exp(ikz)$ et où : $|\tilde{\psi}_\omega|^2 = |\psi_\omega|^2$. Ainsi, en injectant notre solution perturbée dans l'équation d'Helmholtz donnée en Eq.3.8, et en se rappelant que les perturbations se font dans le plan perpendiculaire à l'axe optique d'après l'hypothèse faite dans l'approximation paraxiale, on obtient ainsi :

$$\left[2ik \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_\perp^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 (\mathcal{N}_\omega^2(x, y, z) - 1) \right] \tilde{\psi}_\omega(x, y, z) = 0 \quad (3.10)$$

où la dérivée seconde selon z peut alors être négligée, en ne considérant que les perturbations au premier ordre. Cette hypothèse implique que les perturbations principales sont transverses à l'axe optique. Ceci permet ainsi d'aboutir à l'équation paraxiale inhomogène décrivant la propagation de la lumière dans le milieu considéré.

$$\left[2ik \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_\perp^2 + k^2 (\mathcal{N}_\omega^2(x, y, z) - 1) \right] \tilde{\psi}_\omega(x, y, z) = 0 \quad (3.11)$$

Une solution évidente de cette équation peut alors être obtenue dans le cas où le terme lié à ∇_\perp^2 est négligé, permettant ainsi l'obtention de l'équation différentielle :

$$\frac{\partial}{\partial z} \tilde{\psi}_\omega(x, y, z) = \frac{k}{2i} (\mathcal{N}_\omega^2(x, y, z) - 1) \tilde{\psi}_\omega(x, y, z) \quad (3.12)$$

qui peut ainsi être résolue comme :

$$\tilde{\psi}_\omega(x, y, z_f) = \tilde{\psi}_\omega(x, y, z_0) \exp \left(ik \int_{z=z_0}^{z=z_f} [\delta_\omega(x, y, z) - i\beta_\omega(x, y, z)] dz \right) \quad (3.13)$$

où z_0 est la distance à laquelle se situe le début du milieu à sonder et z_f est la distance par rapport à l'origine où le milieu à traverser se termine, et où il a été utilisé que :

$$\mathcal{N}_\omega^2(x, y, z) - 1 \approx 2(\delta_\omega(x, y, z) - i\beta_\omega(x, y, z)) \quad (3.14)$$

en prenant $\delta \ll 1$ et $\beta \ll 1$, ce qui est toujours le cas avec les rayons X traversant des milieux de numéro atomique Z suffisamment faible [18, 19, 20].

Cette dernière équation nous permet de déduire le déphasage $\Delta\phi(x, y)$ et l'absorption introduits par un milieu lorsqu'il est traversé par un rayonnement X :

$$\Delta\phi(x, y) = -k \int_z \delta_\omega(x, y, z) dz, \quad (3.15)$$

et peut être simplifié par $\Delta\phi(x, y, z) = -k\delta_\omega L$ dans le cas où le milieu considéré est homogène, isotrope et traversé sur une longueur L .

L'absorption étant donnée comme une variation d'intensité, il est nécessaire de prendre le module au carré de la fonction d'onde définie en équation Eq.3.13, donnant finalement :

$$I_\omega(x, y, z_f) = I_\omega(x, y, z_0) \exp\left(-2k \int_{z=z_0}^{z=z_f} \beta_\omega(x, y, z) dz\right) \quad (3.16)$$

permettant ainsi d'identifier le coefficient d'absorption linéaire pour un milieu homogène isotrope :

$$\mu_{lin} = 2k\beta_\omega \quad (3.17)$$

Cette description de la propagation de la lumière dans un milieu permet ainsi de pouvoir quantifier l'impact de l'indice réel δ après propagation et imaginaire β sur la variation d'intensité sur le détecteur dans le processus d'imagerie d'un milieu. On voit que dans le cas où $\delta \ll \beta$, les processus menant à la formation d'image seront principalement dépendants de l'absorption du milieu tandis que dans le cas opposé, si $\delta \gg \beta$, les termes de phase seront alors dominants. Dans ce dernier cas où la variation d'intensité sur détecteur est principalement due aux diffusions et réfractions de la lumière, on parle d'imagerie de phase. Cette méthode est souvent rencontrée sur les installations synchrotrons [21, 22] et XFEL [23, 24] où les caractéristiques des faisceaux sondes sont optimales pour la réalisation de ce type d'imagerie. Néanmoins de nombreuses démonstrations à l'aide de tubes X [25, 26, 27, 28, 29] et sources plasma [13, 30, 31, 32, 33] ont été réalisées.

3.4.1 Radiographie classique en absorption

L'imagerie dite de radiographie est un processus de formation d'images découvert par Röntgen [34] à la toute fin du XIXème siècle comme application des photons obtenus par rayonnement cathodique, lui valant le tout premier prix Nobel de physique de l'histoire. De par l'énergie élevée des photons issus de ce rayonnement qu'il nomme rayonnement X, Röntgen découvre leur aptitude à traverser la matière. Ce rayonnement étant aussi capable d'imprimer des plaques photosensibles, il devient possible d'imager un milieu grâce aux variations d'intensité perçues sur le détecteur. Cette variation d'intensité du signal est due à l'absorption plus ou moins importante du rayonnement par les milieux traversés. Depuis l'époque de Röntgen, cette méthode de mesure et de diagnostic a largement été développée et améliorée devenant une méthode de diagnostic fondamentale dans plusieurs disciplines, avec en tête de proue la médecine.

Le pouvoir traversant des rayons X, en fait un outil fondamental pour comprendre la physique des plasmas générés par lasers, de par l'opacité et la densité des milieux étudiés. En effet, la densité électronique du plasma généré en centre chambre atteint rapidement la

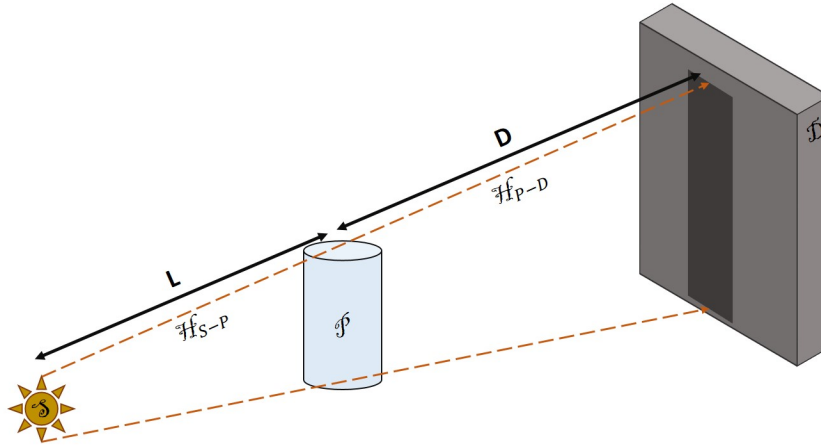


FIGURE 3.6 – Principe de base de la radiographie sur installation laser. Une source de rayonnement X éclaire un plasma à imager. Le détecteur sur lequel est projeté l'image enregistre un éclairement uniforme sur l'ensemble de sa surface. La projection du milieu à imager, apparaît plus sombre dû à l'absorption du plasma.

Les lettres en écriture droite désignent les distances dans le système, tandis que les lettres curvilignes désignent les fonctions de transfert associées à chaque étape de la propagation du rayonnement menant à la formation de l'image finale sur le détecteur donnant ainsi : **L** la distance entre la source et le plasma (symbolisé en bleu clair) à imager, et **D** la distance entre le plasma et le détecteur. Les fonctions de transfert de chaque élément sont ainsi désignées par \mathcal{S} pour la source X, \mathcal{H} pour les propagations dans le vide, \mathcal{P} pour le plasma, et \mathcal{D} pour le détecteur.

densité critique pour laquelle il devient complètement opaque aux photons du visible. Typiquement la densité électronique critique d'un plasma calculée pour un laser ND :YAG est de l'ordre de $n_c \approx 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Les densités classiquement obtenues sur installations laser avec des cibles solides sont de l'ordre de $n_e \geq 1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Même en quadruplant la fréquence fondamentale du laser, il est impossible de traverser le système généré. Cela nécessite donc d'aller vers un rayonnement de plus haute énergie : le rayonnement X.

En partant simplement sur les notions de base d'optique de Fourier [35, 36], l'image en radiographie par absorption peut alors être vue comme le résultat du produit de convolution de chacune des fonctions de transfert de chaque étape intervenant dans la propagation de la lumière. En reprenant les notations de la Fig.3.6, on obtient que le champ électrique vu sur le détecteur s'écrit :

$$E_{\text{détecteur}} = \mathcal{S} \otimes \mathcal{H}_{S-P} \otimes \mathcal{P} \otimes \mathcal{H}_{P-D} \otimes \mathcal{D}, \quad (3.18)$$

et peut se simplifier comme :

$$E_{\text{détecteur}} = \mathcal{F} \otimes \mathcal{P}, \quad (3.19)$$

où \mathcal{P} , est la fonction de transfert du plasma à imager. De plus, \mathcal{P} est fonction de l'indice optique complexe \mathcal{N} du milieu et de la distribution spatiale de la matière. La fonction de

transfert totale du système d'imagerie \mathcal{F} s'écrit quant à elle :

$$\mathcal{F} = \mathcal{S} \otimes \mathcal{H}_{S-P} \otimes \mathcal{H}_{P-D} \otimes \mathcal{D}. \quad (3.20)$$

La distribution totale d'intensité sur le détecteur peut être classiquement exprimée comme le carré du champ électrique sur le détecteur :

$$I_{détecteur} \propto E_{détecteur}^2 \quad (3.21)$$

Ainsi, dans le cas idéal, en connaissant la géométrie du système et les propriétés de la source de rayonnement et du détecteur il est possible de remonter depuis l'image finale aux propriétés du milieu sondé, la source étant idéalement plane ou sphérique.

Dans la pratique, les qualités de source sur installation laser nécessitent de réaliser de nombreuses approximations. En effet la polychromaticité des sources X générées par laser impliquent d'intégrer le résultat ci-dessus sur le spectre du rayonnement. De plus la source n'étant pas ponctuelle mais de dimension finie, la fonction \mathcal{S} limite la résolution maximale atteignable, qui devient la taille de la source.

Expérimentalement, afin de s'approcher au mieux d'une source ponctuelle, il peut être fait usage d'ouvertures fines (sténopé), qui une fois placé entre la source X et le plasma à imager pourra être considéré comme notre source X. Cette méthode permet de s'affranchir des dimensions aléatoires de la source X générée par laser. Le point négatif de cette méthode est que son utilisation réduit le nombre de photons utilisables pour l'imagerie.

Sur installations laser, les sources X générées étant fortement divergentes, un autre point à généralement prendre en compte dans la formation d'images est le grandissement induit par la géométrie expérimentale. En reprenant les notations de Fig.3.6, le grandissement sur détecteur est alors donné par simple relation de Thalès comme :

$$M = \frac{L + D}{L} \quad (3.22)$$

3.4.2 Imagerie de phase

Intérêt de la méthode

Dans le cas précédent de l'imagerie par absorption, l'obtention d'une image n'est dépendante que de la capacité à transmettre ou non du rayonnement. Dans le cas de l'imagerie de phase, les variations d'intensité lumineuse perçues sur détecteur sont principalement dues aux rayons lumineux réfractés par l'objet sondé. Cette méthode est généralement avantageuse dans les milieux transparents, l'absorption n'étant plus suffisante pour induire une variation d'intensité lumineuse.

Ceci étant particulièrement vrai dans le cas des tissus biologiques [18, 19], il n'est pas surprenant de trouver les premières applications de l'imagerie de phase dans le cadre de la biologie, et de la médecine. Ainsi, la première démonstration est effectuée au début du siècle dernier par Franz Zernike [37, 38], lui valant le prix Nobel de 1953 pour ses travaux sur l'imagerie de phase dans le visible appliquée à la microscopie. Cette méthode est

encore utilisée de nos jours en biologie et médecine dans les études bactériennes [39, 40, 41].

Aujourd'hui, différentes méthodes ont vu le jour afin d'améliorer le contraste de l'imagerie de phase par le biais de l'utilisation d'analyseurs [42], d'interféromètres [27], etc... Ces développements sont souvent réalisés sur synchrotrons [43, 44] de par la qualité des propriétés de la lumière y étant émise. Ces travaux sont régulièrement motivés par l'imagerie des tissus mous afin d'améliorer la détection et la résolution des tumeurs cancéreuses [45, 46, 47] améliorant le diagnostic des patients.

Le problème inhérent de la taille des installations pour obtenir des sources de rayonnement X brillantes pour l'imagerie de phase a poussé au début des années 2000 et 2010 les chercheurs à développer des méthodes et techniques innovantes pour pouvoir continuer à développer cette méthode d'imagerie en dehors de ces installations [27, 48, 49, 50]. Ainsi, les premières démonstrations d'imagerie de phase à l'aide de sources X de faible brillance [27] et en lumière incohérente [50] voient le jour sur cette période.

Les premiers essais d'imagerie de phase X en propagation sur laser sont initiés dans les années 2000 à l'aide de sources de rayonnement X dur générées par laser [51, 32, 33]. Depuis, la plupart des développements de plateformes d'imagerie de phase sur laser sont actuellement réalisées avec des sources bêtatron [30, 52, 53, 54].

Plus récemment, l'engouement pour cette méthode a commencé à gagner les installations lasers dans le cadre de l'étude de la physique à haute densité d'énergie. En effet, dans le cadre d'implosions de capsules de DT ou des mousses CRF, de par leur faible niveau d'absorption il est difficile d'obtenir des images fortement contrastées. L'imagerie de phase X porte ainsi un intérêt particulier puisqu'elle est capable de fournir un contraste amélioré dans la radiographie de ces milieux. Des premiers résultats ont été obtenus par simple propagation avec des sources X générées par laser [55, 56]. Cependant, de nombreux développements et adaptations restent à fournir pour obtenir la qualité d'image escomptée lors de ces expériences.

3.4.3 Principe de l'imagerie de phase en propagation

L'idée de l'imagerie de phase par propagation libre est simple. Il s'agit de faire se propager une onde lumineuse sur de grandes distances après qu'elle ait traversé de la matière afin d'obtenir les motifs de diffraction induits par l'objet sondé.

Reprenons la fonction d'onde plane progressive monochromatique $\psi_\omega(x, y, z)$ que nous avons utilisée en Sec.[3.4]. Notons maintenant \mathcal{F} l'opérateur de Fourier, et \mathcal{F}^{-1} l'opérateur inverse. Propageons maintenant notre onde sur une distance d depuis son origine en $z = 0$. Comme démontré par Paganin et al [57, 1], l'intégration de Fresnel donne alors :

$$\psi_\omega(x, y, d) = \exp(ikd) \mathcal{F}^{-1} \left[\exp \left(\frac{-id(k_x^2 + k_y^2)}{2k_\omega} \right) \right] \mathcal{F} [\psi_\omega(x, y, z = 0)] \quad (3.23)$$

où k_ω est le vecteur d'onde de l'onde électromagnétique et (k_x, k_y) sont les coordonnées dans l'espace de Fourier.

En se plaçant dans l'approximation de Fresnel, il est possible d'obtenir le développement limité de $\mathcal{F}^{-1} \left[\exp \left(\frac{-id(k_x^2 + k_y^2)}{2k_\omega} \right) \right]$, permettant d'écrire :

$$\psi_\omega(x, y, d) = \exp(ikd) \left[1 + \frac{id\nabla_\perp^2}{2k_\omega} \right] \sqrt{I_\omega(x, y, z=0)} \exp(i\phi_\omega(x, y, z=0)) \quad (3.24)$$

avec $\nabla_\perp^2 = \nabla_\perp (\nabla_\perp)$ et où il a été fait usage de $\psi_\omega(x, y, z) = \sqrt{I_\omega(x, y, z)} \exp(i\phi_\omega(x, y, z))$. L'intensité lumineuse perçue à la distance d est alors donnée par la norme au carré de la fonction d'onde en $z = d$:

$$I_\omega(x, y, z = d) = I_{\omega,0} + 2\Re \left[\sqrt{I_{\omega,0}} \exp(-i\phi_{\omega,0}) \frac{id}{2k} \nabla_\perp^2 \left[\sqrt{I_{\omega,0}} \exp(-i\phi_{\omega,0}) \right] \right] \quad (3.25)$$

qui, en assumant de faibles variations, peut être remise sous la forme [58] :

$$I_\omega(x, y, z = d) = I_{\omega,0} - \frac{d}{k_\omega} \nabla_\perp [I_{\omega,0} \nabla_\perp [\phi_{\omega,0}]] \quad (3.26)$$

et simplifiée comme [59] :

$$I_\omega(x, y, z = d) = I_{\omega,0} \left(1 - \frac{d}{k_\omega} \nabla_\perp^2 [\phi_{\omega,0}] \right) \quad (3.27)$$

Cette dernière forme de l'équation de propagation pour un objet purement réfractant est intéressante. Elle fait apparaître qu'il est nécessaire que la distance d sur laquelle se propage l'onde doit être grande pour qu'une variation d'intensité soit visible sur le détecteur. Dans le cas où $z \rightarrow 0$, aucune variation d'intensité liée à la phase ne serait alors perçue par un imageur.

Nous avons vu en Sec.[3.4], que le déphasage ϕ_ω est dû au coefficient δ de l'indice optique du milieu dans lequel l'onde se propage. Ce coefficient étant fonction de la densité électronique du milieu, il apparaît alors que $\phi_\omega \propto n_e$ et que donc l'imagerie de phase en propagation libre est sensible à la dérivée seconde de la densité électronique.

En Sec.[3.4], nous avons vu que l'absorption du milieu dans lequel se propage une onde est aussi responsable de variations d'intensité. Dans le cas où un milieu n'est pas purement réfractant, mais aussi absorbant il est nécessaire de corriger Eq.3.27 pour en tenir compte, donnant :

$$I_\omega(x, y, z = d) = I_{\omega,0} \left(1 - \frac{d}{k_\omega} \nabla_\perp^2 [\phi_\omega] \right) \exp(-2k_\omega \beta_\omega L) \quad (3.28)$$

pour un milieu d'épaisseur L . Dans le cas d'un milieu peu absorbant, ou d'épaisseur faible, il est possible d'effectuer un développement limité du terme d'atténuation donnant ainsi une expression de l'intensité sur le détecteur :

$$I_\omega(x, y, z = d) = I_{\omega,0} \left(1 - \frac{d}{k_\omega} \nabla_\perp^2 [\phi_\omega] \right) (1 - 2k_\omega \beta_\omega L) \quad (3.29)$$

En se rappelant la définition du coefficient d'atténuation linéique que nous avons donnée en Sec.[3.4], $\mu_{lin} = 2k\beta_\omega$, il est possible de comparer l'importance relative des

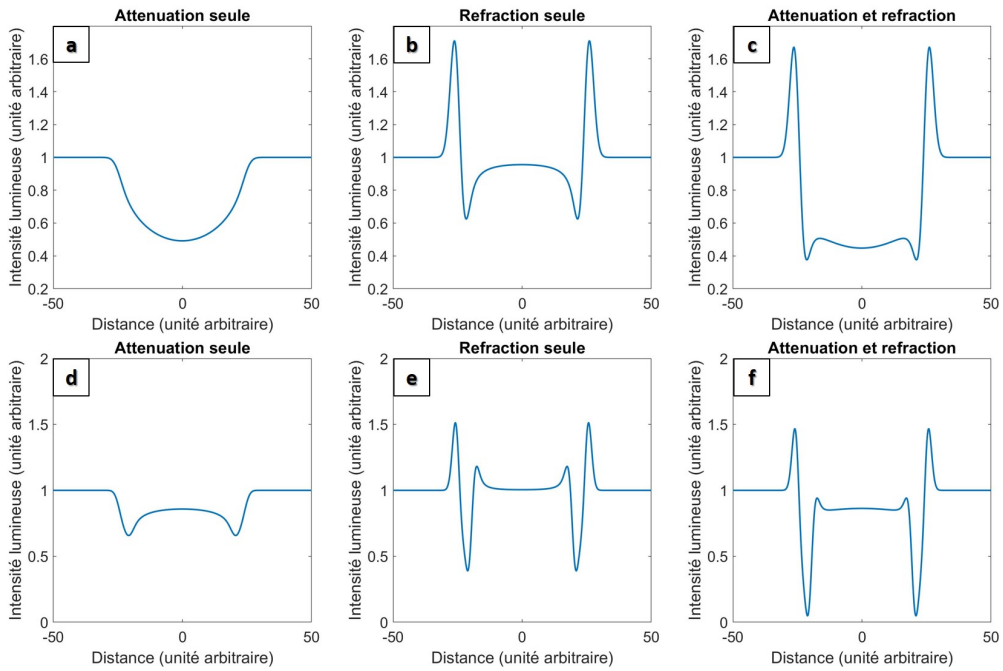


FIGURE 3.7 – Illustration des profils types attendus pour un objet purement absorbant, purement réfractant, et enfin :également réfractant et absorbant dans le cas d’une sphère pleine [a,b,c] et d’une coquille [d,e,f].

termes d’absorption et de phase dans l’image enregistrée. Dans le cas de l’imagerie de phase, il est généralement préférable d’avoir le terme de phase qui domine l’atténuation, donnant la condition :

$$\frac{d}{k_\omega} \nabla_\perp^2 [\phi_\omega] > \mu_{lin} L \quad (3.30)$$

Lorsque cette condition est réalisée, l’intensité sur le détecteur est dominée par les termes d’intensité de phase, on parle alors d’imagerie de phase.

Afin d’illustrer le propos, considérons une sphère pleine et une coquille de matériau quelconque. Nous proposons en Fig.3.4.3 de comparer les différents profils d’intensité pouvant être obtenus pour ces deux systèmes dans le cas où nos deux objets à imager seraient purement absorbants (a,d), purement réfractants (b,e), également réfractants et absorbants (c,f).

On observe que dans le cas où la réfraction induite par l’objet devient importante dans les termes d’intensité, les contours des objets imagés sont ainsi plus marqués, permettant une amélioration du contraste de l’image. Cette méthode d’imagerie de phase, à condition d’avoir accès à des distances de propagation importantes, est généralement la plus simple à réaliser. Cependant, elle n’est pas la seule possible, d’autres méthodes étant envisageables par interférométrie [60, 61, 62, 63, 64]. Dans notre cas, nous nous concentrerons sur une méthode interférométrique de Talbot-Lau, qui sera décrite en Chap.[6].

Dans le chapitre suivant nous présenterons les installations ainsi que le matériel utilisé dans nos expériences pour mettre en oeuvre ces principes d’imagerie dans le cas de plasmas

généérés par laser. Les différentes applications de ces principes seront quant à eux présentés en Chap.5, et Chap.6.

Références

- [1] David Paganin et al. *Coherent X-ray optics*. Number 6. Oxford University Press on Demand, 2006.
- [2] Gianluca Geloni, Vitali Kocharyan, and Evgeni Saldin. Scheme for generation of highly monochromatic x-rays from a baseline xfel undulator. *arXiv preprint arXiv :1003.2548*, 2010.
- [3] Edwin Cartlidge. European xfel to shine as brightest, fastest x-ray source, 2016.
- [4] Jun Ho Ko, Gyujin Kim, Changbum Kim, Heung-Sik Kang, and In Soo Ko. Coherent synchrotron radiation monitor for microbunching instability in xfel. *Review of Scientific Instruments*, 89(6) :063302, 2018.
- [5] E. Brambrink, S. Baton, M. Koenig, R. Yurchak, N. Bidaut, B. Albertazzi, J. E. Cross, G. Gregori, A. Rigby, E. Falize, and et al. Short-pulse laser-driven x-ray radiography. *High Power Laser Science and Engineering*, 4 :e30, 2016.
- [6] Andrzej Krol, Jean-Claude Kieffer, and Eckhart Foerster. Laser-driven x-ray source for diagnostic radiology. In George A. Kyrala and Jean-Claude J. Gauthier, editors, *Applications of X Rays Generated from Lasers and Other Bright Sources*, volume 3157, pages 156 – 163. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1997.
- [7] C M Brenner, S R Mirfayzi, D R Rusby, C Armstrong, A Alejo, L A Wilson, R Clarke, H Ahmed, N M H Butler, D Haddock, A Higginson, A McClymont, C Murphy, M Notley, P Oliver, R Allott, C Hernandez-Gomez, S Kar, P McKenna, and D Neely. Laser-driven x-ray and neutron source development for industrial applications of plasma accelerators. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 58(1) :014039, nov 2015.
- [8] J.C. Kieffer, A. Krol, Z. Jiang, C.C. Chamberlain, E. Scalzetti, and Z. Ichalalene. Future of laser-based x-ray sources for medical imaging. *Applied Physics B*, 84 :75–81, 06 2002.
- [9] J. C. Kieffer, S. Fourmaux, and A. Krol. The ultrafast high-peak power lasers in future biomedical and medical x-ray imaging. In Tanja Dreischuh, Sanka Gateva, Albena Daskalova, and Alexandros Serafetinides, editors, *19th International Conference and School on Quantum Electronics : Laser Physics and Applications*, volume 10226, pages 306 – 315. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2017.
- [10] Antonino Cannavò, Lorenzo Torrisi, Giovanni Ceccio, Mariapompea Cutroneo, Lucia Calcagno, Antonella Sciuto, and Massimo Mazzillo. Characterization of x-ray emission

- from laser generated plasma. In *EPJ Web of Conferences*, volume 167, page 03004. EDP Sciences, 2018.
- [11] H-S Park, DM Chambers, H-K Chung, RJ Clarke, R Eagleton, E Giraldez, T Goldsack, R Heathcote, N Izumi, MH Key, et al. High-energy $k\alpha$ radiography using high-intensity, short-pulse lasers. *Physics of plasmas*, 13(5) :056309, 2006.
- [12] V. A. Smalyuk, J. F. Hansen, O. A. Hurricane, G. Langstaff, D. Martinez, H.-S. Park, K. Raman, B. A. Remington, H. F. Robey, O. Schilling, R. Wallace, Y. Elbaz, A. Shimony, D. Shvarts, C. Di Stefano, R. P. Drake, D. Marion, C. M. Krauland, and C. C. Kuranz. Experimental observations of turbulent mixing due to kelvin–helmholtz instability on the omega laser facility. *Physics of Plasmas*, 19(9) :092702, 2012.
- [13] M Gambari, R Clady, A Stolidi, O Utéza, M Sentis, and A Ferré. Exploring phase contrast imaging with a laser-based $k\alpha$ x-ray source up to relativistic laser intensity. *Scientific reports*, 10(1) :1–9, 2020.
- [14] E. L. Dewald, M. Rosen, S. H. Glenzer, L. J. Suter, F. Girard, J. P. Jadaud, J. Schein, C. Constantin, F. Wagon, G. Huser, P. Neumayer, and O. L. Landen. X-ray conversion efficiency of high-z hohlraum wall materials for indirect drive ignition. *Physics of Plasmas*, 15(7) :072706, 2008.
- [15] F. Girard, J. P. Jadaud, M. Naudy, B. Villette, D. Babonneau, M. Primout, M. C. Miller, R. L. Kauffman, L. J. Suter, J. Grun, and J. Davis. Multi-keV x-ray conversion efficiencies of laser-preexploded titanium foils. *Physics of Plasmas*, 12(9) :092705, 2005.
- [16] Rolf Behling and Florian Grüner. Diagnostic x-ray sources—present and future. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 878 :50–57, 2018.
- [17] M Altarelli. The european x-ray free-electron laser facility in hamburg. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269(24) :2845–2849, 2011.
- [18] Atsushi Momose, Tohoru Takeda, Yuji Itai, and Keiichi Hirano. Phase-contrast x-ray computed tomography for observing biological soft tissues. *Nature medicine*, 2(4) :473–475, 1996.
- [19] Atsushi Momose, Shinya Kawamoto, Ichiro Koyama, Yoshitaka Hamaishi, Kengo Takai, and Yoshio Suzuki. Demonstration of x-ray talbot interferometry. *Japanese Journal of Applied Physics*, 42(Part 2, No. 7B) :L866–L868, jul 2003.
- [20] D. Stutman and M. Finkenthal. Talbot-lau x-ray interferometry for high energy density plasma diagnostic. *Review of Scientific Instruments*, 82(11) :113508, 2011.
- [21] A Snigirev, I Snigireva, V Kohn, S Kuznetsov, and I Schelokov. On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation. *Review of scientific instruments*, 66(12) :5486–5492, 1995.

- [22] Y Liu, J Nelson, C Holzner, JC Andrews, and P Pianetta. Recent advances in synchrotron-based hard x-ray phase contrast imaging. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(49) :494001, 2013.
- [23] A Schropp, R Hoppe, V Meier, J Patommel, F Seiboth, Hae Ja Lee, B Nagler, JB Hastings, et al. High-resolution phase-contrast imaging at xfels. *Microscopy and Microanalysis*, 21(S3) :2167–2168, 2015.
- [24] Johannes Hagemann, Malte Vassholz, Hannes Hoeppe, Markus Osterhoff, Juan M Rosselló, Robert Mettin, Frank Seiboth, Andreas Schropp, Johannes Möller, Jörg Hallmann, et al. Single-pulse phase-contrast imaging at free-electron lasers in the hard x-ray regime. *Journal of synchrotron radiation*, 28(1), 2021.
- [25] SW Wilkins, T Ei Gureyev, D Gao, A Pogany, and AW Stevenson. Phase-contrast imaging using polychromatic hard x-rays. *Nature*, 384(6607) :335–338, 1996.
- [26] A Pogany, D Gao, and SW Wilkins. Contrast and resolution in imaging with a microfocus x-ray source. *Review of Scientific Instruments*, 68(7) :2774–2782, 1997.
- [27] Franz Pfeiffer, Timm Weitkamp, Oliver Bunk, and Christian David. Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance x-ray sources. *Nature Physics*, 2, Apr 2006.
- [28] Chika Honda and Hiromu Ohara. Advantages of magnification in digital phase-contrast mammography using a practical x-ray tube. *European journal of radiology*, 68(3) :S69–S72, 2008.
- [29] Julia Herzen, Tilman Donath, Franz Pfeiffer, Oliver Bunk, Celestino Padeste, Felix Beckmann, Andreas Schreyer, and Christian David. Quantitative phase-contrast tomography of a liquid phantom using a conventional x-ray tube source. *Optics express*, 17(12) :10010–10018, 2009.
- [30] S Fourmaux, Sébastien Corde, K Ta Phuoc, P Lassonde, G Lebrun, S Payeur, Frédérique Martin, Stéphane Sebban, Victor Malka, Antoine Rousse, et al. Single shot phase contrast imaging using laser-produced betatron x-ray beams. *Optics letters*, 36(13) :2426–2428, 2011.
- [31] J van Tilborg, T Ostermayr, H-E Tsai, T Schenkel, CGR Geddes, C Schroeder, and E Esarey. Phase-contrast imaging with laser-plasma-accelerator betatron sources. In *International Conference on X-Ray Lasers 2020*, volume 11886, page 118860Q. International Society for Optics and Photonics, 2021.
- [32] R Toth, JC Kieffer, S Fourmaux, T Ozaki, and A Krol. In-line phase-contrast imaging with a laser-based hard x-ray source. *Review of scientific instruments*, 76(8) :083701, 2005.
- [33] R Toth, S Fourmaux, T Ozaki, M Servol, JC Kieffer, RE Kincaid Jr, and A Krol. Evaluation of ultrafast laser-based hard x-ray sources for phase-contrast imaging. *Physics of plasmas*, 14(5) :053506, 2007.

- [34] Wilhelm Conrad Röntgen. On a new kind of rays. *Science*, 3(59) :227–231, 1896.
- [35] W. Lauterborn, T. Kurz, and M. Wiesenfeldt. *Optique cohérente*. Masson, 1997.
- [36] Joseph W Goodman. Introduction to fourier optics. 3rd. *Roberts and Company Publishers*, 2005.
- [37] F. Zernike. Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects part ii. *Physica*, 9(10) :974–986, 1942.
- [38] F. Zernike. How i discovered phase contrast. *Science*, 121(3141) :345–349, 1955.
- [39] Christian Holzner, Michael Feser, Stefan Vogt, Benjamin Hornberger, Stephen B. Baines, and Chris Jacobsen. Zernike phase contrast in scanning microscopy with x-rays. *Nature Physics*, 6 :883–887, 11 2010.
- [40] YongKeun Park, Gabriel Popescu, Pietro Ferraro, and Björn Kemper. Editorial : Quantitative phase imaging and its applications to biophysics, biology, and medicine. *Frontiers in Physics*, 7 :226, 2020.
- [41] Pasquale Memmolo, Lisa Miccio, Francesco Merola, Martina Mugnano, and Pietro Ferraro. Hydrodynamic red blood cells deformation by quantitative phase microscopy and zernike polynomials. *Frontiers in Physics*, 7 :111, 2019.
- [42] E Pagot, P Cloetens, S Fiedler, A Bravin, P Coan, J Baruchel, J Härtwig, and W Thomlinson. A method to extract quantitative information in analyzer-based x-ray phase contrast imaging. *Applied physics letters*, 82(20) :3421–3423, 2003.
- [43] Margie P. Olbinado, Xavier Just, Jean-Louis Gelet, Pierre Lhuissier, Mario Scheel, Patrik Vagovic, Tokushi Sato, Rita Graceffa, Joachim Schulz, Adrian Mancuso, John Morse, and Alexander Rack. Mhz frame rate hard x-ray phase-contrast imaging using synchrotron radiation. *Opt. Express*, 25(12) :13857–13871, Jun 2017.
- [44] Ivo Planinc, Patricia Garcia-Canadilla, Hector Dejea, Ivana Ilic, Eduard Guasch, Monica Zamora, Fátima Crispi, Marco Stampanoni, Davor Milicic, Bart Bijmens, Anne Bonnin, and Maja Cikes. Comprehensive assessment of myocardial remodeling in ischemic heart disease by synchrotron propagation based x-ray phase contrast imaging. *Scientific Reports*, 11 :14020, 07 2021.
- [45] Elena Eggl, Susanne Grandl, Aniko Sztrokay-Gaul, Martin Dierolf, Christoph Jud, Lisa Heck, Karin Burger, Benedikt Gunther, Klaus Achterhold, Doris Mayr, Jan J. Wilkens, Sigrid D. Auweter, Bernhard Gleich, Karin Hellerhoff, Maximilian F. Reiser, Franz Pfeiffer, and Julia Herzen. Dose-compatible grating-based phase-contrast mammography on mastectomy specimens using a compact synchrotron source. *Scientific Reports*, 8 :15700, 10 2018.
- [46] Christian Fedon, Luigi Rigon, Fulvia Arfelli, Diego Dreossi, Elisa Quai, Maura Tonutti, Giuliana Tromba, Maria Assunta Cova, and Renata Longo. Dose and diagnostic performance comparison between phase-contrast mammography with synchrotron radiation and digital mammography : a clinical study report. *Journal of Medical Imaging*, 5(1) :1 – 9, 2018.

- [47] Kosuke Minaga, Masayuki Kitano, Atsushi Nakai, Shunsuke Omoto, Ken Kamata, Kentaro Yamao, Mamoru Takenaka, Masakatsu Tsurusaki, Takaaki Chikugo, Ippei Matsumoto, Yasutaka Chiba, Tomohiro Watanabe, and Masatoshi Kudo. Improved detection of liver metastasis using kupffer-phase imaging in contrast-enhanced harmonic eus in patients with pancreatic cancer (with video). *Gastrointestinal Endoscopy*, 93(2) :433–441, 2021.
- [48] C. Kottler, F. Pfeiffer, O. Bunk, C. Grünzweig, J. Bruder, R. Kaufmann, L. Tlustos, H. Walt, I. Briod, T. Weitkamp, and C. David. Phase contrast x-ray imaging of large samples using an incoherent laboratory source. *physica status solidi (a)*, 204(8) :2728–2733, 2007.
- [49] Alessandro Olivo, Konstantin Ignatyev, Peter R. T. Munro, and Robert D. Speller. Noninterferometric phase-contrast images obtained with incoherent x-ray sources. *Appl. Opt.*, 50(12) :1765–1769, Apr 2011.
- [50] Peter R.T. Munro, Konstantin Ignatyev, Robert D. Speller, and Alessandro Olivo. Phase and absorption retrieval using incoherent x-ray sources. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(35) :13922–13927, 2012.
- [51] Kim Ta Phuoc, Frédéric Burgy, Jean-Philippe Rousseau, Victor Malka, Antoine Rousse, Rahul Shah, Donald Umstadter, Alexander Pukhov, and Sergei Kiselev. Laser based synchrotron radiation. *Physics of Plasmas*, 12(2) :023101, 2005.
- [52] K. Achterhold, M. Bech, S. Schleede, G. Potdevin, R. Ruth, R. Loewen, and F. Pfeiffer. Monochromatic computed tomography with a compact laser-driven x-ray source. *Scientific Reports*, 3, 02 2013.
- [53] Johannes Wenz, S Schleede, Konstantin Khrennikov, Martin Bech, Pierre Thibault, Matthias Heigoldt, F Pfeiffer, and Stefan Karsch. Quantitative x-ray phase-contrast microtomography from a compact laser-driven betatron source. *Nature communications*, 6(1) :1–6, 2015.
- [54] Elena Eggl, Simone Schleede, Martin Bech, Klaus Achterhold, Roderick Loewen, Ronald D Ruth, and Franz Pfeiffer. X-ray phase-contrast tomography with a compact laser-driven synchrotron source. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 112(18) :5567–5572, 2015.
- [55] F. Barbato, D. Batani, D. Mancelli, J. Trela, G. Zeraouli, G. Boutoux, P. Neumayer, S. Atzeni, A. Schiavi, L. Volpe, V. Bagnoud, C. Brabetz, B. Zielbauer, P. Bradford, N. Woolsey, B. Borm, and L. Antonelli. Propagation-based imaging phase-contrast enhanced imaging setup for single shot acquisition using laser-generated x-ray sources. *Journal of Instrumentation*, 14(03) :C03005–C03005, mar 2019.
- [56] L. Antonelli, F. Barbato, D. Mancelli, J. Trela, G. Zeraouli, G. Boutoux, P. Neumayer, S. Atzeni, A. Schiavi, L. Volpe, V. Bagnoud, C. Brabetz, B. Zielbauer, P. Bradford, N. Woolsey, B. Borm, and D. Batani. X-ray phase-contrast imaging for laser-induced shock waves. *EPL (Europhysics Letters)*, 125(3) :35002, mar 2019.

- [57] D. Paganin, S. C. Mayo, T. E. Gureyev, P. R. Miller, and S. W. Wilkins. Simultaneous phase and amplitude extraction from a single defocused image of a homogeneous object. *Journal of Microscopy*, 206(1) :33–40, 2002.
- [58] K M Pavlov, T E Gureyev, D Paganin, Ya I Nesterets, M J Morgan, and R A Lewis. Linear systems with slowly varying transfer functions and their application to x-ray phase-contrast imaging. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(19) :2746–2750, sep 2004.
- [59] H. Bremmer. On the asymptotic evaluation of diffraction integrals with a special view to the theory of defocusing and optical contrast. *Physica*, 18(6) :469–485, 1952.
- [60] Thomas Wilhein, Burkhard Kaulich, Enzo Di Fabrizio, Fillipo Romanato, Stefano Cabrini, and Jean Susini. Differential interference contrast x-ray microscopy with submicron resolution. *Applied Physics Letters*, 78(14) :2082–2084, 2001.
- [61] Atsushi Momose, Wataru Yashiro, Hirohide Maikusa, and Yoshihiro Takeda. High-speed x-ray phase imaging and x-ray phase tomography with talbot interferometer and white synchrotron radiation. *Optics express*, 17(15) :12540–12545, 2009.
- [62] Daisuke Shima, Naoki Sunaguchi, Tenta Sasaya, Tetsuya Yuasa, Shu Ichihara, Tomonori Kawasaki, and Masami Ando. Imaging with ultra-small-angle x-ray scattering using a laue-case analyzer and its application to human breast tumors. *Physica Medica*, 44 :236–242, 2017.
- [63] Ombeline de La Rochefoucauld, Ginevra Begani Provinciali, Alessia Cedola, Mourad Idir, Guillaume Dovillaire, Fabrice Harms, Jérôme Legrand, Xavier Levecq, Francesca Mastropietro, Lionel Nicolas, et al. Single-shot, high sensitivity x-ray phase contrast imaging system based on a hartmann mask. In *Proceedings of the 10th Conference on Industrial Computed Tomography (iCT)*, 2020.
- [64] Ombeline de La Rochefoucauld, Guillaume Dovillaire, Fabrice Harms, Mourad Idir, Lei Huang, Xavier Levecq, Martin Piponnier, and Philippe Zeitoun. Euv and hard x-ray hartmann wavefront sensing for optical metrology, alignment and phase imaging. *Sensors*, 21(3) :874, 2021.

Chapitre 4

Mise en oeuvre expérimentale et numérique

C'est le mérite de la science, d'être exempte d'émotions.

Oscar Wilde

4.1 Installations lasers du LLE

4.1.1 Le Laboratory for laser Energetics

Le Laboratory for Laser Energetics (LLE) est un laboratoire fondé à l'automne 1970 au nord de l'état de New-York, dans la ville de Rochester. Basé sur les thématiques des travaux de son fondateur M.J. Lubin, le laboratoire se focalise sur l'interaction laser-matière, dans l'objectif d'obtenir des réactions de fusion nucléaire dont M.J. Lubin commence à évoquer la possibilité en 1971 [1], un an avant le papier fondateur de la fusion par confinement inertiel par J. Nuckolls en 1972 [2]. La motivation à obtenir la fusion par laser mène ainsi

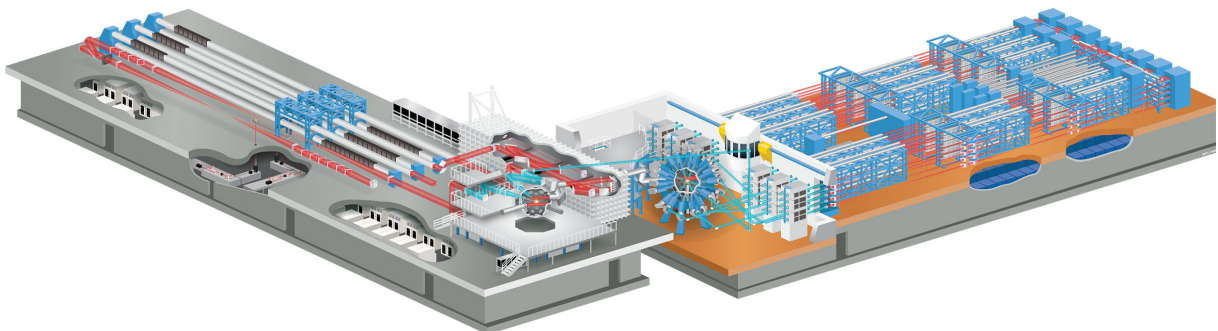


FIGURE 4.1 – *OMEGA systems* : A gauche, le laser *OMEGA EP* ouvert en 2008, et à droite, le laser historique du laboratoire, *OMEGA-60* dont l'opération débute dès 1995.

crédits :

url : <https://www.lle.rochester.edu/>

le laboratoire à développer différentes technologies et lasers afin d'étudier l'interaction laser-matière avec des lasers de plus en plus énergétiques. Le premier laser notable du laboratoire est le laser Zeta, composé de 6 faisceaux permettant d'atteindre 0.5 TW en centre chambre avec des lasers déjà à la 3ème harmonique ($\lambda = 351$ nm). Ce système évolue en une version à 24 faisceaux dès 1980, sous le nom du laser OMEGA-24. Cette installation de 24 faisceaux préfigure l'installation OMEGA-60 actuelle qui ouvre ses portes en 1995 après 5 ans d'évolution. Cette installation est encore aujourd'hui l'un des lasers les plus énergétiques au monde pour la physique académique. Il peut délivrer en centre chambre à l'aide de ses 60 faisceaux jusqu'à 30 kJ correspondant à une puissance totale maximale de 30 TW. En 2008, tout en continuant d'exploiter OMEGA-60, le laboratoire se dote d'un nouveau laser, OMEGA-EP composé de 4 faisceaux intenses pouvant délivrer jusque 2.5 kJ au travers d'une impulsion carrée de 1 ns, permettant d'atteindre une puissance de 2.5 TW par faisceau. Cette amélioration de la technique laser permet d'obtenir sur chaque faisceau d'OMEGA-EP la puissance de 6 des faisceaux d'OMEGA-60. Cette installation construite pour répondre aux besoins des études sur l'allumage rapide possède deux faisceaux longs pouvant aussi être comprimés pour passer en impulsion courte, pico-seconde.

La dernière installation laser à avoir ouvert dans le laboratoire est le laser MTW (Multi-Tera-Watt), un laser Nd-Glass pouvant délivrer jusqu'à 120 J en centre chambre à l'aide d'impulsions carrées de 0.5 – 2.8 ns. Ce nouveau laser dont l'exploitation a débuté en 2014 est capable de travailler sur une large plage de longueurs d'ondes puisqu'il peut opérer jusqu'à la 4^{ème} harmonique de sa fréquence fondamentale à 1053 nm. Même si moins connu que ses deux grands frères, le système MTW a enregistré plus de 535 campagnes expérimentales et 10 000 tirs entre 2014 et 2020, en faisant une installation particulièrement active du laboratoire.

4.1.2 Le laser Omega 60

Omega-60 en bref

Le système OMEGA-60 est un ensemble de 60 faisceaux laser, pouvant délivrer en centre chambre une irradiation homogène de 30 kJ en une impulsion carrée de 1 ns à la longueur d'onde de 351 nm, pour une puissance totale d'environ 30 TW et un taux de répétition de 1 tir par heure.

Comme nous le verrons plus tard, de nombreuses configurations, mises en forme d'impulsion, et puissances laser y sont possibles. Néanmoins, nous avons choisi cette configuration particulière comme point de comparaison avec les autres installations qui seront décrites plus tard.

Description de la chaîne laser

Afin de donner une description du système, nous nous appuyerons sur la figure Fig.4.2. Le laser OMEGA-60 [3, 4] est composé d'un ensemble de lasers Nd :glass donnant des faisceaux dont la longueur d'onde initiale est centrée à 1053 nm. Les faisceaux sont générés dans une autre pièce non présentée ici, et arrivent par le fond de la baie laser à droite du schéma (1). Les faisceaux peuvent alors être amplifiés et spatialement filtrés pour éviter tout bruit dans les hautes fréquences en (2), jusqu'à une énergie pouvant atteindre

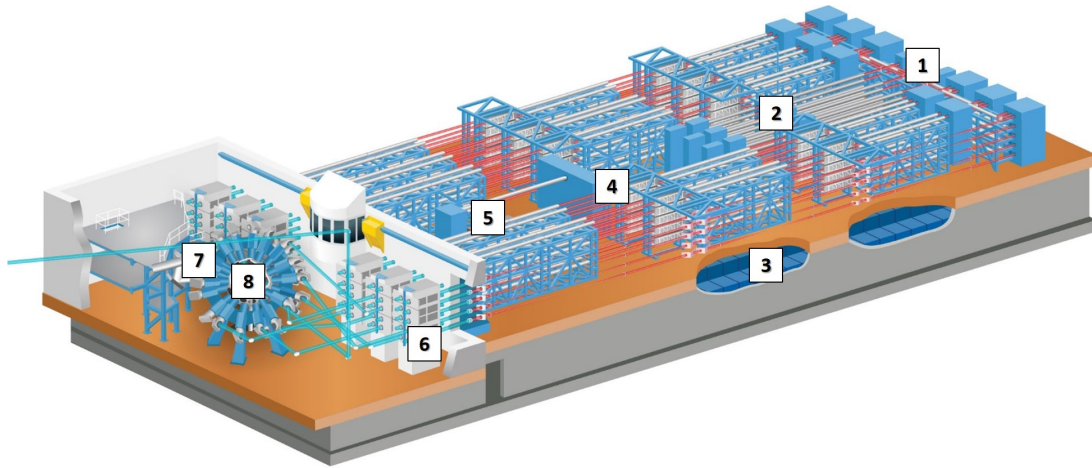


FIGURE 4.2 – *OMEGA system - (1) arrivée des faisceaux - (2) amplificateurs - (3) bancs d'énergie - (4) cristaux doubleurs - (5) pilotes laser - (6) stabilisateurs - (7) mise en géométrie sphérique et focalisation en centre chambre - (8) centre chambre crédits :*

url : <https://www.lle.rochester.edu/>

840 J/faisceau. Le conditionnement en puissance est déterminé à 1ω sous la salle où les faisceaux sont amplifiés (3). Les faisceaux sont alors agrandis avant de passer au travers de cristaux KDP en (4) où ils seront triplés en fréquence, les amenant à la longueur d'onde caractéristique de 351 nm. On parle alors de faisceau à 3ω puisqu'à la 3^{ème} harmonique de la longueur d'onde fondamentale. La mise en forme temporelle du faisceau est ensuite effectuée en (5) avant d'entrer dans la salle représentée à gauche de la Fig.4.2. Cette salle est séparée des chaînes laser par un épais mur de béton afin de préserver la chaîne et son système des émissions neutroniques pouvant être produites en centre chambre. C'est donc au niveau des pilotes lasers que les nombreuses mises en formes temporelles des faisceaux sont effectuées, avec un catalogue établis recensant plus de 100 possibilités différentes pour permettre l'optimisation du dépôt d'énergie sur cible en centre chambre.

Les 60 faisceaux d'OMEGA arrivent alors en (6) permettant l'alignement de référence des faisceaux, où ils sont aussi stabilisés face aux vibrations mécaniques et variations thermiques, afin de permettre une précision d'alignement de moins de $1\ \mu\text{rad}$ en centre chambre. C'est aussi ici que se trouvent certains des points de mesures pour les diagnostics d'alignement et de mise en forme des faisceaux.

Les faisceaux acquièrent alors leur distribution sphérique à l'aide de deux miroirs chacun, situés autour de la chambre (7). Juste avant de pénétrer la chambre expérimentale sous vide les faisceaux passent au travers de lames de phase permettant d'uniformiser la tâche focale en centre chambre (8).

Afin de se rendre compte de la taille de l'ensemble du système, nous présentons en Fig.4.3 quelques images de l'installation elle-même. On peut alors avoir en (a) et en (b) un aperçu concret des 70 m de long de la chaîne laser pour amplifier, tripler en longueur d'onde et mettre en forme temporellement chacun des 60 faisceaux de l'installation. La chambre expérimentale est présentée en (c), et le mur protecteur séparant la chambre du

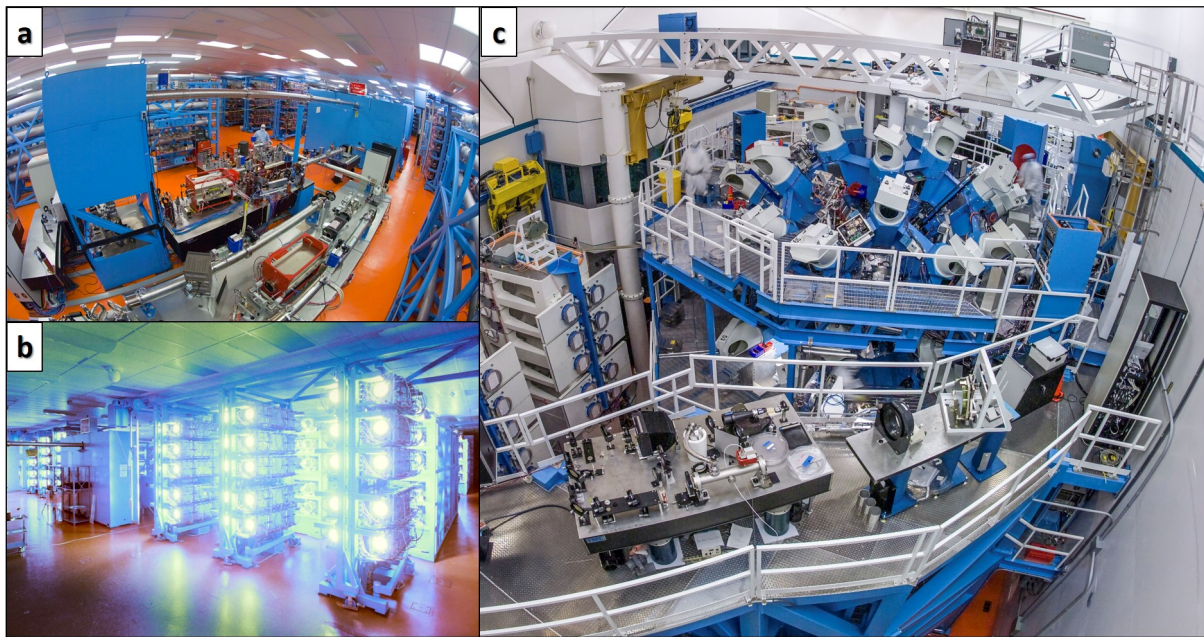


FIGURE 4.3 – *OMEGA Laser - (a) zone de mise en forme temporelle des faisceaux (b) Amplification des faisceaux durant un tir (c) Chambre expérimentale*
 crédits :

Eugene Kowaluk, Laboratory for Laser Energetics
 url : <https://www.lle.rochester.edu/>

reste de la chaîne laser est situé à gauche de l'image.

Description de la chambre expérimentale d'Omega-60

La chambre d'interaction du laser OMEGA-60 [5, 6] est une sphère de 3.35 m de diamètre maintenue à basse pression entre $15 - 5 \times 10^{-6}$ Torr. Pour accéder à la chambre, 92 ports sont répartis tout autour de la structure. Ces ouvertures sont subdivisées en 60 ports pour les faisceaux nano-seconde et 32 entrées pour les diagnostics et systèmes nécessaires au fonctionnement de l'installation. Un plan de la chambre est fourni en Fig.4.4.

En observant attentivement ce planisphère, il est possible d'observer que 2 types d'ouvertures coexistent, ayant respectivement des diamètres de 18" et 24", en fonction des inserteurs associés. Les ouvertures liées aux 60 faisceaux de l'installation sont numérotées de 1 à 60, et les ouvertures dédiées aux différents systèmes et diagnostics fixes de l'installation ont leur fonction notée sur l'ouverture leur correspondant. Afin de mieux visualiser ces ports, nous proposons d'en adjoindre une table les répertorient en Fig.4.5.

L'ensemble des ports restants étant relativement flexibles, l'installation OMEGA-60 est caractérisée par sa forte flexibilité de géométries expérimentales, permettant la réalisation de nombreuses expériences complexes différentes.

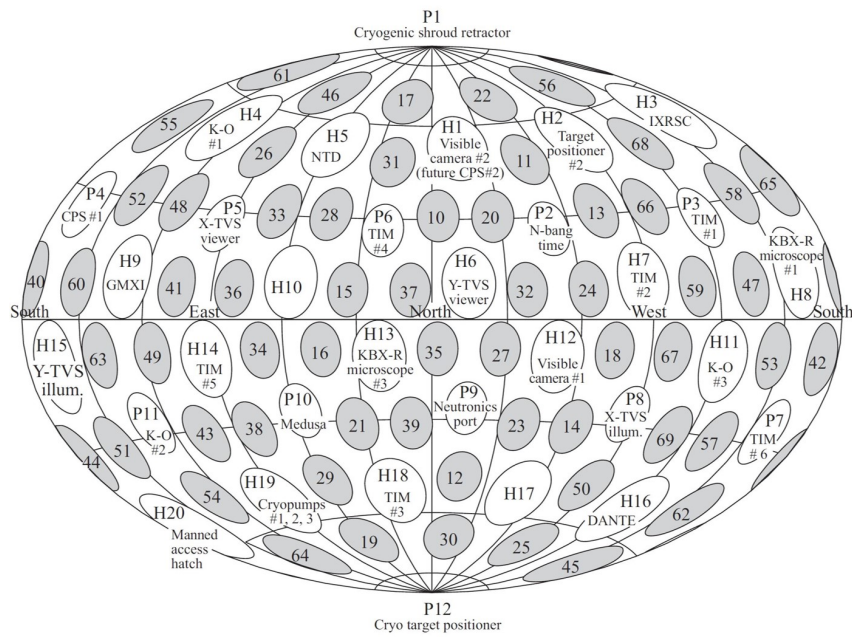


FIGURE 4.4 – *Chambre expérimentale du laser OMEGA-60.*

crédits :

OMEGA System Operations Manual - Vol.1 - System description - Chap7 : Experimental system, p24, année 1999

Ports permanent			
Ports	Item	Ports	Item
P1	Système Cryogénique	H1	
P2		H2	Positionneur de cible #2
P3	TIM #1	H3	X-ray streak camera
P4		H4	
P5	Axe X TVS (Système de visualisation de cible)	H5	Diagnostic neutron (temporel)
P6	TIM #4	H6	Axe Y TVS (Système de visualisation de cible)
P7	TIM #6	H7	TIM #2
P8	Illuminateur Axe X pour TVS	H8	Microscope X #1
P9	Diagnostics neutron (MEDUSA/ NTOF)	H9	GMXI
P10		H10	Spectromètre particules chargées
P11		H11	
P12	Positionneur cibles cryogéniques	H12	
		H13	KB microscope X
		H14	TIM #5
		H15	Illuminateur Axe Y pour TVS
		H16	DANTE
		H17	
		H18	TIM #3
		H19	Accès pompes à vide
		H20	Accès personnel

FIGURE 4.5 – *Ports fixes sur la chambre d'OMEGA-60*

4.1.3 Le laser Omega-EP

OMEGA-EP en bref

Le laser OMEGA-EP [7, 8, 9] est un laser inauguré en 2008, et composé de 4 faisceaux principaux de classe kilo-Joule. Deux lignes laser dénotées BL-1 et BL2 peuvent être utilisées sous forme d'impulsions courtes pico-seconde les amenant à une classe proche-PW [7] dans cette configuration. Ces deux lignes 1 et 2 sont généralement désignées par les termes Sidelighter et Backlighter respectivement. A ces deux chaînes laser pouvant être utilisées en impulsion courtes et longues s'ajoutent 2 autres lignes de lumière en impulsion longue nano-seconde uniquement, portées par les faisceaux $BL - 3$ et $BL - 4$. La durée entre 2 tirs sur l'installation est d'environ 1h30 mais peut être légèrement réduite dans le cas où une alternance de configuration de faisceaux 1 – 3 et 2 – 4 peut être réalisée. La chambre expérimentale est une chambre sphérique de 3.35 m de diamètre dont la pression est maintenue en dessous des 1×10^{-5} Torr.

Description de l'installation OMEGA-EP

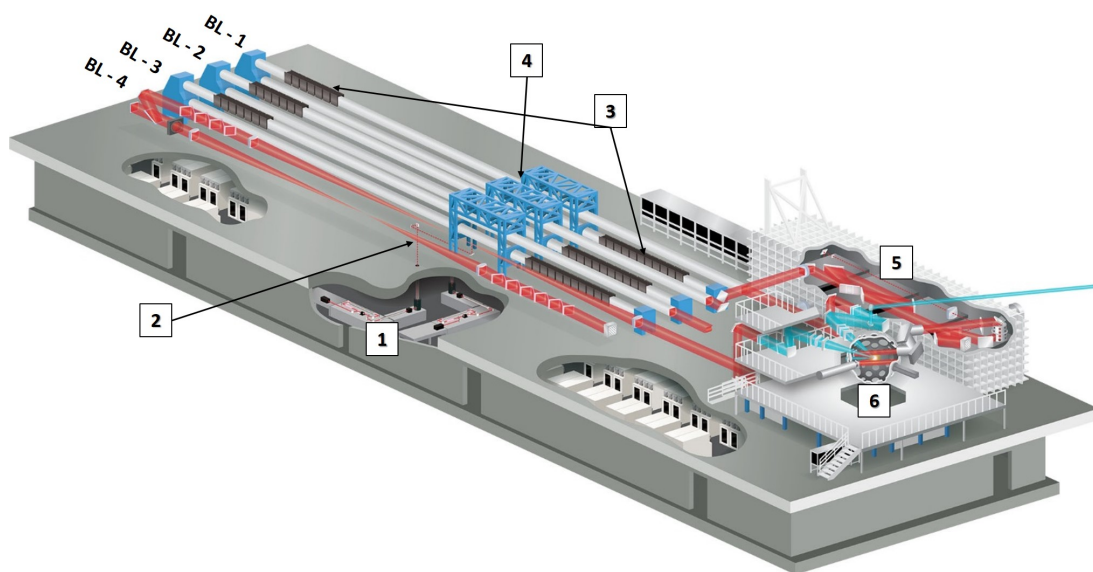


FIGURE 4.6 – OMEGA-EP system - (1) Sources laser - (2) Injection du faisceau source - (3) Amplificateurs - (4) Filtres spatiaux - (5) Compresseur des faisceaux en impulsions courtes - (6) Chambre expérimentale.

crédits :

url : <https://www.lle.rochester.edu/>

Afin de décrire l'installation d'OMEGA-EP [10, 11], nous nous appuierons ensuite sur le schéma présenté en figure Fig.4.6. Chacun des 4 faisceaux disponibles possède sa source laser indépendante (1), située sous la salle où les faisceaux sont amplifiés. Les sources laser des faisceaux 1 et 2 sont en mesure de fournir une impulsion initiale entre 1 – 1000 ps, tandis que les sources pour les faisceaux 3 et 4 permettent d'obtenir des impulsions initiales de 1 – 10 ns.

Les faisceaux sont alors remontés à l'aide d'un ascenseur optique (2) pour ensuite être amplifiés (3) au niveau de la chaîne principale. Entre chaque étape d'amplification, les faisceaux passent au travers de filtres (4), permettant de nettoyer spatialement les impulsions laser pour en retirer les composantes de hautes fréquences, avant d'être triplées en fréquence pour atteindre une longueur d'onde de 351 nm pour ensuite être envoyées dans la chambre (6).

Avant d'être focalisés dans la chambre expérimentale, les faisceaux 1 et 2 peuvent être redirigés vers un compresseur optique pour ajuster la durée des faisceaux en impulsion courtes.

L'ensemble des faisceaux, à la fin de leurs circuits respectifs sont acheminés à l'aide de tubes sous vide, à la même pression que la chambre d'interaction, et à l'aide d'un ensemble de miroirs. A l'entrée de la chambre, les faisceaux sont focalisés à l'aide de lentilles, permettant de définir la taille de tâche focale sur cible en centre chambre. La mise en forme spatiale et l'homogénéité de la tâche focale des faisceaux sont quant à eux obtenus à l'aide de lames de phase disposées aux abords de la chambre.

	Beam 1		Beam 2		
Caractéristiques	Intensité Maximale	Sidelighter	Channeling	Backlighting	
Durée d'impulsion (ps)	2	10	100	10	
Tâche focale (μm)	10	10	20	10	
Energie sur cible (kJ)	0,45	0,09	2	1,25	
Intensité (W/cm^2)	$\sim 2 \times 10^{20}$	$5,7 \times 10^{18}$	$6,3 \times 10^{18}$	$1,6 \times 10^{20}$	
Faisceaux 3 & 4					
Impulsion carrée (ns)	0,1	1,0	4,0	8,0	10
Energie sur cible à 3ω (kJ)	0,25	2,5	3,7	4,5	5,0
Intensité (W/cm^2) Tâche focale (1mm)	3×10^{14}	3×10^{14}	$1,2 \times 10^{14}$	7×10^{13}	6×10^{13}
Intensité (W/cm^2) Tâche focale (100 μm)	3×10^{16}	3×10^{16}	$1,2 \times 10^{16}$	7×10^{15}	6×10^{15}

FIGURE 4.7 – Paramètres accessibles par les faisceaux 1, 2, 3, et 4 basé sur les performances mises à jour en 2021.

Les différentes configurations lasers pouvant être obtenues sur OMEGA-EP permettent principalement des agencements de faisceaux perpendiculaires ou parallèles. Les faisceaux en impulsion courte sont généralement utilisés pour les études d'allumage rapide, ou pour l'obtention de rayonnement X par irradiation de plaques métalliques comme vu en Sec.3.3.2. Le faisceau 1, dit sidelighter, permet une illumination par la tranche de la cible, tandis que le faisceau 2, dit backligher, permet une illumination arrière, permettant la radiographie des systèmes générés à l'aide des impulsions longues des faisceaux 3 et 4. Les caractéristiques maximales des faisceaux en impulsions courtes et longues sont données ci-dessous en Fig.4.7.

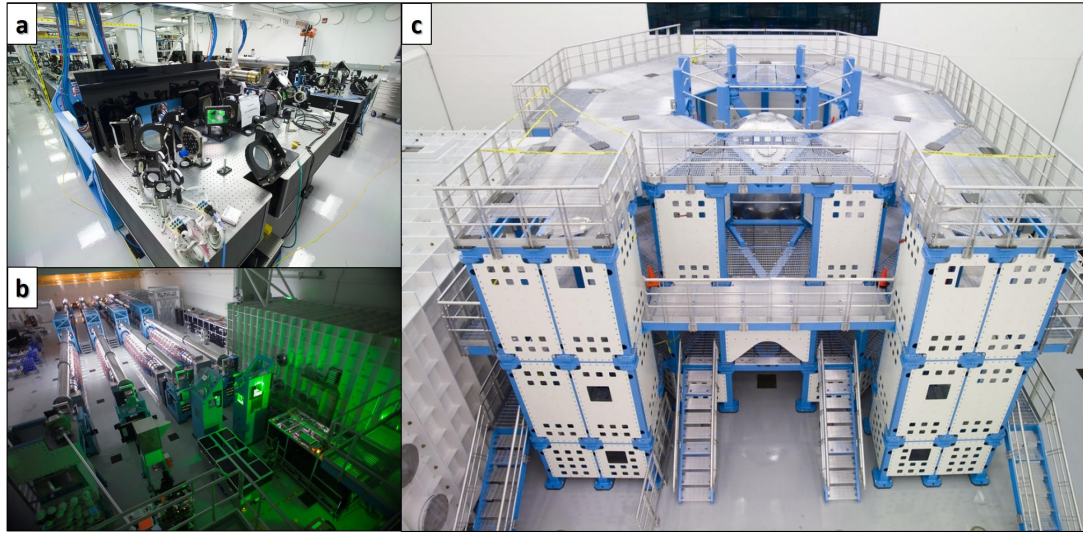


FIGURE 4.8 – OMEGA EP system - (a) Baie laser où sont générés les faisceaux source d'OMEGA-EP, (b) Baie laser où sont amplifiés, filtrés et triplés en fréquence les 4 faisceaux, (c) Chambre d'interaction.

crédits :

Eugene Kowaluk, Laboratory for Laser Energetics,

url : <https://www.lle.rochester.edu/>

Dans le cas où les géométries expérimentales utilisent seulement une illumination arrière pour la radiographie (backlighting), il est possible, en le notifiant suffisamment à l'avance à l'installation, de faire entrer le faisceau 1 dans l'enceinte par le même chemin que le faisceau 2 (mode de copropagation). Cette méthode donne ainsi 2 faisceaux backlighters en impulsions courtes. Dans le cas où il est aussi possible d'alterner les 2 lignes lasers en impulsion longue, l'alternance entre 2 géométries expérimentales identiques peut ainsi permettre d'augmenter le nombre de tirs possibles en une journée afin d'obtenir au moins 10 tirs durant une même campagne expérimentale.

Afin de donner un meilleur aperçu de l'installation, nous proposons d'illustrer certaines parties de cette dernière dans la figure Fig.4.8.

Description de la chambre expérimentale

La chambre d'interaction de l'installation OMEGA-EP [10, 11] est une sphère de 3.35 m de diamètre dont les parois en Aluminium font ~ 8 cm d'épaisseur. L'enceinte possède 90 ouvertures permettant la réalisation de différentes configurations expérimentales et est représentée en Fig.4.9. Comme OMEGA-60, l'ensemble de l'enceinte est maintenu à basse pression entre $5 - 15 \times 10^{-6}$ Torr. La différence principale de la chambre d'OMEGA-EP avec l'installation OMEGA-60 est que les 4 faisceaux ne peuvent arriver que selon 2 incidences possibles : 23° et 48° par rapport au centre chambre lorsque les faisceaux sont utilisés en impulsion longue. Lorsque les faisceaux 1 et 2 sont en configuration backlighter

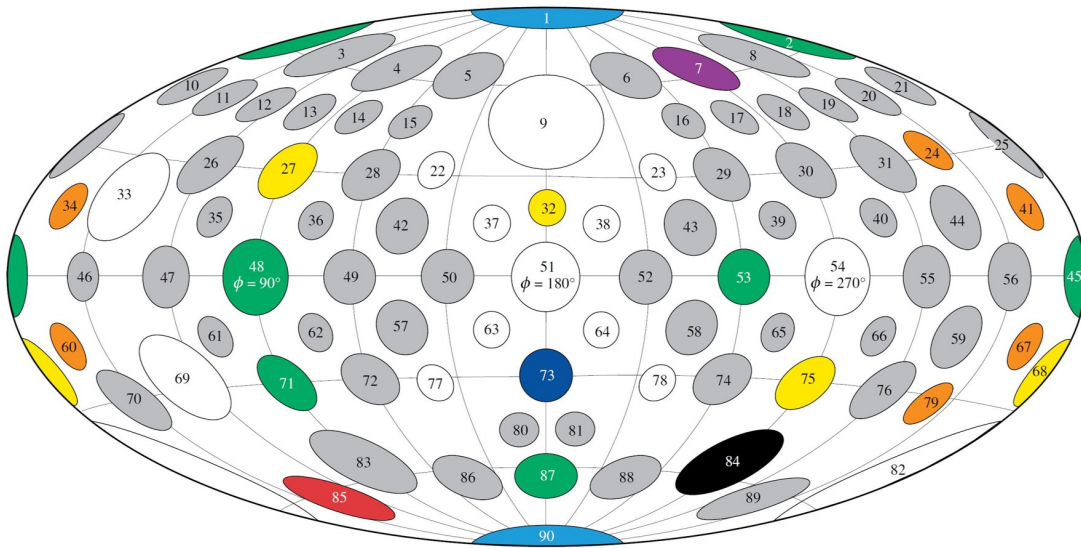


FIGURE 4.9 – *Chambre expérimentale du laser OMEGA-EP*

Port	Diagnostic	Port	Diagnostic
1	CTHS Cryo Upper	60	Diagnostic Port faisceau 4 (23°)
2	TIM 10	67	Diagnostic Port faisceau 1 (23°)
7	TPS	68	Axe Y - TVS
9	High intensity parabola inserter	69	Entrée du faisceau 1 en configuration SideLighter
24	Diagnostic Port faisceau 3 (48°)	71	TIM 15
27	X-TVS illuminator	73	DIM
32	Y-TVS illuminator	75	Axe X - TVS
33	Entrée faisceau 2 en configuration Backlighter	79	Diagnostic Port faisceau 1 (48°)
34	Diagnostic Port faisceau 2 (23°)	80	Jauge de pression de la chambre
41	Diagnostic Port faisceau 3 (23°)	82	Entrée faisceau haute intensité
45	TIM 12	84	Accès Personnel
48	TIM 14	85	Système de pompage
51	Parabole de refocalisation Backlighter	87	TIM - 13
53	TIM 11	90	CTHS cryo lower
54	Parabole de refocalisation Sidelighter		

FIGURE 4.10 – *Ports fixes (hors ports pour les impulsions longues) autour de la chambre laser OMEGA-EP*

faisceau	Port 23°	Port 48°
1	37	22
2	64	78
3	63	77
4	38	23

FIGURE 4.11 – Ports associés aux faisceaux 1 à 4 en impulsions longues.

et sidelighter, deux autres ports fixes leurs sont alors réservés. Les ports d’entrées pour chacun des faisceaux en fonction de leur utilisation ainsi que les ports des diagnostics fixes sont spécifiés en Fig.4.11, et Fig.4.10.

4.1.4 Le laser MTW

L’installation MTW [12, 13, 14] (Multi-Tera-Watt) est le laser le plus récent du LLE, le laser entrant officiellement en opération à partir de 2014. Tandis que le laser OMEGA-60 est optimisé pour les implosions sphériques, et OMEGA-EP pour les expériences de d’allumage rapide, le laser MTW est lui conçu pour l’étude des hautes intensités et la génération d’harmoniques, jusque 4ω . De par sa large gamme d’utilisation, cette installation peut aussi être utilisée en support aux installations OMEGA-60 et OMEGA-EP dans le développement de nouveaux diagnostics. Nous présenterons d’ailleurs en Sec.6.3.2 une étude effectuée sur le laser MTW consistant à étudier la génération de rayonnement X sur laser pour l’interférométrie Talbot-Lau.

Les impulsions lasers générées sur l’installation sont amplifiées par un verre Nd :glass permettant l’obtention d’un faisceau laser de longueur d’onde fondamentale à 1053 nm. Les impulsions laser obtenues peuvent, en fonction des réglages du compresseur, aller de 500 fs à 2.8 ns en fonction des besoins, et permettre de délivrer en centre chambre entre 10 J pour les impulsions les plus courtes et jusque 120 J à 1ω pour les impulsions les plus longues. La tâche focale du laser est une super gaussienne dont le diamètre n’excède pas quelques dizaines de microns.

La chambre expérimentale se présente sous la forme d’une sphère en aluminium de moins de 1 m de diamètre, dont le niveau de vide est équivalent à celui obtenu dans les chambres plus imposantes des deux autres installations du laboratoire. Autour de la chambre s’articulent les diagnostics de pointage du laser, d’alignement de cibles, auxquelles peuvent être adjoints plusieurs autres instruments pour sonder les plasmas générés en centre chambre.

4.2 SPring-8 SACLA XFEL

Le complexe SACLA-SPring 8 [15, 16], est un ensemble d’installations dédiées à la génération et à l’exploitation de rayonnement X dans la préfecture de Hyogo au Japon. Historiquement, la première installation du site fut le synchrotron SPring-8, construit en

1997 et pouvant délivrer un rayonnement énergétique jusque 300 keV. Sur le même site, est mis en service en 2011 l'installation XFEL SACLA, au sein de laquelle plusieurs lignes de rayonnement permettent l'exploitation de sources X brillantes dans les applications de recherche sur une large gamme de rayonnement, réparties en plusieurs lignes de lumières. Dans notre cas, nous nous concentrerons sur le XFEL SACLA où des travaux ont été menés et seront présentés dans ce manuscrit.

L'installation XFEL SACLA, est l'un des trois principaux XFEL au monde [17, 18, 19], en cours d'exploitation (avec LCLS et Eu-XFEL) permettant la mise en oeuvre de plateformes expérimentales pour l'étude des plasmas générés par laser. SACLA se caractérise par sa longueur particulièrement courte, inférieure au km tandis que LCLS mesure 2 km et Eu-XFEL mesure 3.4 km de long à titre de comparaison. Cette particularité, SACLA la doit à son onduleur dont l'alternance entre les aimants est extrêmement resserrée, permettant d'atteindre des longueurs d'onde très faibles jusque 60 pm. Le XFEL en lui même est constitué d'un canon à électrons injectant les particules dans un accélérateur linéaire de 400 m de long permettant d'accélérer les électrons jusque 8.5 GeV. Les électrons relativistes sont ensuite injectés dans l'onduleur de 240 m de long du XFEL. Le rayonnement est ensuite redistribué dans les différentes stations d'exploitations 60 m plus loin. La somme de tous ces trajets résulte en une ligne de 700 m le long pour la génération et l'exploitation de rayonnement X.

Dans notre cas, les expériences XFEL ont été réalisées dans la salle EH5 de la ligne de lumière n°3 (qui sera notée par la suite BL3-EH5).

La station BL3-EH5 [19] permet l'exploitation de sources de rayonnement X dur dans la gamme 4 – 20 keV au travers d'impulsions X femto-seconde dans une configuration pompe-sonde. Le faisceau XFEL est utilisé en tant que sonde pour diagnostiquer la matière après irradiation par un laser intense à 532 nm (2ω). Les impulsions du laser optique peuvent être ajustées en durée sur la gamme (5 – 20 ns).

A la date des expériences, en juin 2021, le laser optique était en mesure de délivrer une énergie sur cible de ≈ 15 J en 5 ns pour une tâche focale de 170 – 350 μ m de diamètre en fonction de la lame de phase utilisée. Des améliorations du laser étant prévues pour l'emmener à 100 J, les paramètres présentés sont amenés à évoluer dans le futur.

L'enceinte expérimentale est une chambre sous vide, dans laquelle le laser optique rentre depuis le bas de la chambre. Le faisceau XFEL arrive horizontalement dans la chambre comme représenté en Fig.4.12 et passe par le centre de la chambre d'interaction. Le décalage du faisceau X par rapport au centre chambre n'est pas possible, puisque cela nécessiterait de décaler l'ensemble du XFEL permettant la génération du faisceau X. Ainsi, le laser optique et le faisceau XFEL arrivent perpendiculairement l'un par rapport à l'autre, et se croisent au centre chambre, constituant l'unique configuration de faisceau possible. Afin d'éviter tout retour laser dans la ligne, il est imposé que les cibles ne soient pas irradiées avec le laser optique avec une incidence inférieure à 10° .

Afin de réaliser l'alignement des cibles en centre chambre, il est généralement fait utilisation du faisceau XFEL lui-même, n'étant pas limité par le nombre de tirs. A celui-ci

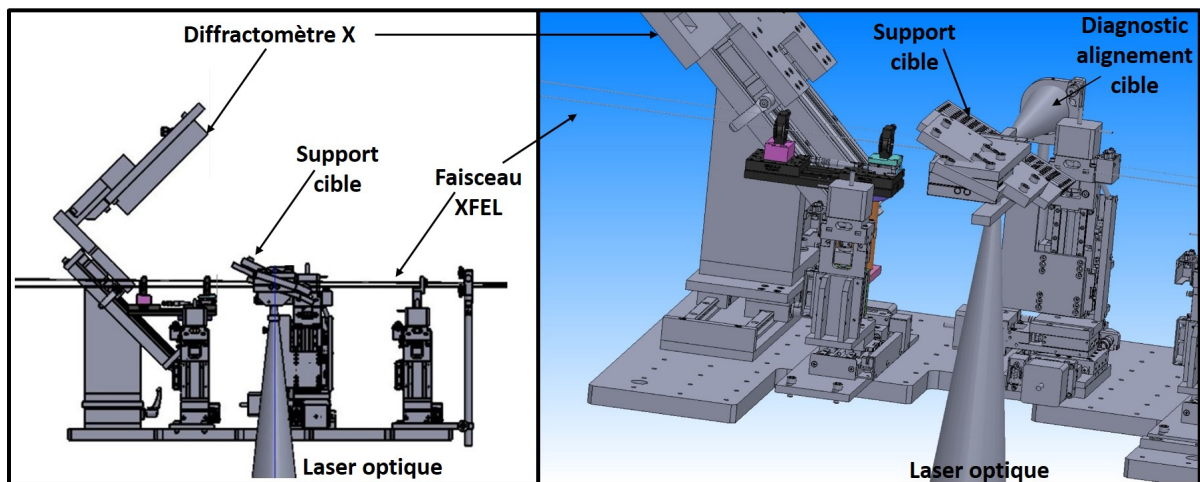


FIGURE 4.12 – *Chambre d'interaction de la BL3-EH5 à Saclay. Le XFEL se propage de la droite vers la gauche dans chacune des deux vignettes.*

est généralement adjoint un second faisceau optique perpendiculaire (cf schéma Fig.4.12) permettant l'alignement des cibles dans une deuxième direction par rapport à celle faite avec le XFEL. Une caméra en vue de dessus permet de finaliser l'alignement avec un troisième angle de vue.

L'exploitation du faisceau X pour l'imagerie peut-être réalisée en plaçant un diagnostic imageur sur le chemin du faisceau. Néanmoins, il est à noter, que plus le détecteur sera éloigné du point d'interaction de la chambre, plus les termes d'intensité lumineuse liés aux variations de phase seront importants lors de l'imagerie. Ceux-ci sont détrimentaux à la qualité de l'image, agissant comme un phénomène d'aberrations, comme vu dans le chapitre précédent sur le contraste de phase.

La limitation du nombre de tirs sur cette installation est principalement liée à l'ouverture de la chambre pour recharger les cibles par paquet de 10 cibles à la fois. La remise à l'air et le repompage de la chambre prennent généralement environ 45 min, auxquelles s'ajoutent 45 min supplémentaires pour tirer les 10 cibles permettant un cycle global de 1h30 à 2h.

4.3 Systèmes d'acquisition d'images X

L'objectif de cette thèse est d'optimiser différentes méthodes pour la réalisation d'imagerie de phase de plasmas générés par laser sur les grandes installations existantes. Différents imageurs X existent et peuvent être choisis en fonction des besoins, chacun de ces systèmes présentant ses avantages et ses défauts. Nous ne ferons pas ici une liste exhaustive des détecteurs existants. Seuls les systèmes de détection ayant été utilisés dans la thèse seront présentés ici.

4.3.1 Les films radiochromiques

Les films radiochromiques [20], sont des supports contenant un colorant qui se teinte plus ou moins en fonction du niveau d'irradiation X reçu. Il permet ainsi d'enregistrer la distribution spatiale de radiation X reçue. L'avantage principal de ces films repose sur leur insensibilité à la lumière visible leur permettant d'être manipulés facilement, et sur leur haute résolution spatiale de l'ordre de quelques microns [21] par rapport aux plaques phosphorescentes [22]. Le défaut principal de cette méthode repose sur le fait de ne pouvoir utiliser un film qu'une seule fois, et de devoir le développer après expérience pour en extraire le résultat. Le développement de ce dispositif nécessite des procédés et appareils particuliers. Néanmoins, comme vu en Fig.4.13, il est possible d'avoir un retour sur le signal enregistré par simple observation du film en attendant son développement pour le résultat précis. Le coût à l'achat des films radiochromiques est généralement faible, offrant ainsi un support de qualité pour l'imagerie à un prix raisonnable.



FIGURE 4.13 – *Film radiochromique après une irradiation X sur l'installation OMEGA-60 pour une mesure de résolution sur cible.*

crédits :

J. Peebles durant l'expérience de Kelvin-Helmholtz magnétisé (MAGKHI-21A, le 26 avril 2021)

4.3.2 Les plaques phosphorescentes

Les plaques phosphorescentes aussi appelées sur installations "image plate" (IP), sont des plaques phosphorées, utilisées pour l'imagerie entre autres [23]. Lorsque ces plaques

sont illuminées par un rayonnement de haute énergie, le signal est enregistré par les composants phosphorés de la plaque. Lorsque la plaque est ensuite soumise à certaines longueurs d'onde, elle peut ré-émettre un signal lumineux par phosphorescence dans le visible, en fonction de la distribution spatiale de la dose de rayonnement X ayant imprimé la plaque. La résolution spatiale de ces systèmes, de l'ordre de $90 - 100 \mu\text{m}$ [22] impose ainsi l'utilisation de forts grandissements pour l'imagerie de haute résolution. Typiquement un grandissement supérieur 10 est nécessaire pour une résolution maximale inférieure à $10 \mu\text{m}$ sur cible. L'avantage principal de cette méthode, est que les IP peuvent être ré-utilisées à plusieurs reprises, et même être utilisées pour la filtration de rayonnement X en superposant ces plaques l'une derrière l'autre. Le désavantage principal est que ces dispositifs sont généralement très sensibles au rayonnement visible. Une exposition à la lumière du jour, même courte, peut gravement dégrader le signal enregistré sur la plaque, voir même l'effacer. Les IP doivent donc être manipulées avec soin, et dans un environnement obscur. Le second inconvénient, est que ces imageurs nécessitent un scanner particulier pour pouvoir en extraire le signal, qui néanmoins ne demande pas un temps important. L'avantage de la méthode, est qu'elle reste simple d'exploitation, avec un temps de retour sur les données obtenues assez rapide. Le coté réutilisable de ces plaques en font aussi une méthode bon marché pour la radiographie.

4.3.3 Les cristaux LiF

Les cristaux LiF sont des cristaux composés de lithium et fluore, et ont la particularité intéressante de pouvoir enregistrer en leur structure les caractéristiques spatiales de la distribution du rayonnement incident [24]. Ces imageurs peuvent ainsi restituer par fluorescence [25] la structure du rayonnement les ayant marqués une fois ré-excités à l'aide de rayonnement dans le visible.

Plus précisément, comme beaucoup de cristaux de la même famille, les cristaux LiF sont caractérisés par la présence de défauts, appelés centres F, ou centres colorés (CC) selon la littérature [25]. Ces centres se caractérisent sous la forme de lacunes électroniques occupées par un ou plusieurs électrons non appareillés. Ils sont à l'origine de l'absorption de lumière dans le spectre visible permettant la coloration des cristaux où ils se trouvent (d'où leur nom).

Certains de ces centres peuvent être obtenus par l'altération de la structure cristalline à l'aide de rayonnement ionisant [24, 26]. Ainsi, une fois ces centres colorés formés par le rayonnement énergétique, il est possible de venir les exciter de nouveau, à l'aide de longueurs d'onde particulières du spectre visible avec un laser de pompe permettant la fluorescence des centres colorés qui ré-émettent alors une lumière visible, ayant une structure spatiale identique à celle ayant imprimé les défauts dans le cristal.

Ainsi, pour relire les images enregistrées dans la matrice du cristal, il est généralement fait usage d'un microscope confocal permettant l'excitation des CC et l'acquisition du signal de fluorescence du cristal. La résolution spatiale des images ainsi enregistrées peut être sub-micrométrique [27], et il est possible d'effectuer plusieurs relectures des cristaux LiF sans détérioration de l'image qu'ils contiennent.

Le défaut principal de ce système de mesure est qu'il nécessite d'avoir un microscope

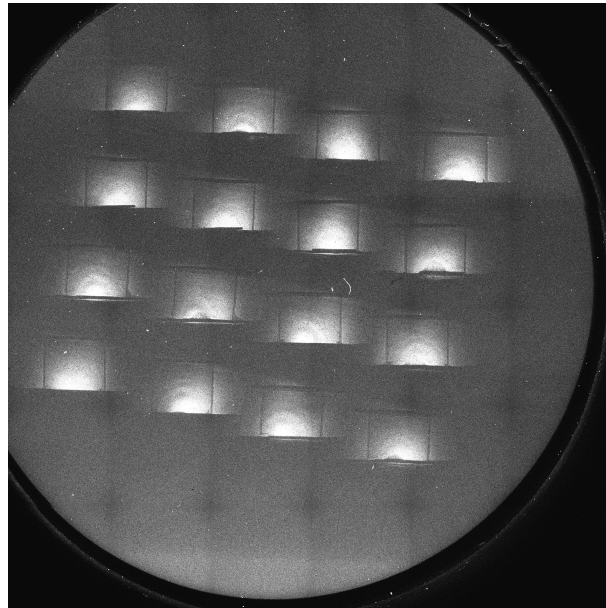


FIGURE 4.14 – *Fluorescence d'un set d'images acquises successivement, en différents endroits sur un cristal LiF de diamètre 2 cm, vue par un objectif à bas grandissement (x_4) pour avoir l'ensemble du cristal dans le champ de vue du microscope confocal lors de la relecture.*

confocal pour la relecture des cristaux. Néanmoins, le système de relecture se faisant en un temps raisonnable, il permet si un microscope est proche de l'installation de pouvoir obtenir un retour en un temps raisonnable des informations. Un autre défaut majeur réside aussi dans la qualité de l'image formée face à un rayonnement de spectre étendu, comme celui obtenu sur installations laser. Néanmoins, les cristaux LiFs sont des imageurs de très haute qualité [27, 28] dont la production industrielle en tant qu'optique existe déjà, et permet un coût relativement faible à l'achat. Conservés dans de bonnes conditions (milieu sec à l'abri de la lumière), les cristaux peuvent retenir les images pendant plus de dix ans. Un dernier point intéressant dans l'utilisation de ces cristaux repose sur la possibilité théorique de les effacer [25] en les chauffant à des températures élevées ($T < 400^\circ$), afin de permettre leur réutilisation. La résolution spatiale maximale théorique de ce détecteur est de l'ordre de la taille de ses centres colorés, soit ~ 400 nm. Des travaux récents ont démontré des résolutions de radiographie de l'ordre du micron avec ce détecteur [29].

4.3.4 Les caméras CCD

Un dernier type de détecteur peut être utilisé pour l'enregistrement de radiographies X. Il s'agit des caméras CCD [30, 31, 32]. La résolution spatiale de ce type de détecteur est de l'ordre de la taille des pixels de la caméra. Dans notre cas, une taille de pixels de $20 \mu\text{m}$ est usuel. Ainsi, l'exploitation de forts grossissements est nécessaire pour obtenir des images à haute résolution. Les dimensions des pavés de ces caméras sont généralement, au mieux de quelques centimètres (un pavé CCD de 2048 pixels mesure ainsi ≈ 4.0 cm avec la taille de pixel donnée précédemment), limitant le grossissement maximal dans l'imagerie de systèmes nécessitant un champ de vue millimétrique. L'avantage principal de

ces systèmes réside néanmoins dans leur capacité à transmettre instantanément ou presque une image venant d'être acquise. Un second avantage des caméras CCD est la relation de linéarité entre la densité du milieu sondé et le signal retransmis par la caméra. En effet, ce n'est pas nécessairement le cas avec tous les systèmes d'acquisition tels que les films radiochromiques par exemple.

Ces détecteurs se présentent généralement sous la forme d'un pavé de pixels en matériau semi-conducteur, généralement en silicium, où le rayonnement X incident est converti en électrons par effet photoélectrique. Un nombre d'électrons important représente alors un dépôt d'énergie important sur le capteur. L'efficacité de conversion entre photon et électrons est appelée efficacité quantique et caractérise la capacité de la caméra à convertir les photons incidents en électrons. L'efficacité quantique de ces systèmes est dépendante de l'énergie des photons incidents.

Afin d'en limiter l'impact du bruit lié au courant d'obscurité du système, il est courant de devoir refroidir les caméras CCD durant l'acquisition d'images. Ce refroidissement peut ainsi devenir problématique lorsqu'on doit utiliser ces systèmes dans des environnements sous vide, puisqu'il est nécessaire que l'ensemble du dispositif soit compatible avec les conditions d'exploitations des grandes installations.

L'inconvénient majeur de ces instruments repose sur le prix souvent important, augmentant d'autant plus que le pavé de la caméra est grand et/ou que la taille des pixels diminue. De plus, l'augmentation en résolution du système repose généralement sur la diminution de la taille des pixels du pavé. Cette modification s'accompagne généralement d'une baisse de la sensibilité et de la gamme dynamique du système. De plus, il est à prendre en compte la fragilité de ce genre de systèmes, qui en cas de surexposition peuvent voir certains de leurs pixels être détériorés. Dans les cas les plus sévères, les pavés CCD étant lus en ligne ou en colonne, la mort d'un des pixels peut se traduire par la non transmission du signal sur toute sa ligne ou sa colonne. De plus, comme il n'est généralement pas possible de changer individuellement les pixels, il est alors nécessaire de changer le système lorsqu'il n'est plus possible de maintenir une qualité d'image suffisante suite aux dégradations de l'appareil. Ainsi, cet appareil est particulièrement fragile.

4.4 Spectrométrie

Un point important dans la réalisation d'images repose sur la qualité de la source de rayonnement employée tant en fluence que dans son étendue spectrale. Les spectromètres sont des instruments de mesures permettant de mesurer l'émission provenant d'une source de rayonnement tant qualitativement que quantitativement. Ainsi, les spectromètres ont généralement été des outils importants dans notre étude sur la réalisation d'images sur grandes installations. Ils nous ont notamment servi à mesurer les spectres obtenus sur les lasers OMEGA-EP et MTW pour comprendre les résultats d'imagerie obtenus.

Dans notre cas, le spectromètre principalement utilisé dans nos études fut le spectromètre DC-HOPG (Dual Channel Highly Ordered Pyrolytic Graphite). Cet instrument [33] de mesure disponible sur l'installation OMEGA-EP, OMEGA-60 et MTW, est utilisé pour

la mesure fine du rayonnement émis durant les expériences sur ces installations.

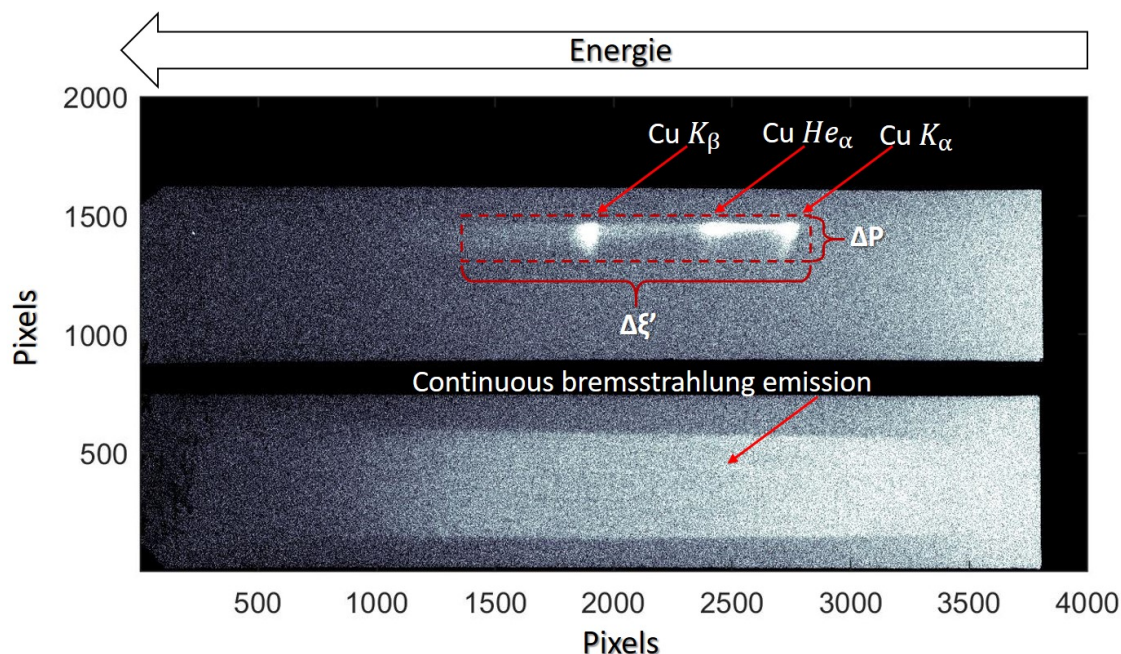


FIGURE 4.15 – Spectre brut d’une source X générée par irradiation laser pico-seconde d’une plaque de cuivre sur OMEGA-EP (tir 35242, campagne TXD-IonSpecies-EP-21A).

Le principe de base de ce spectromètre consiste en la dispersion du rayonnement capté par le spectromètre à l’aide d’un cristal, qui par diffraction de Bragg permet de disperser les photons incidents selon un angle différent en fonction de leur longueur d’onde (cf. Fig.4.16). La figure d’intensité dont la répartition est dépendante de la longueur d’onde est récupérée par un capteur CCD permettant ainsi de remonter au spectre de la source X (cf. Fig.4.15).

En connaissant la géométrie du spectromètre et les propriétés de ses composants, il est possible de remonter de la figure d’intensité sur CCD au spectre d’émission de la source.

L’angle solide correspondant au champ de vue du spectromètre peut être obtenu comme le produit de :

- R_c la réflectivité intégrée du cristal donnant l’étendue angulaire verticale de la tâche lumineuse (dimension de la dispersion spectrale)
- $\Delta\theta$ l’étendue angulaire verticale de la tâche lumineuse collectée (dimension transverse).

avec

$$R_c = \frac{\Delta\xi'}{L'} \quad (4.1)$$

$$\Delta\theta = \frac{\Delta P}{L'} \quad (4.2)$$

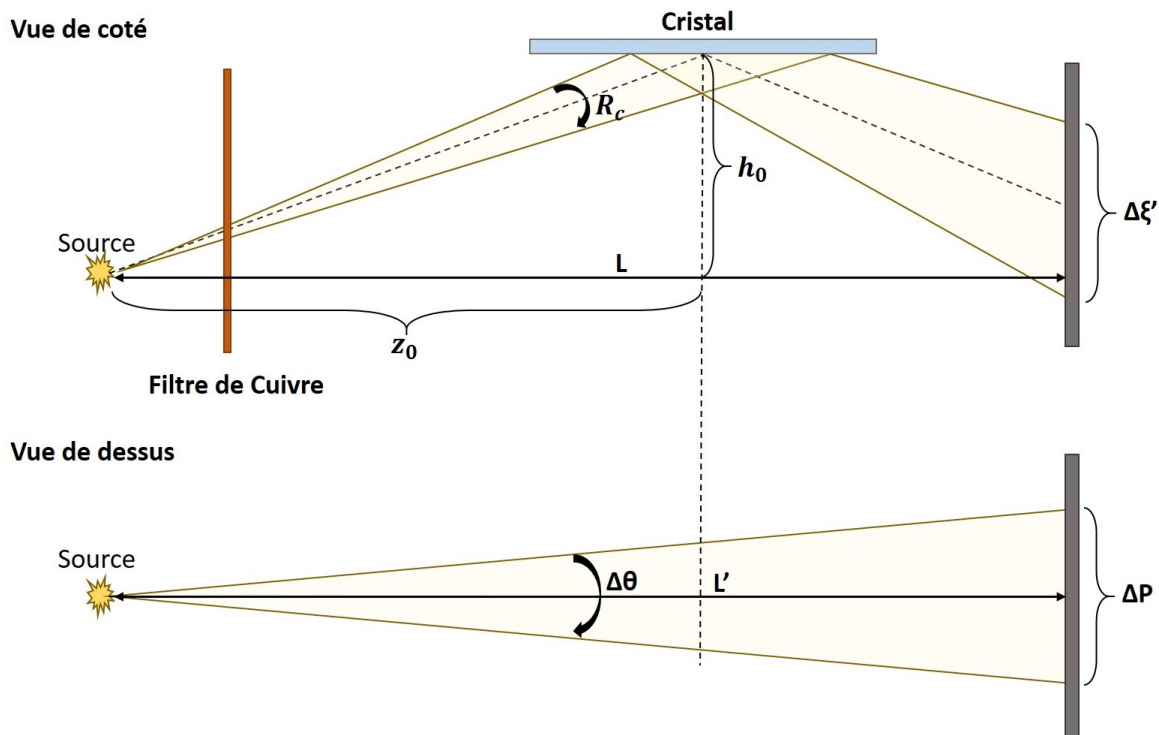


FIGURE 4.16 – Schéma de principe des deux chaînes de mesure du spectromètre DC-HOPG

ΔP est la dimension sur laquelle les pixels sont irradiés verticalement, $\Delta\xi'$ est la dimension sur laquelle les pixels sont irradiés horizontalement, et L' est le chemin parcouru par les photons depuis la source, dessiné en pointillés dans le schéma supérieur en Fig.4.16, et peut être calculé comme :

$$L' = \sqrt{h_0^2 + z_0^2} + \sqrt{h_0^2 + (L - z_0)^2} \quad (4.3)$$

en notant $\Delta\Omega$ le champ de vue total du spectromètre, le champ de vue associé à une colonne de pixel (pixels voyant la même énergie de photon), peut être calculée comme :

$$\Delta\Omega_p = \frac{\Delta\Omega}{N} \quad (4.4)$$

où N est le nombre de pixels nécessaires pour couvrir la tâche de dispersion dans sa longueur. Ainsi, dans le cas d'une source isotrope, l'énergie vue par une colonne de pixels est donnée comme étant :

$$E_{pix} = E_{Source} \Delta\Omega_p T_{filtres} \quad (4.5)$$

où E_{Source} est l'énergie irradiée par la source, $T_{filtres}$ est la fonction de transmission des filtres en amont du spectromètre, qui dans notre cas sera en cuivre, donnant ainsi :

$$T_{filtres} = \exp(-\alpha_{Cu} e_{Cu}) \quad (4.6)$$

où α_{Cu} est le coefficient d'absorption par unité de longueur du cuivre, et est fonction de l'énergie du rayonnement. e_{Cu} est l'épaisseur de la feuille de cuivre utilisée comme filtre.

Ainsi, le signal \mathcal{S} mesuré par un pixel vaut :

$$\mathcal{S} = \frac{E_{pix}}{\xi_{CCD}(\lambda)} \quad (4.7)$$

avec $\xi_{CCD}(\lambda)$ étant la réponse spectrale du pavé CCD à la longueur d'onde λ , pouvant être défini comme :

$$\xi_{CCD}(\lambda) = \frac{\eta_{CCD}}{Q_E(\lambda)} \quad (4.8)$$

Ici η_{CCD} est la réponse caractéristique de la CCD lorsqu'un signal est perçu. Il est qualifié à $\eta_{CCD} = 4.25 \pm 0.3 \text{ eV/ADU} = 6.81 \pm 0.05 \times 10^{-19} \text{ J/ADU}$. L'efficacité quantique à la longueur d'onde λ de la CCD est notée $Q_E(\lambda)$. Le pavé CCD étant en silicium, l'efficacité quantique du système est définie comme :

$$Q_E(\lambda) = 1 - \exp(-\alpha_{Si} t_{Si}) \quad (4.9)$$

où α_{Si} est l'absorption par unité de longueur du silicium, et $t_{Si} = 15 \mu\text{m}$ est l'épaisseur de silicium du pavé CCD.

Ainsi, l'énergie irradiée par unité d'angle solide peut-être obtenue comme :

$$E_{Source} = \mathcal{S} \frac{\eta_{CCD}}{\Delta\Omega_p Q_E} \quad (4.10)$$

permettant ainsi de remonter au spectre de la source.

L'avantage principal de DC-HOPG [33] provient de ses deux chaînes distinctes permettant de couvrir une large gamme de longueur d'onde. Le premier canal est centré sur l'émission du cuivre et couvre la gamme 7.5 – 10.5 keV. Elle correspond au premier ordre de diffraction du cristal. La seconde chaîne couvre classiquement la gamme 9.5 – 13.3 keV. Différents ajustements sont néanmoins possibles permettant de régler le spectromètre de sorte à ce que chacun des canaux soit centré sur les émissions K_α et K_β du cuivre.

Il sera parfois adjoint un second spectromètre pour compléter DC-HOPG. Le spectromètre ZnVH [34], est basé sur le même principe que décrit plus haut. Sa bande de fonctionnement principale se situe aussi entre 7 – 10 keV. La différence principale entre les deux diagnostics est que ZnVH ne possède qu'une seule chaîne de mesure. Il servira ainsi à vérifier les résultats obtenus avec DC-HOPG, plus précis, pour s'assurer que les résultats obtenus sont cohérents.

4.5 Introduction au calcul hydrodynamique

4.5.1 Principe de calculs en hydrodynamique

En hydrodynamique, le calcul et l'étude des phénomènes peuvent être approchés de deux manières différentes [35], ayant chacune leurs avantages et inconvénients.

La première méthode, est la méthode dite Lagrangienne. Elle consiste à étudier l'évolution d'un milieu fluide en le subdivisant en éléments de volume imperméables dont on suit

l'évolution au sein de l'écoulement.

La seconde méthode est dite Eulérienne. Elle consiste à étudier un fluide par le biais d'une grille fixe. Les mailles sont ainsi totalement perméables, et l'on étudie le mouvement de la matière en étudiant les flux d'une maille à l'autre.

Ainsi, l'approche lagrangienne reviendrait à étudier par exemple le mouvement de l'eau d'une rivière depuis un bateau qui se déplacerait avec la rivière, tandis que la vision eulérienne revient à étudier le mouvement de l'eau depuis le rivage.

4.5.2 Introduction à FLASH

Grille de simulation et résolution

Le code FLASH [36, 37, 38] est un code hydrodynamique radiatif eulérien auquel est adjoint un maillage à raffinement adaptatif (AMR) [39]. L'AMR, est une méthode permettant la résolution de calculs en ajustant la taille des mailles de la simulation pour rendre compte de phénomènes nécessitant une haute résolution. A l'inverse, le code garde un maillage large autour des régions où peu de choses se passent. Ainsi, le code FLASH utilise un maillage dynamique pouvant adapter localement la taille de ses mailles pour optimiser la résolution dans les zones de la grille de calcul le nécessitant (cf. Fig.4.19). Il en résulte une optimisation du temps de calcul numérique qui peut facilement devenir très important dans le cas de physique complexe, comme c'est le cas en hydrodynamique.

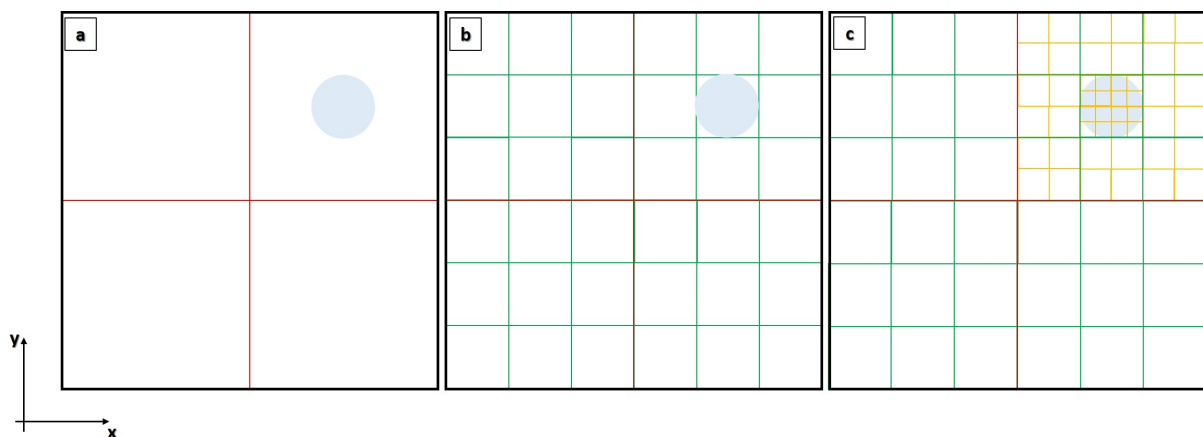


FIGURE 4.17 – Grille de simulation FLASH. La bordure noire délimite la taille de la boîte de simulation. (a) Visualisation des subdivisions en blocs en rouge, (b) Visualisation des subdivisions en cellules en vert (c) visualisation des mailles en jaune.

Supposons une boîte de simulation 2D. L'axe horizontal est l'axe "X", et l'axe vertical l'axe "Y". Nous représentons par une pastille bleue le système que nous souhaitons résoudre. En Fig.4.17 est représenté notre système. Les bordures noires représentent les bords de la simulation. Cette boîte de simulation est divisée en blocs représentés en rouge. Le nombre de blocs initiaux selon chaque axe est défini dans le fichier d'entrée de paramètres,

classiquement appelé "flash.par". Dans notre cas, nous avons choisi de subdiviser notre simulation en 2×2 blocs, matérialisés en rouge (cf. Fig.4.17.(a)).

Chacun de ces blocs est ensuite divisé en cellules. Le nombre de subdivisions en cellule de chaque bloc de la simulation est identique. Il est défini directement dans la ligne de commande de création du cas à simuler. Il est ici représenté par les blocs verts en Fig.4.17.(b). Nous avons choisi ici de découper chaque bloc en 3×3 cellules.

Les mailles de la simulation sont ensuite dépendantes du nombre de niveaux de raffinement maximal autorisé dans chaque cellule. Le niveau de raffinement r est défini dans le fichier d'entrée de paramètres "flash.par". Ce nombre définit en combien de subdivisions une cellule doit être découpée. Un raffinement de 1 donne donc des mailles de même taille que la cellule où elle sont créées.

Pour un niveau $r > 1$, les cellules se font découper en deux itérativement jusque $r-1$ fois si nécessaire afin de résoudre au mieux les zones de forts gradients de densité ou de pression. D'autres paramètres peuvent être définis comme paramètres d'intérêt dans la simulation. Dans notre exemple, nous avons défini un niveau $r=3$. Les mailles ainsi formées sont représentées en jaune en Fig.4.17.(c).

On observe ainsi que le maillage se resserre autour de la zone d'intérêt présentée comme une pastille bleue dans la boîte de simulation. L'écart de raffinement entre deux cellules adjacentes est au plus de 1 niveau de raffinement, comme représenté dans la Fig.4.17. Le maillage montré en (c) est alors non uniforme sur l'ensemble de la simulation. Il est resserré autour des points présentant des changements importants, tandis que dans les zones où aucune variation importante n'est présente, le maillage est moins fin. Ceci permet ainsi d'optimiser le temps de calcul en limitant le nombre de mailles impliquées sans perdre de résolution.

La résolution de la simulation est alors donnée par :

$$res = \frac{\text{Taille de la boîte de simulation}}{n_B \times n_C \times 2^{r-1}} \quad (4.11)$$

où n_B est le nombre de blocs dans la simulation, n_C est le nombre de cellules subdivisant un bloc, et r est le nombre de raffinements maximal autorisé. Pour la stabilité du calcul, il est important que le nombre de subdivisions aboutisse à des mailles carrées.

La limitation du niveau de raffinement maximal est donnée en paramètre d'entrée par l'utilisateur. La seule limitation sur ce paramètre est donc celle que donne l'utilisateur au code. Plus le raffinement du maillage est élevé, plus la résolution spatiale le sera également. Il existe alors un compromis fait par l'utilisateur sur le temps de calcul et la résolution spatiale de la simulation. Une résolution spatiale élevée impliquant un temps de calcul d'autant plus grand que le nombre de mailles augmente dans le calcul.

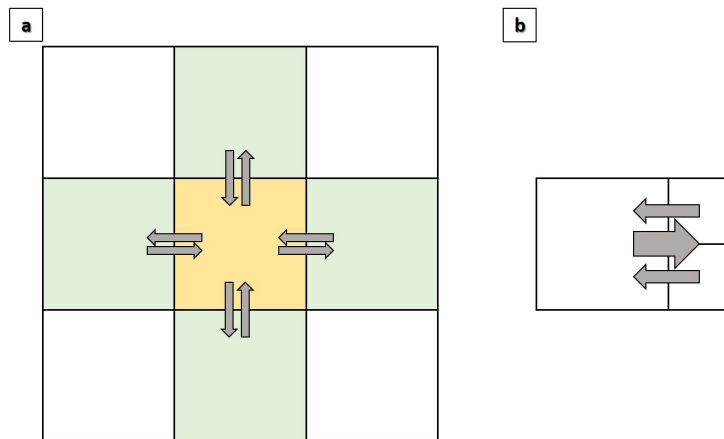


FIGURE 4.18 – Illustration du calcul des flux dans FLASH (a) dans le cas où les cellules voisines sont de même taille, (b) dans le cas de cellules de dimensions différentes.

Flux entre les mailles

Dans un code eulérien, le maillage est fixe. L'évolution des grandeurs physiques dans chaque maille est liée aux flux entre la maille en question et ses voisines. Le principe des échanges entre les mailles de la simulation est présenté en Fig.4.18.

Dans le cas d'un maillage simple où les mailles voisines sont de même taille le flux est calculé entre chaque premier voisin. En Fig.4.18.(a), est représenté le flux entre la maille centrale en jaune et ses premiers voisins en vert. A chaque pas de temps, les valeurs contenues dans la maille jaune sont recalculées en fonction des flux de matière sortant de celle-ci et des flux entrants depuis ses voisines.

Dans le cas où à l'interface de la maille se trouvent des mailles de taille plus faible, les échanges sont évalués comme présenté en Fig.4.18.(b). Le flux sortant de la maille de taille plus grande vers ses deux voisines est réparti équitablement entre ses deux voisines plus petites. Le flux entrant, est quant à lui égale à la somme des flux provenant des deux mailles voisines plus raffinées.

Éléments sur la modélisation du laser

Le code a été initialement utilisé dans la résolution numérique de problèmes astrophysiques. La possibilité de modéliser un laser lui a été ajoutée dans sa version 4-alpha en 2011, autorisant de fait la possibilité de modéliser les systèmes plasmas générés par laser.

Le laser est modélisé par tracé de rayons [40] respectant les lois de l'optique géométrique suivant la relation :

$$\frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \nabla \left(-\frac{c^2 n_e}{2 n_c} \right) \quad (4.12)$$

où n_e représente la densité électronique du milieu dans lequel se propage le laser, n_c est la densité critique du plasma pour la longueur d'onde du rayon se propageant dans le plasma,

et où c est la vitesse de la lumière dans le vide. La résolution de cette équation est ainsi analogue à ce qui serait obtenu pour une particule chargée se déplaçant dans un potentiel :

$$V = \frac{c^2 n_e}{2 n_c} \quad (4.13)$$

Le processus de dépôt d'énergie laser est modélisé par Bremsstrahlung inverse, et l'absorption du laser par le plasma en expansion est modélisée comme :

$$P(\Delta t) = P(0) \exp\left(-\int_0^{\Delta t} \nu_{ib}[\mathbf{x}(t)] dt\right) \quad (4.14)$$

où P est la puissance laser, donnant le taux de déposition d'énergie laser comme :

$$P(0) - P(\Delta t) = P(0) \left[1 - \exp\left(-\int_0^{\Delta t} \nu_{ib}[\mathbf{x}(t)] dt\right)\right] \quad (4.15)$$

Équations fluides classiques dans FLASH

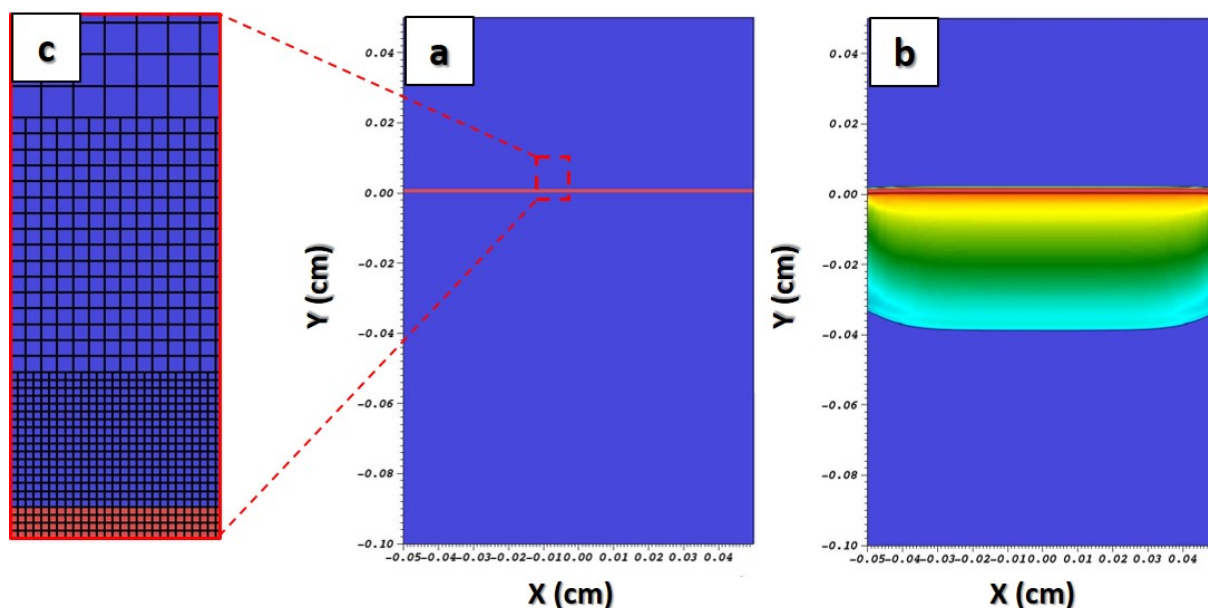


FIGURE 4.19 – Ablation d'une feuille d'Aluminium de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur à l'aide d'une impulsion laser carrée de 1 ns en régime kJ en incidence normale, modélisée avec le code FLASH. Sont présentées ici les cartes de densité en échelle logarithmique pour : (a) feuille de cuivre (en rouge) avant ablation (b) état de la feuille 3 ns après le début de l'irradiation laser - (c) visualisation du système d'AMR autour de la feuille d'aluminium à t_0 .

Les variables accessibles et modélisées dans FLASH sont les grandeurs hydrodynamiques classiques utilisées dans la description fluide d'un plasma telles que définies en section Sec.2.1.5. Les effets particuliers ne sont donc pas décrits par le code. Le solveur

hydrodynamique du code FLASH est basé sur celui du code Prometheus [41], et est donc prévu pour résoudre les équations hydrodynamiques d'Euler [40] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) - \nabla P_{Tot} \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathcal{E}_{Tot}) + \nabla \cdot [(\rho \mathcal{E}_{Tot} + P_{Tot}) \mathbf{u}] = \mathbf{Q}_{Las} - \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (4.18)$$

Les variables ρ , et \mathbf{u} désignent respectivement la masse volumique du fluide ainsi que sa vitesse. Les variables $\mathcal{E}_{\mathcal{J}}$, et P_{Tot} expriment l'énergie spécifique totale ainsi que la pression totale au sein du plasma :

$$P_{Tot} = P_e + P_i + P_R, \quad (4.19)$$

$$\mathcal{E}_{Tot} = \mathcal{E}_e + \mathcal{E}_i + \mathcal{E}_R + \frac{1}{2} u^2, \quad (4.20)$$

où les indices (e, i, R) représentent les populations électronique, ionique et le champ radiatif. Pour finir, la variable \mathbf{Q}_{Las} représente l'énergie source due au chauffage par le laser, tandis que la variable \mathbf{q} représente le flux de chaleur dans le plasma et peut s'exprimer comme :

$$\mathbf{q} = \mathbf{q}_e + \mathbf{q}_R. \quad (4.21)$$

Ainsi, on peut observer que FLASH ne prend en compte que les composantes électroniques et radiatives dans le calcul du transport de chaleur.

La résolution de Eq.4.18 est la somme des résultats des trois équations de conservation de l'énergie spécifique électronique, ionique et radiatives :

$$\frac{\partial \rho \mathcal{E}_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathcal{E}_e \mathbf{u}) + P_e \nabla \cdot \mathbf{u} = \rho \frac{c_{v,e}}{\tau_{e,i}} (T_i - T_e) - \nabla \cdot \mathbf{q}_e + Q_{abs} - Q_{emi} + Q_{Las}, \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial \rho \mathcal{E}_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathcal{E}_i \mathbf{u}) + P_i \nabla \cdot \mathbf{u} = \rho \frac{c_{v,e}}{\tau_{e,i}} (T_e - T_i), \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial \rho \mathcal{E}_R}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathcal{E}_R \mathbf{u}) + P_R \nabla \cdot \mathbf{u} = \nabla \cdot \mathbf{q}_R - Q_{abs} + Q_{emi}, \quad (4.24)$$

avec :

- $c_{v,e}$ la chaleur spécifique électronique,
- $\tau_{e,i}$ le temps de relaxation électron-ion,
- Q_{abs} le gain d'énergie interne du fluide électronique due à l'absorption du rayonnement,
- Q_{emi} la perte d'énergie interne du fluide électronique due à l'émission du rayonnement,
- T la température.

Nous avons donné un peu plus haut une forme générale de l'expression du flux de chaleur calculé dans FLASH (cf Eq.4.21). Le flux de chaleur y est alors exprimé comme étant porté par les électrons avec \mathbf{q}_e d'une part, et par le champ de radiation avec \mathbf{q}_R pour une autre part. Le flux de chaleur lié aux électrons y est classiquement exprimé comme :

$$\mathbf{q}_e = -K_e \nabla T_e, \quad (4.25)$$

où K_e représente la conductivité thermique électronique. La conductivité thermique par défaut dans FLASH est donnée classiquement par :

$$K_e = \left(\frac{8}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{k_B^{\frac{7}{2}}}{e^4 \sqrt{m_e}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{3.3}{Z}} \cdot \frac{T_e^{\frac{5}{2}}}{\bar{Z} \ln(\Lambda_{ei})}, \quad (4.26)$$

avec :

- k_B la constante de Boltzmann,
- m_e la masse d'un électron,
- e la charge d'un électron,
- Λ_{ei} le logarithme coulombien,
- \bar{Z} le numéro atomique moyen du milieu.

Afin de décrire le terme de transport radiatif \mathbf{q}_R dans FLASH, il est important de préciser que dans le fichier d'entrée de FLASH, il est nécessaire de définir un ensemble de groupes (g) d'énergie qui vont définir la plage de validité du calcul. Ces groupes d'énergie vont aussi définir la discrétisations des équations d'état (EOS) des matériaux dans la simulation. En notant N_g le nombre total de groupes sur lesquels la simulation est définie, les variables du membre de droite de l'équation Eq.4.24 peuvent être décrites comme :

$$Q_{abs} = \sum_{g=1}^{N_g} Q_{ele, g}, \quad Q_{emi} = \sum_{g=1}^{N_g} Q_{emi, g}, \quad \mathbf{q}_R = \sum_{g=1}^{N_g} \mathbf{q}_g \quad (4.27)$$

ce qui permet de pouvoir réécrire la variation d'énergie de radiation pour chaque groupe $e_{R, g}$ comme :

$$\frac{\partial e_{R, g}}{\partial t} + \nabla \cdot (e_{R, g} \mathbf{u}) + \left(\frac{e_{R, g}}{\rho \mathcal{E}_R}\right) P_R \nabla \cdot \mathbf{u} = -\nabla \cdot \mathbf{q}_g + Q_{emi, g} - Q_{abs, g}, \quad (4.28)$$

permettant ainsi d'aboutir à l'énergie spécifique de radiation totale :

$$\rho \mathcal{E}_R = \sum_{g=1}^{N_g} e_{R, g}. \quad (4.29)$$

Magnétohydrodynamique

Dans la section précédente, nous avons présenté le module de calcul d'hydrodynamique radiative de base inclus dans FLASH. Pour l'étude de plasma, il est généralement nécessaire d'enrichir ces équations des termes de champs magnétiques. Les équations de conservations représentant le plasma sont :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} - \mathbf{B} \mathbf{B}) + \nabla P_* = \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial \rho \mathcal{E}_{Tot}}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u} (\rho \mathcal{E}_{Tot} + P_*) - \mathbf{B} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B})] = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\tau} + \sigma \nabla T) + \nabla \cdot [\mathbf{B} \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})]. \quad (4.32)$$

À ces trois équations de conservations fluides est ainsi adjointe l'équation d'induction de la MHD résistive :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{u}) = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}). \quad (4.33)$$

Les différents termes introduits dans ces équations sont :

- $P_* = P_e + P_i + P_R + \frac{B^2}{2}$
- $\mathcal{E}_{Tot} = \mathcal{E}_e + \mathcal{E}_i + \mathcal{E}_R + \frac{1}{2}\rho u^2 + \frac{1}{2}\frac{B^2}{\rho}$
- $\tau = \mu_D \left[(\nabla \mathbf{u}) + (\nabla \mathbf{u})^\perp - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{1} \right]$

où P_* représente la pression totale dans le système, \mathcal{E}_{Tot} est l'énergie spécifique totale dans le système, τ le stress visqueux dans le fluide. Le terme $\mathbf{1}$ représente ici le tenseur identité, et le terme μ_D la viscosité dynamique du milieu. Le terme σ désigne la conductivité thermique dans le plasma, tandis que le terme η représente la résistivité magnétique du milieu.

La résistivité magnétique par défaut dans FLASH est donné par le modèle théorique classique de Braginsky avec :

$$\eta_\perp = \frac{m_e}{e^2 n_e \tau_e} \quad (4.34)$$

$$\eta_\parallel = \frac{\eta_\perp}{1.96} \quad (4.35)$$

où m_e est la masse d'un électron, e la charge électronique, n_e la densité électronique du milieu, et τ_e est le temps de collision électronique.

La version actuelle du code utilisée dans les travaux qui seront présentés dans ce manuscrit est la version FLASH4.6.2 [40]. Elle permet une description améliorée des plasmas magnétisés avec la possibilité de rendre compte des champs magnétiques auto-générés par batterie de Biermann. Ainsi, le terme d'induction magnétique peut être complété par le terme de champs magnétiques issus du gradient de pression électronique, donnant ainsi la nouvelle loi d'induction de FLASH4.6.2 :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{u}) = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) - \nabla \times \mathbf{E}_{Bier}, \quad (4.36)$$

avec :

$$\mathbf{E}_{Bier} = -\frac{\nabla P_e}{n_e}. \quad (4.37)$$

On peut néanmoins noter que par défaut, les champs magnétiques générés par effet de Biermann et le terme de MHD résistive ne sont pas intégrés dans la résolution des équations. Il est nécessaire de les déclarer dans le fichier d'entrée de la simulation.

Références

- [1] Moshe J Lubin and Arthur P Fraas. Fusion by laser. *Scientific American*, 224(6) :21–33, 1971.
- [2] JOHN Nuckolls, LOWELL Wood, ALBERT Thiessen, and GEORGE Zimmermann. Laser compression of matter to super-high densities : Thermonuclear (ctr) applications. *Nature*, 239(1476-4687) :139–142, 1972.
- [3] T. R. Boehly, R. S. Craxton, T. H. Hinterman, J. H. Kelly, T. J. Kessler, S. A. Kumpan, S. A. Letzring, R. L. McCrory, S. F. B. Morse, W. Seka, S. Skupsky, J. M. Soures, and C. P. Verdon. The upgrade to the omega laser system. *Review of Scientific Instruments*, 66(1) :508–510, 1995.
- [4] T.R Boehly, D.L Brown, R.S Craxton, R.L Keck, J.P Knauer, J.H Kelly, T.J Kessler, S.A Kumpan, S.J Loucks, S.A Letzring, F.J Marshall, R.L McCrory, S.F.B Morse, W Seka, J.M Soures, and C.P Verdon. Initial performance results of the omega laser system. *Optics Communications*, 133(1) :495–506, 1997.
- [5] Omega facility. *OMEGA System Operation Manual, Vol.1 - System Description - Chap.7 Experimental System*. Laboratory for Laser Energetics, 1999.
- [6] Omega facility. *OMEGA System Operation Manual, Vol.1 - System Description - Chap.1 System Overview*. Laboratory for Laser Energetics, 2003.
- [7] LJ Waxer, DN Maywar, JH Kelly, TJ Kessler, BE Kruschwitz, SJ Loucks, RL McCrory, DD Meyerhofer, SFB Morse, C Stoeckl, et al. High-energy petawatt capability for the omega laser. *Optics and photonics news*, 16(7) :30–36, 2005.
- [8] D D Meyerhofer, J Bromage, C Dorrer, J H Kelly, B E Kruschwitz, S J Loucks, R L McCrory, S F B Morse, J F Myatt, P M Nilson, J Qiao, T C Sangster, C Stoeckl, L J Waxer, and J D Zuegel. Performance of and initial results from the OMEGA EP laser system. *Journal of Physics : Conference Series*, 244(3) :032010, aug 2010.
- [9] M. J. Guardalben and L. J. Waxer. Improvements to long-pulse system performance and operational efficiency on OMEGA EP. In Abdul A. S. Awwal, A. Mike Dunne, Hiroshi Azechi, and Brian E. Kruschwitz, editors, *High Power Lasers for Fusion Research*, volume 7916, pages 107 – 116. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2011.
- [10] Omega EP facility. *OMEGA EP System Operation Manual, Vol.7 - System Description - Chap.1 System Overview*. Laboratory for Laser Energetics, 2006.

- [11] Omega EP facility. *OMEGA EP System Operation Manual, Vol.7 - System Description - Chap.7 Experimental System*. Laboratory for Laser Energetics, 2007.
- [12] Vincent Bagnoud. A front end for multipetawatt lasers based on a high-energy, high-average-power optical parametric chirped-pulse amplifier. In *Frontiers in Optics 2004/Laser Science XXII/Diffractive Optics and Micro-Optics/Optical Fabrication and Testing*, page FMM2. Optical Society of America, 2004.
- [13] Vincent Bagnoud, Ildar A. Begishev, Mark J. Guardalben, Jason Puth, and Jonathan D. Zuegel. 5hz, & 250 mj optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053nm. *Opt. Lett.*, 30(14) :1843–1845, Jul 2005.
- [14] Vincent Bagnoud, Mark J. Guardalben, Jason Puth, Jonathan D. Zuegel, Ted Mooney, and Paul Dumas. High-energy, high-average-power laser with nd :yfl rods corrected by magnetorheological finishing. *Appl. Opt.*, 44(2) :282–288, Jan 2005.
- [15] Hitoshi Tanaka et al. The spring-8 angstrom compact free electron laser (sacra). *Proceedings of IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA*, pages 2006–2010, 2012.
- [16] David Pile. First light from sacra. 08 2011.
- [17] M. Gauthier, L. B. Fletcher, A. Ravasio, E. Galtier, E. J. Gamboa, E. Granados, J. B. Hastings, P. Heimann, H. J. Lee, B. Nagler, A. Schropp, A. Gleason, T. Döppner, S. LePape, T. Ma, A. Pak, M. J. MacDonald, S. Ali, B. Barbrel, R. Falcone, D. Kraus, Z. Chen, M. Mo, M. Wei, and S. H. Glenzer. New experimental platform to study high density laser-compressed matter. *Review of Scientific Instruments*, 85(11) :11E616, 2014.
- [18] Paul Mason, Saumyabrata Banerjee, Jodie Smith, Thomas Butcher, Jonathan Phillips, Hauke Höppner, Dominik Möller, Klaus Ertel, Mariastefania De Vido, Ian Hollingham, and et al. Development of a 100 j, 10 hz laser for compression experiments at the high energy density instrument at the european xfel. *High Power Laser Science and Engineering*, 6 :e65, 2018.
- [19] K Tono, T Togashi, Y Inubushi, T Sato, T Katayama, K Ogawa, H Ohashi, H Kimura, S Takahashi, K Takeshita, H Tomizawa, S Goto, T Ishikawa, and M Yabashi. Beamline, experimental stations and photon beam diagnostics for the hard x-ray free electron laser of SACLA. *New Journal of Physics*, 15(8) :083035, aug 2013.
- [20] JH Fisher, CD Newlander, R Horton, KB Fournier, J Emig, R Patterson, JF Davis, S Seiler, and PP Jenkins. Radiochromic film measurement of spatial uniformity for a laser generated x-ray environment. *Review of Scientific Instruments*, 83(10) :10E137, 2012.
- [21] Jamal Ahmad Mirza, Rodrigo Hernández Millares, Geon Il Kim, So-Yeon Park, Jaegi Lee, and Sung-Joon Ye. Characterization of radiochromic films as a micrometer-resolution dosimeter by confocal raman spectroscopy. *Medical Physics*, 46(11) :5238–5248, 2019.

- [22] G. Fiksel, S. X. Hu, V. A. Goncharov, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, V. A. Smalyuk, B. Yaakobi, M. J. Bonino, and R. Jungquist. Experimental reduction of laser imprinting and rayleigh–taylor growth in spherically compressed, medium-z-doped plastic targets. *Physics of Plasmas*, 19(6) :062704, 2012.
- [23] Camelia V. Stan, Alison M. Saunders, Matthew P. Hill, Tom Lockard, Kyle Mackay, Suzanne J. M. Ali, Robert E. Rudd, James McNaney, Jon Eggert, and Hye-Sook Park. Radiographic areal density measurements on the omega ep laser system. *Review of Scientific Instruments*, 92(5) :053901, 2021.
- [24] A. Ya. Faenov, Y. Kato, M. Tanaka, T. A. Pikuz, M. Kishimoto, M. Ishino, M. Nishikino, Y. Fukuda, S. V. Bulanov, and T. Kawachi. Submicrometer-resolution in situ imaging of the focus pattern of a soft x-ray laser by color center formation in lif crystal. *Opt. Lett.*, 34(7) :941–943, Apr 2009.
- [25] G. Baldacchini, S. Bollanti, F. Bonfigli, F. Flora, P. Di Lazzaro, A. Lai, T. Marolo, R. M. Montecali, D. Murra, A. Faenov, T. Pikuz, E. Nichelatti, G. Tomassetti, A. Reale, L. Reale, A. Ritucci, T. Limongi, L. Palladino, M. Francucci, S. Martellucci, and G. Petrocelli. Soft x-ray submicron imaging detector based on point defects in lif. *Review of Scientific Instruments*, 76(11) :113104, 2005.
- [26] Tatiana Pikuz, Anatoly Faenov, Yuji Fukuda, Masaki Kando, Paul Bolton, Alexander Mitrofanov, Alexander Vinogradov, Mitsuru Nagasono, Haruhiko Ohashi, Makina Yabashi, Kensuke Tono, Yashinori Senba, Tadashi Togashi, and Tetsuya Ishikawa. Optical features of a lif crystal soft x-ray imaging detector irradiated by free electron laser pulses. *Opt. Express*, 20(4) :3424–3433, Feb 2012.
- [27] A. Faenov, M. Matsubayashi, T. Pikuz, Y. Fukuda, M. Kando, R. Yasuda, H. Iikura, T. Nojima, T. Sakai, M. Shiozawa, and et al. Using lif crystals for high-performance neutron imaging with micron-scale resolution. *High Power Laser Science and Engineering*, 3 :e27, 2015.
- [28] P. Mabey, B. Albertazzi, Th. Michel, G. Rigon, S. Makarov, N. Ozaki, T. Matsuoka, S. Pikuz, T. Pikuz, and M. Koenig. Characterization of high spatial resolution lithium fluoride x-ray detectors. *Review of Scientific Instruments*, 90(6) :063702, 2019.
- [29] G. Rigon, B. Albertazzi, T. Pikuz, P. Mabey, V. Bouffetier, N. Ozaki, T. Vinci, F. Barbato, E. Falize, Y. Inubushi, N. Kamimura, K. Katagiri, S. Makarov, M. J.-E. Manuel, K. Miyanishi, S. Pikuz, O. Poujade, K. Sueda, T. Togashi, Y. Umeda, M. Yabashi, T. Yabuuchi, G. Gregori, R. Kodama, A. Casner, and M. Koenig. Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma. *Nature Communications*, 12(2679), 2021.
- [30] J Tous, P Horodysky, K Blazek, M Nikl, and JA Mares. High resolution low energy x-ray microradiography using a ccd camera. *Journal of Instrumentation*, 6(01) :C01048, 2011.
- [31] Partha S Sarkar, NK Ray, Manoj K Pal, Ravi Baribaddala, Ashish Agrawal, Y Kashyap, A Sinha, and SC Gadkari. Development of x-ray ccd camera based x-ray micro-ct system. *Review of Scientific Instruments*, 88(2) :023702, 2017.

- [32] R Kano, T Sakao, H Hara, S Tsuneta, K Matsuzaki, K Kumagai, M Shimojo, K Minesugi, K Shibasaki, EE Deluca, et al. The hinode x-ray telescope (xrt) : camera design, performance and operations. *Solar Physics*, 249(2) :263–279, 2008.
- [33] KU Akli, PK Patel, R Van Maren, RB Stephens, MH Key, DP Higginson, B Westover, CD Chen, AJ Mackinnon, T Bartal, et al. A dual channel x-ray spectrometer for fast ignition research. *Journal of Instrumentation*, 5(07) :P07008, 2010.
- [34] L. C. Jarrott, M. S. Wei, C. McGuffey, F. N. Beg, P. M. Nilson, C. Sorce, C. Stoeckl, W. Theobald, H. Sawada, R. B. Stephens, P. K. Patel, H. S. McLean, O. L. Landen, S. H. Glenzer, and T. Döppner. Calibration and characterization of a highly efficient spectrometer in von hamos geometry for 7-10 keV x-rays. *Review of Scientific Instruments*, 88(4) :043110, 2017.
- [35] Luc Petit, Jean-Pierre Hulin, and Étienne Guyon. *Hydrodynamique physique 3e édition (2012)*. EDP Sciences, 2012.
- [36] Petros Tzeferacos, M Fatenejad, N Flocke, G Gregori, DQ Lamb, D Lee, J Meinecke, A Scopatz, and K Weide. Flash magnetohydrodynamic simulations of shock-generated magnetic field experiments. *High Energy Density Physics*, 8(4) :322–328, 2012.
- [37] Petros Tzeferacos, Milad Fatenejad, Norbert Flocke, Carlo Graziani, G Gregori, DQ Lamb, D Lee, J Meinecke, A Scopatz, and K Weide. Flash mhd simulations of experiments that study shock-generated magnetic fields. *High Energy Density Physics*, 17 :24–31, 2015.
- [38] Petros Tzeferacos, A Rigby, A Bott, AR Bell, Robert Bingham, A Casner, F Cattaneo, EM Churazov, J Emig, N Flocke, et al. Numerical modeling of laser-driven experiments aiming to demonstrate magnetic field amplification via turbulent dynamo. *Physics of Plasmas*, 24(4) :041404, 2017.
- [39] B. Fryxell, K. Olson, P. Ricker, F. X. Timmes, M. Zingale, D. Q. Lamb, P. MacNeice, R. Rosner, J. W. Truran, and H. Tufo. FLASH : An adaptive mesh hydrodynamics code for modeling astrophysical thermonuclear flashes. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 131(1) :273–334, nov 2000.
- [40] Flash Center for Computational Science. *FLASH User’s Guide*. University of Chicago, 10-2019.
- [41] David Arnett. 2d simulations of supernovae. *International Astronomical Union Colloquium*, 145 :91–98, 1996.

Chapitre 5

Radiographie de plasmas denses et turbulents générés par lasers

Lorsque les sciences dévoilent les secrets de la nature, ce que celle-ci perd de mystérieux, elle le gagne en merveilleux.

Paul Carvel

5.1 Intérêt de la radiographie de phase en HDE

Les instabilités de Rayleigh-Taylor [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8] et de Kelvin-Helmholtz [9, 10, 11, 12, 13, 14, 15] se distinguent par le développement de structures caractéristiques dont l'évolution peut mener un système vers la turbulence [6]. La présence de champs magnétiques externes [16], la compressibilité, le nombre d'Atwood d'un système [17], la diffusivité du milieu [18] ou encore la géométrie initiale du système [19] sont des facteurs importants pouvant faire fortement varier l'aspect d'une instabilité. Ainsi, être en mesure d'imager le développement de ces structures est un aspect fondamental dans l'étude de la turbulence.

Un second point important de l'étude des instabilités hydrodynamiques par radiographie est lié à l'analyse des mélanges turbulents. L'évolution du mélange de deux fluides est un problème fondamental permettant l'évaluation expérimentale des coefficients de diffusion à l'interface entre deux milieux [20, 21, 22, 23, 24, 25]. Lorsque deux milieux de densités différentes s'interpénètrent, la zone de mélange dans la région où se développe l'instabilité voit son niveau de transmission X varier en fonction de l'espace et du temps. Cette variation de transmission du rayonnement X permet d'évaluer le mélange des plasmas denses. En effet, la variation d'intensité lumineuse de la radiographie est directement liée à l'absorption du plasma traversé. Comme l'absorption locale du plasma est fonction de la fraction relative de chaque fluide le composant, il est alors possible de remonter depuis l'absorption du milieu à sa composition.

La radiographie par la seule évaluation de l'absorption peut s'avérer limitée dans l'étude fine de l'interpénétration de deux milieux. En effet, ce mode de mesure dépend principalement des ions, que nous considérerons comme les principaux responsables de l'absorption du rayonnement X. L'imagerie de phase, est quant à elle sensible à la densité électronique du milieu sondé [26], intégrée dans le sens de propagation des photons [27]. Ainsi, cette nouvelle méthode de radiographie pourrait être un outil puissant pour l'étude des mélanges. En effet, en obtenant à l'image les variations d'intensité lumineuses dues à l'absorption et les variations lumineuses liées à la variation de phase induite par la traversée d'un milieu, il est possible de remonter à la charge nucléaire effective Z_{eff} local du système sondé [28, 29, 26, 30]. Cette méthode permet donc une évaluation plus précise du niveau de mélange local à un instant donné. La limitation de cette technique de mesure est alors liée au spectre étendu des sources X générées par lasers. Le résultat obtenu au niveau du détecteur étant la superposition des informations pour chaque longueur d'onde, l'effet du spectre étendu doit être pris en compte dans les mesures.

Un dernier aspect intéressant de l'imagerie de phase est son indépendance vis à vis de l'absorption induite par le système sondé [27]. En effet, un milieu transparent peut être imagé par les seules variations de phase qu'il induit. Cet avantage devient alors un aspect non négligeable de la technique puisque les capsules de FCI [31, 32] composées de DT, ou les mousses CRF utilisées dans les études de plasmas générés par laser [33, 34, 35] ont généralement un numéro atomique Z faible, et sont donc peu absorbantes. L'imagerie de phase est donc un moyen potentiel d'amélioration de contraste à la radiographie, et de d'enrichissement des informations obtenues avec un même diagnostic. En effet, plusieurs informations peuvent être évaluées à l'aide de cette technique telles que les densités électroniques, ioniques, mais aussi l'absorption X et la réfraction X du milieu sondé ainsi que les grandeurs en découlant tels que l'indice optique, le Z_{eff} , etc... Cette méthode permet ainsi une caractérisation plus complète du milieu sondé par rapport à la radiographie par absorption seule.

5.2 Imagerie de l'instabilité Rayleigh-Taylor à l'aide de source X générées par impulsions courtes sur OMEGA-EP

5.2.1 Objectif expérimental

Suite aux développements d'une plateforme de radiographie X pour étudier l'instabilité Rayleigh-Taylor [5, 36, 37] sur l'installation LULI2000 au laboratoire LULI de l'école Polytechnique, un plan d'expériences a été proposé afin de transposer ce schéma d'imagerie sur des installations laser plus énergétiques. L'intérêt de réaliser ces expériences sur des lasers plus énergétiques repose sur plusieurs points. Le premier est qu'il permet en disposant d'une énergie plus grande de travailler à même intensité que sur l'installation LULI2000 tout en augmentant la taille de tâche focale laser. Cela permet ainsi de s'affranchir d'effets de bords liés au tube de la cible sur le développement des structures Rayleigh-Taylor, ainsi que d'une irradiation homogène sur une plus grande surface. Une autre possibilité peut simplement consister à garder une même taille de cible,

et donc augmenter l'intensité laser pour étudier l'instabilité dans des régimes plus extrêmes.

L'étude visant à limiter les effets de bords sur le développement de l'instabilité Rayleigh-Taylor en augmentant le diamètre de la cible a été réalisée en 2019 et est décrite dans la thèse de G. Rigon [36]. Un résultat notable de cette expérience a mis en évidence la difficulté d'obtenir une cible de qualité suffisante à la bonne réalisation de l'expérience dans le cas où un diamètre de cible supérieur à 2 mm est nécessaire. Nous nous concentrerons donc ici sur des cibles de diamètre plus faible de l'ordre de 1 mm. Ainsi, un premier objectif de l'expérience sera d'amener l'instabilité Rayleigh-Taylor dans son stade de croissance fortement non linéaire.

Afin de s'affranchir en partie de la limitation liée à l'utilisation de plaques phosphorescentes (ayant une faible résolution spatiale), nous avons fait le choix d'utiliser une géométrie expérimentale permettant un grandissement élevé. Ce fort grandissement est rendu possible par les dimensions importantes de la chambre d'OMEGA-EP (cf. Sec.4.1.3) permettant de longues distances de propagations, ainsi que par la flexibilité de pointage des faisceaux pompes et sondes. Les longues distances de propagations devraient par ailleurs permettre l'exploitation du phénomène d'imagerie de phase par propagation libre sur installations laser comme récemment démontrée sur OMEGA-EP [38]. Cet ajout complète ainsi les techniques de radiographie développées sur LULI2000 en imagerie X par projection de point.

Ainsi, l'objectif de l'expérience est double : emmener l'instabilité vers son stade de développement fortement non linéaire en régime décélératif tout en capturant une image où les termes de phase seraient visibles.

5.2.2 Principe des cibles

Afin d'étudier le développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, il est nécessaire de déterminer une structure de cible permettant le développement du phénomène.

Le schéma de cible présenté ici en Fig.5.1, est celui utilisé lors de l'expérience TURBOXPCI-EP-20A-AIBS du 6 août 2020 sur l'installation OMEGA-EP. Cette cible consiste en un assemblage multi-couches réalisé de sorte à maximiser le développement de structures Rayleigh-Taylor en décélération suite à une irradiation laser intense.

Cette cible, basée sur celle développée sur LULI2000 [5], est prévue pour supporter l'irradiation d'un laser intense à $2 \times 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$, délivrant 2 kJ en un pulse carré de 2 ns. L'énergie laser est déposée au niveau d'un ablateur de $15 \mu\text{m}$ d'épaisseur composé de plastique. Derrière cet ablateur se trouve une fine couche de cuivre de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur permettant de couper l'émission X générée par le plasma d'ablation et qui pourrait venir préchauffer la cible. Au dessus de cet ensemble se trouve un tube en plastique de rayon interne $500 \mu\text{m}$ et de rayon externe $550 \mu\text{m}$ contenant une mousse carbon-resorcinol ($C_{1000}O_{45}H_{65}$) que l'on abrègera par mousse CRF par la suite. La densité de la mousse pourra être variée selon les tirs entre 20 mg/cc et 100 mg/cc. Entre la couche de cuivre servant de bouclier aux radiations et la mousse se trouve une couche dite pousseur de $40 \mu\text{m}$ d'épaisseur composée de plastique dopé au brome (CHBr). Le dopage au Br du

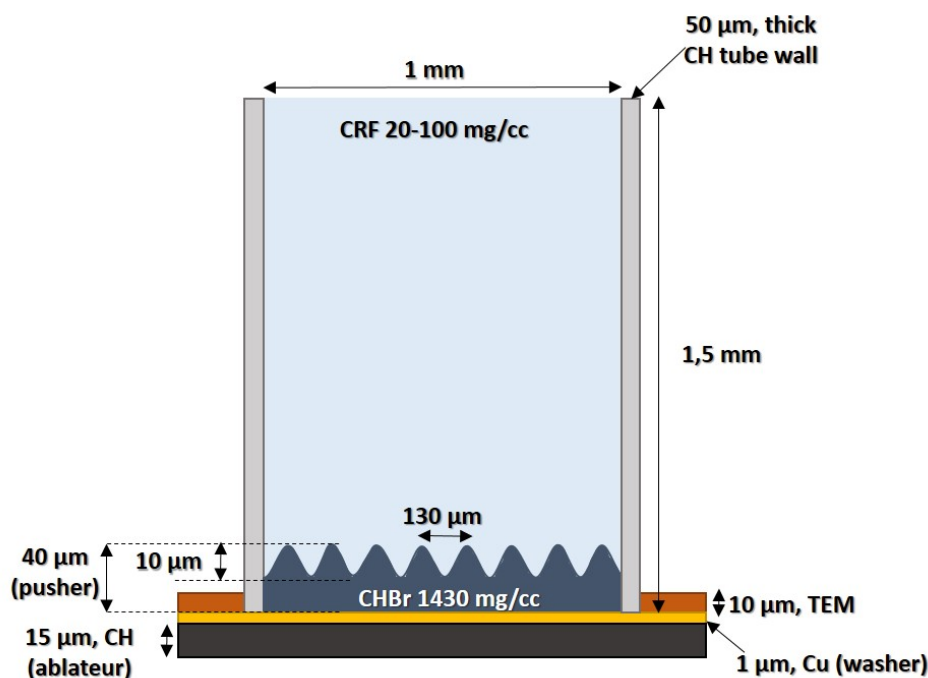


FIGURE 5.1 – Schéma des cibles Rayleigh-Taylor utilisées lors de la campagne TURBOXPCI-EP-20A-AIBS le 6 août 2020 sur l’installation OMEGA-EP

plastique est ici pensé afin d’améliorer l’absorption du plastique, et donc le contraste des doigts de Rayleigh-Taylor à la radiographie. Afin de favoriser le développement de l’instabilité, les 10 derniers microns du poussoir sont modulés avec une période de $130 \mu\text{m}$ et une amplitude de $10 \mu\text{m}$ servant de germe au développement de l’instabilité.

La mise en mouvement de l’ensemble de la cible est assurée par le laser, qui en déposant son énergie au niveau de l’ablateur permet de lancer un choc qui débouche dans le poussoir puis dans la mousse. La détente du poussoir de densité 1.43 g/cc dans la mousse sous-dense est alors à l’origine du développement de l’instabilité de Rayleigh-Taylor. Le mode dominant dans notre cas est le mode correspondant à la modulation imprimée à la surface du poussoir, qui nous permet de sélectionner le développement d’une longueur d’onde donnée. Dans notre cas, la longueur d’onde de $130 \mu\text{m}$ a été choisie en adéquation avec les expériences de G. Rigon sur LULI2000 [5, 37]. Cette longueur d’onde a l’avantage d’être suffisamment faible par rapport à la taille de la tâche focale du laser pour permettre une irradiation uniforme sur plusieurs modulations.

5.2.3 Plateforme expérimentale

La plateforme expérimentale ici présentée est basée sur l’alternance des faisceaux 1-3 et 2-4 de sorte à augmenter le nombre de tirs potentiels durant la campagne. Les faisceaux 1 et 2 sont utilisés en mode de copropagation (cf. Sec.4.1.3) en impulsion courte de 50 ps à l’intensité de $5.5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, et sont réservés à la génération de sources de rayonnement X par laser. Le pointage des faisceaux 1 et 2 est représenté en rouge sur la

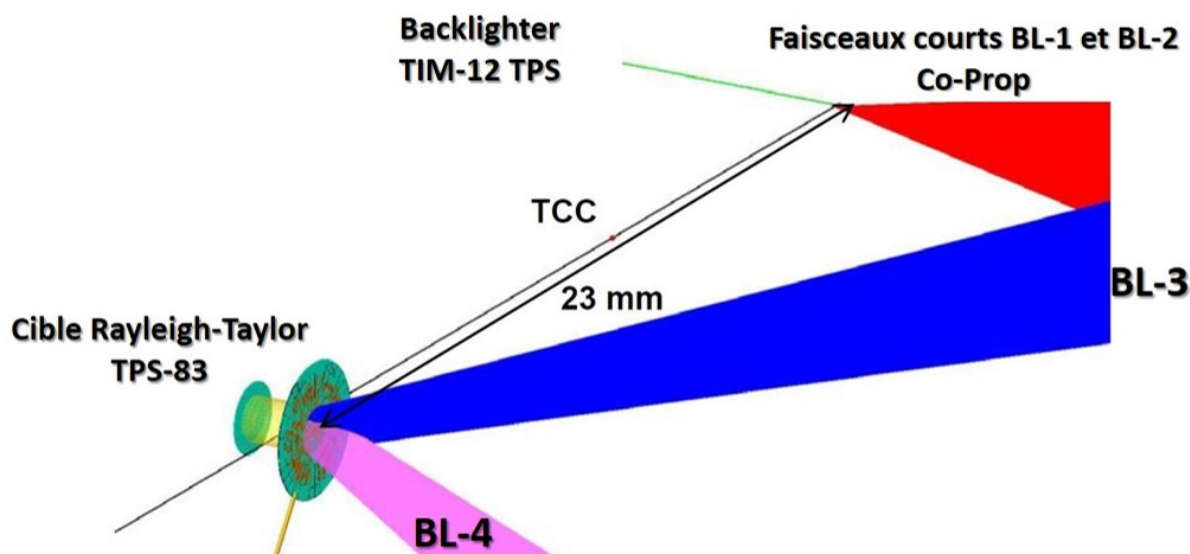


FIGURE 5.2 – *Vue Visrad de la configuration de faisceaux dans la chambre OMEGA-EP pour l'expérience TURBOXPCI-EP-20A-AIBS.*

figure Fig.5.2. Les faisceaux longs 3 et 4 représentés en bleu et rose respectivement, sont quant à eux réservés pour l'irradiation des cibles Rayleigh-Taylor dans le régime d'intensité $0.5 - 2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ en impulsion carrée de 2 ns et tâche focale super-gaussienne d'ordre 8 de rayon $750 \mu\text{m}$ à mi-hauteur. La variation d'intensité sur cible a été obtenue par simple variation d'énergie des faisceaux 3 et 4 dans l'intervalle 0.5 – 2 kJ durant la journée de tir.

Les diagnostics principaux de la plateforme ici présentée sont la radiographie X réalisée à l'aide de sources de rayonnement K_α générées par des lasers en impulsions courtes. L'irradiation des fils de titane, produit une émission X à une énergie de 4.51 keV. Le rayonnement ainsi produit est utilisé pour sonder à différents instants une cible en mousse CRF de densité 100 mg/cc dont l'image est projetée sur deux plaques phosphorescentes placées l'une derrière l'autre afin de filtrer le rayonnement X.

La distance entre la source X et la cible est de 23 mm tandis que la distance entre la cible et l'imageur est de 1.4 m, permettant ainsi un large grandissement de la cible sur détecteur (de l'ordre de 62). Ces grandes distances de propagation, comme vu en Sec.3.4.3, devraient par ailleurs permettre d'obtenir sur détecteur les termes d'imagerie de phase liés à la faible déflexion du rayonnement X induite par le plasma.

Le second diagnostic utilisé est le spectromètre Von Hammos (ZnVH) utilisant un cristal HOPG et placé en TIM-11 afin de disperser le rayonnement qu'il reçoit de la source de rayonnement X. Il nous renseigne sur les propriétés spectrales du rayonnement servant à l'imagerie. Un dernier spectromètre, XRS, est quant à lui placé pour observer et la cible Rayleigh-Taylor, et la source de rayonnement pour suivre les émissions comparées des deux systèmes.

5.2.4 Calculs préliminaires avec le code FLASH

Les délais entre les propositions d'expériences sur installations et leur réalisation sont en général d'environ un an. Ainsi, il est indispensable de vérifier au préalable par le calcul numérique le bon fonctionnement de la cible proposée afin de préparer au mieux l'expérience.

Pour ce faire, l'utilisation de codes hydrodynamiques est l'option privilégiée de par la complexité des phénomènes mis en oeuvre. Dans notre cas, nous utilisons le code FLASH [39, 40], décrit un peu plus tôt dans le manuscrit en Sec.4.5.2.

Un défaut du code FLASH, inhérent à de nombreux codes hydrodynamiques est ici visible au niveau des bords de la cible (cf. Fig.5.3). Dû aux diffusions purement numériques, les bords du tube diffusent dans les milieux moins denses adjacents à mesure que la simulation progresse. Les effets aux abords des parois du tube sont donc purement numériques et non physiques. Un second détail à noter sur le sujet, est que les diffusions sont d'autant plus importantes que la densité du maillage est faible. Ceci est simplement dû au fait que les diffusions sont calculées de proche en proche à chaque pas de temps.

Afin d'éviter ce phénomène, il est possible de "geler" certaines couches de fluides pour les dégeler plus tard en fonction du temps ou de critères physiques. Néanmoins, un dégel trop tardif de la couche peut lui aussi être source d'artefacts numériques importants. En effet, lors du passage du choc principal lancé par l'ablation laser et ayant débouché dans la mousse, la partie du choc en contact avec le bord du tube "gelé", est alors sujette à des réflexions de choc plus importantes que si la couche n'était pas gelée. Ainsi, dans nos simulations, les critères de dégel de couche fluide ont été des critères importants. Ce genre de méthodes se retrouvent dans de nombreux codes hydrodynamiques comme HYDRA [41, 42, 43] où il est généralement désigné sous le terme de "quiet start" [44, 45].

Dans notre cas, même si la physique des phénomènes en bord de cible est sujette à discussion dû aux artefacts numériques, ce qui se passe plus au centre du tube, n'est cependant pas impacté. Elle peut donc être interprétée par le biais de la physique, et les mesures présentées ci-après déduites des simulations ont ainsi été effectuées sur les doigts au centre de la cible. Ces problèmes de diffusion de couches seront des questions plus importantes dans le cas des cibles Kelvin-Helmholtz qui seront discutées un peu plus loin dans le chapitre.

Ainsi, en fournissant au code les propriétés de la cible ainsi que celles du laser devant l'ablater, il est possible d'obtenir une prévision de la dynamique des phénomènes mis en oeuvre. Ce résultat permet ainsi de préparer une feuille de route idéale pour la journée de tirs en définissant notamment les instants de radiographie à privilégier.

En Fig.5.3 sont présentés les résultats des calculs préliminaires obtenus avec le code FLASH. Un laser en impulsion carrée de 2 ns à l'intensité $2 \times 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$ irradie une cible Rayleigh-Taylor monomode, dont la densité initiale de la mousse a été fixée à 100 mg/cc. La résolution spatiale de la grille de la simulation est fixée à $1.8 \mu\text{m}$, et le coefficient de limitation de flux (CFL) de la simulation est fixé à 0.3.

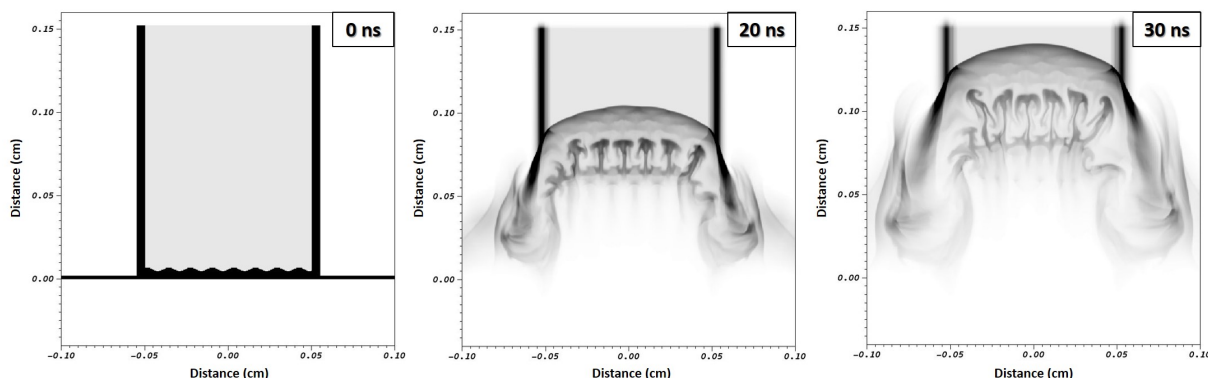


FIGURE 5.3 – Cartes de densités obtenues à l’aide de simulations FASH 2D pour des cibles monomodes de densité 100 mg/cc irradiées par une impulsion carré de 2 ns et une énergie de 2 kJ. (Simulations réalisées pour préparer l’expérience TURBOXPCI-EP-20A-AIBS.)

D’après la simulation, il est attendu que le choc généré par laser débouche au niveau de la mousse avec une vitesse d’environ $50 \mu\text{m}/\text{ns}$ puis décélère rapidement au fur et à mesure que le temps passe pour n’être que d’environ $30 \mu\text{m}/\text{ns}$ après 30 ns de propagation dans la mousse. Dans le sillage du choc, le pousseur modulé est décéléré dans la mousse et développe en instabilité de Rayleigh-Taylor.

Les premiers résultats de simulations semblent indiquer que l’instabilité de Rayleigh-Taylor se développe rapidement dans la mousse, pour atteindre une amplitude de $200 \mu\text{m}$ dès 20 ns après le début de l’irradiation laser.

5.2.5 Résultats expérimentaux

Le rayonnement X généré au niveau de la source a permis la radiographie statique de la cible comme vu en figure Fig.5.4. L’image imprimée sur la première IP est de bonne qualité, les détails des modulations de la cible étant visibles. L’image formée sur l’IP arrière est formée à l’aide des composantes plus énergétiques du rayonnement X produit au niveau du fil de titane. Sur cette dernière image, seule la base de la cible fortement absorbante est visible, le tube et la mousse étant alors transparents.

La résolution sur grille estimée lors d’un tir sans irradiation des faisceaux nano-seconde est de $20 \pm 2 \mu\text{m}$, et est montrée en Fig.5.5. La résolution a été estimée comme étant la distance nécessaire pour monter de 10 % à 90 % de l’amplitude du signal au niveau d’un fil de la grille. Dans le cas de tirs avec irradiation des faisceaux longs, la résolution s’est vue dégradée de l’ordre de 25 – 50 % en fonction des tirs. Dans les tirs où aucune grille n’était présente, la résolution a été mesurée en utilisant un bord franc du porte cible de la même façon qu’avec la grille.

La brillance de la source produite n’a néanmoins pas été suffisante pour dépasser l’émission du plasma de couronne produit lors de l’irradiation de la cible de Rayleigh-Taylor avec les faisceaux nano-secondes. Dans ce cas, l’image plate face avant approche

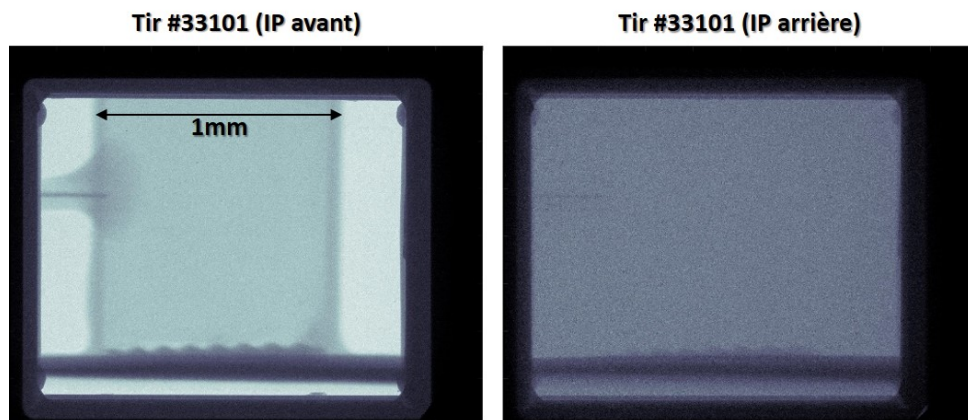


FIGURE 5.4 – Radiographie brute de cible non irradiée obtenue avec la plateforme. Sur l’IP avant se trouve l’image formée avec l’ensemble des composantes du rayonnement incident, tandis que sur l’IP arrière se trouve l’image obtenue avec le rayonnement à plus haute énergie ($E > 10$ keV).

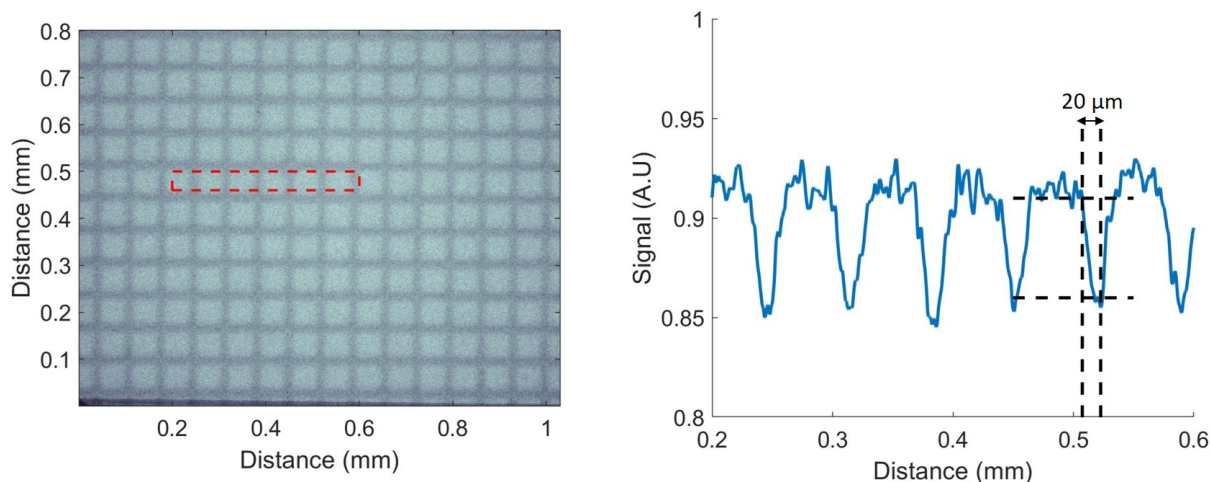


FIGURE 5.5 – Image statique de grille lors du tir 33095 pour estimer la résolution. Le profil moyenné sur 100 pixel verticaux est montré dans la figure de droite.

alors la saturation, et le signal est imprimé sur l’IP face arrière avec le rayonnement plus énergétique et un contraste réduit.

Dans certains cas, comme il est montré en figure Fig.5.6, le faible contraste sur l’image plate arrière, est suffisant pour qu’à l’aide de méthodes de traitements d’images soit retrouvée une image interprétable pour la mesure des doigts de Rayleigh-Taylor.

Le traitement d’image ici réalisé consiste en deux étapes simples. La première étape consiste en un traitement de l’image à l’aide d’un algorithme d’égalisation d’histogrammes adaptatifs à contraste limité [46, 47]. La seconde étape consiste à appliquer un filtre de

Wiener [48] après le traitement précédent.

Les algorithmes de traitement d'image basés sur l'égalisation d'histogramme à des fins d'amélioration de contraste sont des outils connus depuis la fin des années 60 [49], mais ayant vraiment commencé à trouver leur essor à partir des années 80-90 [50, 51, 52, 53], poussés par les besoins d'amélioration du contraste des images en radiographie médicale [54, 55, 56], et l'amélioration des capacités de calcul numérique et d'algorithmes plus rapides [55].

L'idée principale autour de cette méthode de traitement d'image basée sur l'égalisation d'histogramme est la suivante. Considérons une image monochrome, dont chaque pixel peut être représenté par ses coordonnées et son niveau d'intensité lumineuse, tel que c'est le cas dans pour les détecteurs CCD par exemple. La procédure standard sur l'égalisation d'histogramme consiste à faire en sorte que chaque pixel de l'image se voit réattribué une valeur d'intensité telle que la distribution des valeurs d'intensité dans l'image finale s'approche le plus possible d'une distribution uniforme [47].

Ainsi, dans le cas d'une image de faible contraste comme obtenu en figure Fig.5.6, on voit que la plupart des pixels sont représentés par une gamme de valeurs proches, et l'histogramme des valeurs de l'image est alors très déséquilibré, les pixels sombres montrant les régions où les rayons X ayant été absorbés étant largement minoritaires. En ré-équilibrant les valeurs d'intensité de chaque pixel de l'image de faible contraste, on finit ainsi par donner un poids beaucoup plus important aux pixels non encore totalement saturés par rapport aux pixels saturés, permettant ainsi de faire ressortir les structures de Rayleigh-Taylor et de la cible dans notre cas.

Le défaut de cette méthode d'amélioration de contraste par égalisation d'histogramme, est qu'elle sous-entend que sur l'ensemble de l'image traitée, la qualité du signal est comparable en tout point. On recartographie alors les valeurs d'intensité de chaque pixel de l'image globale avec la même échelle uniforme de couleurs. Hors, certaines parties de l'image peuvent avoir été marquées plus fortement que d'autres.

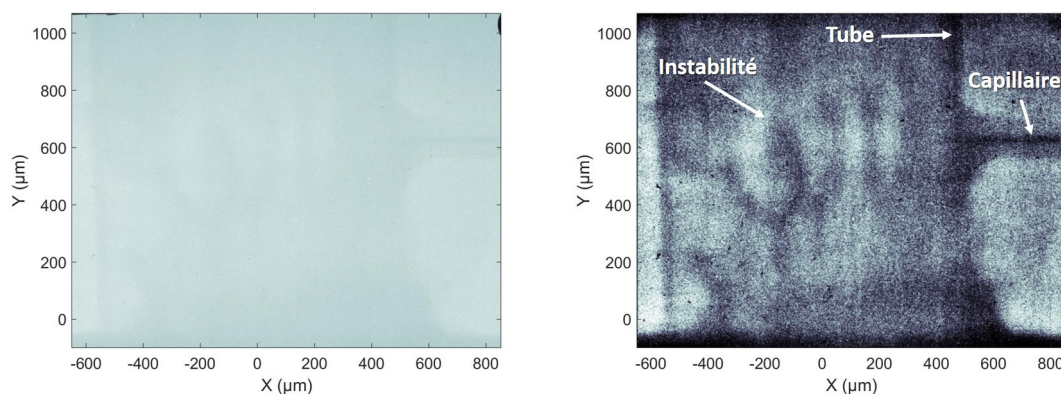


FIGURE 5.6 – Image brute obtenue sur l'IP arrière d'un développement Rayleigh-Taylor avant et après traitement d'image.

Une mise à l'échelle locale des valeurs d'intensité peut donc être souhaitée. Cette variation permet ainsi une amélioration du contraste en fonction des voisins proches de chaque pixel et donc une amélioration de contraste adaptée en chaque point de l'image. On parle alors d'égalisation d'histogramme adaptatif à contraste limité.

L'éclairage des sources X n'étant généralement pas parfaitement uniforme sur l'ensemble de la surface des images plates utilisées, l'hypothèse d'un contraste local est généralement vérifiée. Nous avons donc choisi cette seconde solution qui semble plus adaptée à nos données expérimentales.

Dans le cadre de ce manuscrit, l'entièreté des données a été analysée à l'aide de Matlab [57], qui a l'avantage d'être extrêmement efficace dans le cas du calcul matriciel. Ce mode de calcul est particulièrement pratique dans le cas du traitement d'image. De plus, le logiciel Matlab possède déjà, de manière intégrée une fonction sur l'égalisation d'histogramme adaptatif à contraste limité très optimisée. La fonction fournit un résultat de calcul en quelques secondes pour une image en 2000x2000 pixels (temps estimé lors de notre utilisation de la fonction).

Nous avons précisé un peu plus tôt que le traitement de ces images de faible contraste a été effectué à l'aide de la combinaison d'amélioration de contraste par égalisation d'histogramme et de filtrage de Wiener. Ce dernier filtre est utilisé afin de corriger le bruit granulaire observé sur les images après égalisation d'histogramme. En assumant une distribution gaussienne de ce bruit, le filtre de Wiener devient alors intéressant à utiliser et permet une filtration du bruit jusque 10% meilleur que dans le cas d'un simple filtre médian [58] sans être fondamentalement plus compliqué à mettre en place.

Le résultat obtenu après traitement des IP est alors montré en Fig.5.7, où nous pouvons observer les doigts de Rayleigh-Taylor s'étant développés suite à l'accélération du pousseur dense dans la mousse CRF plus légère. L'aspect plus sombre des doigts obtenus à la radiographie est dû au brome contenu dans le pousseur, plus absorbant que le plastique ou la mousse. Il permet ainsi un meilleur contraste de l'image.

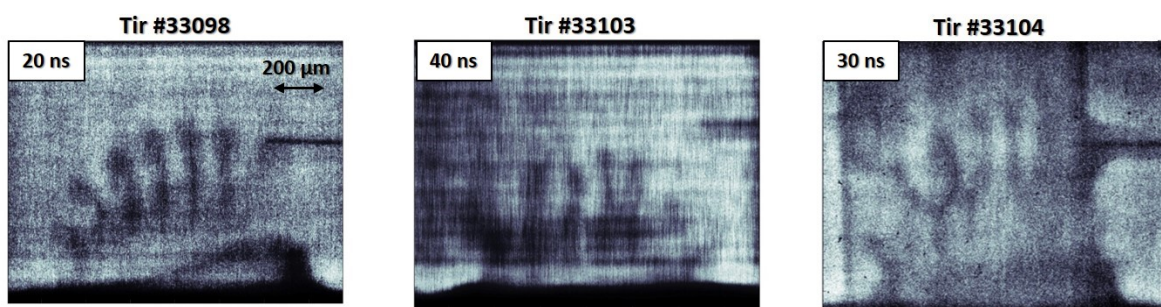


FIGURE 5.7 – Radiographies de l'instabilité Rayleigh-Taylor obtenue dans une mousse à 100 mg/cc à l'aide de cibles monomodes après une irradiation de $2 \times 10^{14} \text{ W cm}^2$ (gauche), $4.6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (centre), $4.7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (droite) sur cible et une intensité laser de $5.6 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ sur le fil de titane.

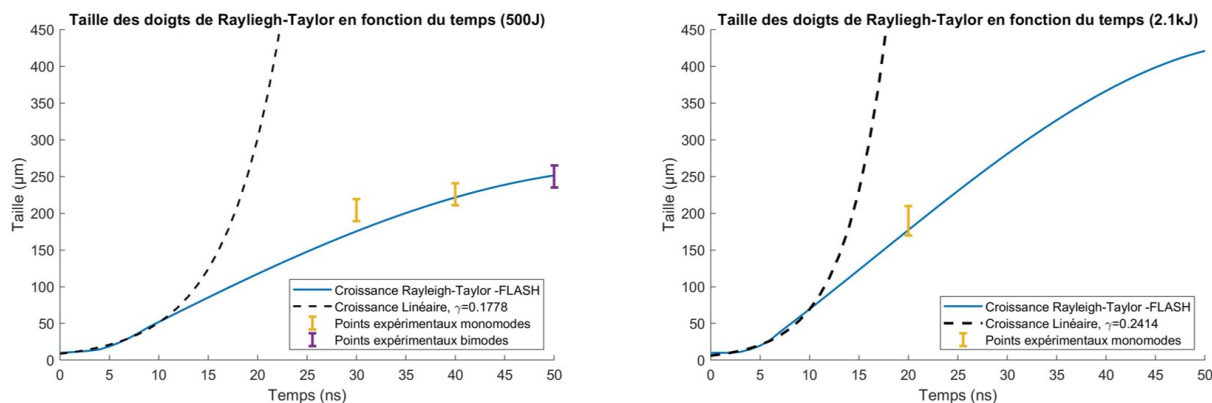


FIGURE 5.8 – Comparaison de la taille des doigts de Rayleigh-Taylor obtenus sur installation laser dans le cas d’une cible irradiée entre 0.5 – 2 kJ aux prédictions de simulations FLASH.

Toutes les cibles Rayleigh-Taylor n’ont pas nécessairement été irradiées à l’aide des mêmes caractéristiques d’intensité laser. De plus, le comportement assez variant d’un tir à l’autre de l’émission du plasma de couronne aboutit à des différences d’altération des radiographies d’un tir à l’autre. Ce phénomène se traduit au niveau du traitement d’image par la capacité ou non à analyser les structures de l’instabilité. Dans le cas où nous arrivons à récupérer une image, il peut néanmoins arriver que certaines structures comme celles du tubes ne soient pas forcément présentes dans l’image obtenue.

Les résultats expérimentaux et numériques pour les deux intensités laser utilisées lors de la campagne expérimentale sont montrés en Fig.5.8. La faible fluence du rayonnement X généré par laser au niveau de la cible de titane ayant rendu difficile l’imagerie de l’instabilité, environ une radiographie sur deux seulement a pu être utilisée après analyse de données, donnant des résultats très parcellaires. Une campagne expérimentale supplémentaire afin de compléter les mesures réalisées pourrait être envisagée afin d’avoir une comparaison plus robuste avec les simulations. Une campagne supplémentaire serait aussi l’occasion de perfectionner cette plateforme d’imagerie. Un blindage du plasma de couronne serait alors à prévoir.

Les points obtenus expérimentalement semblent confirmer la tendance des calculs FLASH indiquant qu’une réduction de l’intensité laser initiale de $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ d’un facteur 4 induit une variation du taux de croissance de l’ordre de 25%. Le manque de points et de résolution obtenus expérimentalement ne permet cependant pas de conclure sur l’influence des modes se développant après irradiation.

Le second objectif de l’expérience, consistant à réaliser une imagerie de phase par libre propagation des doigts de Rayleigh-Taylor ne fut pas atteint. Il est alors important de comprendre les raisons ayant conduits à l’absence de structures de contraste de phase, ainsi qu’au faible contraste sur les radiographies obtenues.

L’intérêt principal de la radiographie en impulsion courte réside dans la capacité à atteindre une intensité plus grande que ce qui est possible en impulsion longue, permettant

une amélioration du taux de conversion K_α [59]. Un second avantage de ce type de source est leur durée de vie, de l'ordre de la durée de l'impulsion du laser [60, 61] permettant ainsi une intégration temporelle beaucoup plus courte pour la formation d'image. Ce type de sources permet ainsi une meilleure résolution par limitation du flou de bougé.

Nous avons observé durant l'ensemble de la thèse qu'une tendance de large fluctuation de l'émission X est obtenue tir à tir lorsqu'un fil est utilisé pour générer la source de rayonnement. Cette fluctuation peut être atténuée par l'utilisation de feuilles métalliques. Cette variabilité des fils s'accompagne classiquement d'un plus faible taux de conversion X dû à l'épaisseur du fil, inférieure à la tâche focale du laser, réduisant donc la surface d'interaction pour générer des photons.

Les fortes fluctuations entre chaque séquence de tir peuvent être expliquées par plusieurs points. La tâche focale du laser étant plus importante que les dimensions du fil, le moindre défaut de pointage, même dans la barre d'erreur de pointage de $20\ \mu\text{m}$ assuré par l'installation, implique un recouvrement plus ou moins important du fil par la tâche focale laser, et donc une génération plus ou moins importante de photons. De plus, la moindre variation du profil spatial de la tâche focale, avec la figure de speckle du laser, peut devenir extrêmement problématique. L'intensité sur fil devient alors largement dépendante de la distribution spatiale d'intensité de la tâche laser. Le rayonnement X généré d'un tir à l'autre devient fortement dépendant de la densité de points chauds dans la tâche focale du laser.

L'avantage de l'utilisation d'un fil métallique pour la génération de rayonnement X provient de la plus faible extension spatiale des sources ainsi générées par rapport à celles obtenues à l'aide de feuilles métalliques. Ceci permet a priori une meilleure résolution spatiale de la radiographie, ce qui dans notre cas n'a pas été manifeste. En effet, la somme des incertitudes liées à la génération de rayonnement X explicitées juste avant, donne une grande variabilité de la qualité de la source X générée. De plus, la faible fluence X obtenue depuis des fils irradiés ne nous incite pas à réutiliser cette géométrie de cible pour des expériences futures.

Comme il sera vu plus loin en Sec.6.3.2, l'émission des sources X générées à l'aide de feuilles métalliques étant plus stable et plus importante, il nous paraît dans un premier temps plus indiqué d'utiliser ce type de cibles comme sources de rayonnement. Afin d'améliorer la résolution, une combinaison de feuilles métalliques et de sténopé peut être envisagée afin d'obtenir une source de meilleure fluence et de faible extension spatiale pour la réalisation de radiographies à haute résolution.

Le problème de fluence de rayonnement X provenant des fils de titane est particulièrement visible dans les données du spectromètre XRS présentées en figure Fig.5.9. Ce dernier nous montre l'émission enregistrée provenant de la source X en première ligne ainsi que de la cible Rayleigh-Taylor en deuxième ligne. On observe que le rayonnement provenant de la cible de Rayleigh-Taylor est bien plus marqué que la ligne d'émission provenant de la source X elle-même. Cela nous indique une domination nette du rayonnement de la cible Rayleigh-Taylor perçu par le détecteur, d'où le faible contraste à la radiographie.

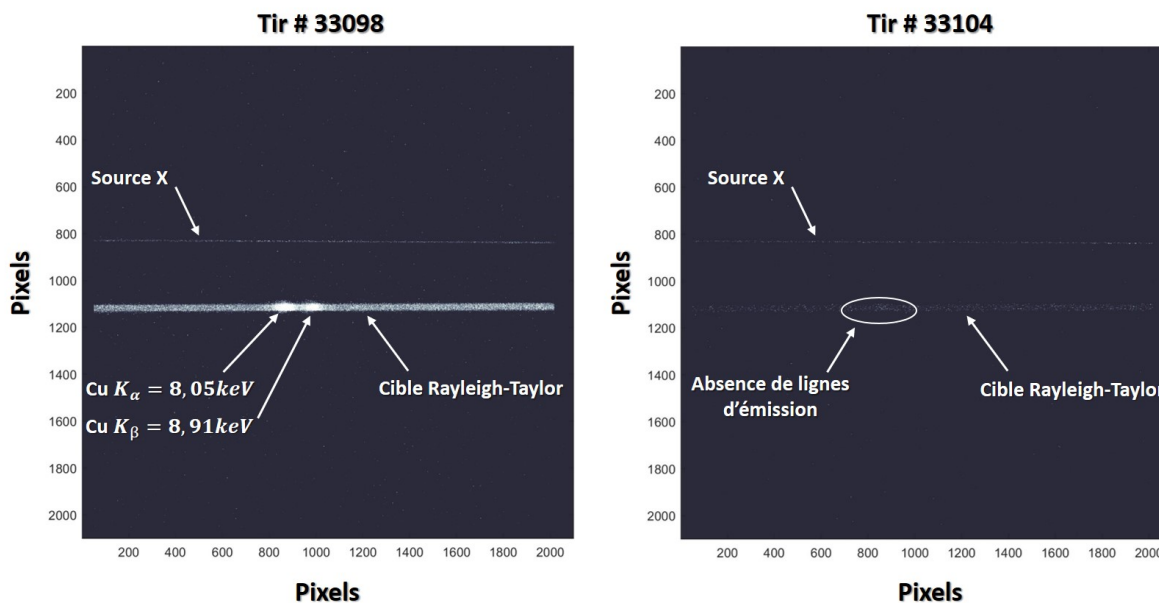


FIGURE 5.9 – Émission comparée provenant du backlighter (ligne supérieure) et de la cible de Rayleigh-Taylor (ligne inférieure) vue par le spectromètre HRS pour les tirs 33098 et 33103 lors de la campagne TURBOXPCI-EP-20A-AIBS.

Un point notable visible dans le tir 33098 par exemple, présenté à gauche de la Fig.5.9, est la présence des lignes d'émission du cuivre K_α et K_β qui n'apparaissent plus dans le tir 33104. La différence la plus notable entre ces deux tirs étant la diminution de l'énergie laser sur la cible Rayleigh-Taylor, passée de 2 kJ à 500 J. Les lignes d'émission du cuivre proviennent du bouclier de la cible Rayleigh-Taylor. Ce bouclier était sensé couper le rayonnement du plasma de couronne provenant de l'irradiation de l'ablateur et pouvant préchauffer la mousse. Il est situé entre l'ablateur et le pousseeur modulé de la cible Rayleigh-Taylor. Il n'est donc pas sensé être ablaté par le laser nano-seconde. La présence de ces lignes d'émission ne peut-être due qu'à deux possibilités :

- une ablation plus forte que calculée avec FLASH permettant d'atteindre le cuivre,
- un chauffage suffisant de la cible par le plasma pour que le cuivre rayonne

Dans ce cas précis, les lignes d'émission étant particulièrement marquées, il n'est pas impossible de penser qu'une partie du bouclier en cuivre ait été ablaté par le laser. Le résultat étant cette très forte émission du cuivre. A l'inverse, en diminuant l'énergie, et donc l'intensité sur cible comme dans le tir 33104, des détails tels que le tube contenant la mousse redeviennent visibles. Néanmoins, il est à noter que la fluence de la source X reste relativement faible, et du même ordre de grandeur que l'émission X provenant de la cible de Rayleigh-Taylor.

Cette problématique de l'émission X parasite provenant de l'ablation de la cible de Rayleigh-Taylor a été rencontrée durant les campagnes précédentes au LULI. Néanmoins, aucune solution pérenne n'a encore été trouvée.

Comme illustration des propos précédents, nous présentons ici en Fig.5.10 les deux derniers tirs de la journée d'expérience. Le tir 33106 montre une image de cible Rayleigh-Taylor non choquée, et où l'énergie sur cible de source X a été doublée. Les structures caractéristiques d'imageries de phase par libre propagation sont alors visibles au niveau des régions de forts gradients correspondant aux bords de la cible. Classiquement, en imagerie par absorption, le profil d'intensité perçu devrait être constant hors de la cible, et creusé au niveau de la projection de la cible. Ici, les bords de cibles sont marqués par une structure de sur-intensité et sous-intensité correspondant au contraste de phase [27, 62].

Juste en dessous de la figure de la cible non irradiée se trouve l'image d'une mousse choquée à l'aide d'un laser à l'intensité $I = 4.7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Comme sur la cible Rayleigh-Taylor, on observe ce motif caractéristique du contraste de phase au bord de la cible, caractérisé par l'alternance d'une sur et sous-intensité permettant d'améliorer le contraste de l'image. En ce qui concerne le choc, une légère sur-intensité en amont du choc est visible, permettant d'en souligner la position de façon un peu plus contrastée que dans le cas d'une radiographie en absorption simple.

Cette cible pour l'étude de chocs ne comportant pas de couche de cuivre dans sa

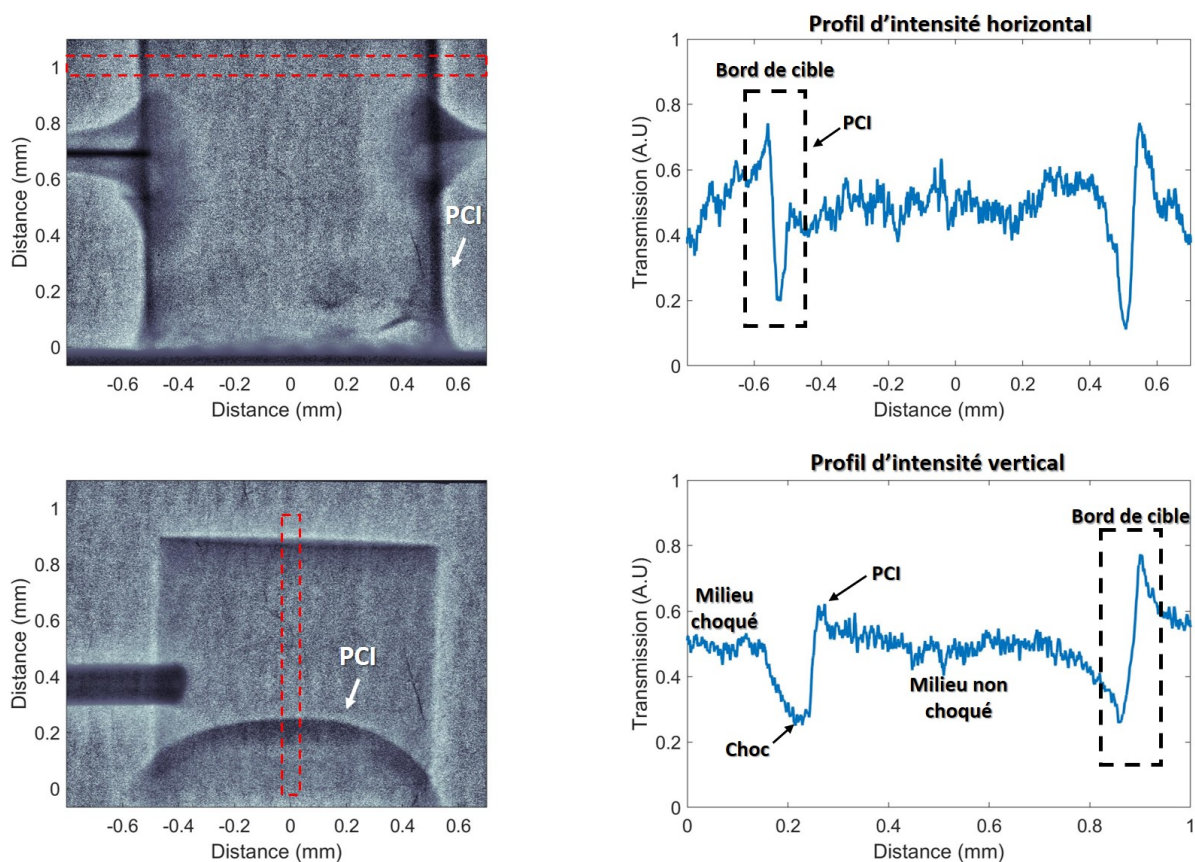


FIGURE 5.10 – Images en contraste de phase par libre propagation (PCI) d'une cible de Rayleigh-Taylor non irradiée (tir 33106) et d'une mousse irradiée à $I = 4.7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (tir 33105). Les profils d'intensité présentés sont obtenus après intégration sur 100 pixels.

composition contrairement aux cibles Rayleigh-Taylor, le fond de radiation produit par son irradiation est plus faible, que précédemment. De plus, l'énergie sur le fil étant plus importante, l'émission de la source X produite pour la radiographie l'emporte sur le fond de radiation dû au plasma de couronne de la cible principale. Ceci permet le marquage des termes de phase à la radiographie.

5.2.6 Conclusions de l'expérience

Durant cette expérience nous avons pu observer qu'il était difficile de produire une source X de forte fluence à l'aide de fils. L'utilisation de feuilles métalliques permettant une plus grande surface d'interaction semble être une alternative intéressante à la génération de sources de plus grandes fluences. Une seconde solution compatible avec la précédente, afin d'améliorer la statistique de photons émis par une cible, consisterait à irradier la feuille de titane avec un faisceau plus long. Cette méthode se ferait néanmoins au prix de la résolution spatiale par l'introduction d'un flou de bougé plus important. Une énergie plus importante sur cible X permettrait la génération d'un nombre de photons plus important pour une même intensité laser sur cible. Le problème de ces deux solutions réside néanmoins dans la perte de résolution induite par la dimension accrue de la source de rayonnement et la durée d'intégration pour la formation de l'image. Même si de nombreux photons seraient alors coupés, l'utilisation d'un sténopé pourrait être envisagée afin de ne pas avoir une source de rayonnement trop étendue, ce qui nuirait fortement à la qualité de l'imagerie. Cette technique de projection de point sera mise en oeuvre dans l'expérience Kelvin-Helmholtz juste après.

Le besoin d'une fluence X plus importante pour la radiographie sur installation laser provient de la nécessité de dépasser l'émission propre de la cible principale provenant du plasma de couronne. Une seconde source de rayonnement parasite au niveau de la lamelle de cuivre de la cible de Rayleigh-Taylor a été observée. Ce rayonnement intense qui a dégradé notre qualité d'imagerie provient du chauffage intense de la couche de cuivre ou d'une irradiation involontaire de l'ablateur. Ce problème pourrait être limité à l'avenir en rajoutant quelques microns d'ablateur, évitant ainsi le rayonnement du cuivre tout en permettant d'irradier les futures cibles à plus haute énergie.

Un second point pour améliorer notre technique de radiographie serait d'utiliser un métal de numéro atomique Z plus élevé, pouvant émettre un rayonnement K-alpha à une énergie plus élevée que le titane. Nous pourrions ainsi dominer plus aisément le rayonnement provenant du plasma de couronne provenant de l'ablation de la cible Rayleigh-Taylor. En surpassant l'émission provenant de la cible, les termes de contraste de phase, très sensibles, seraient alors potentiellement visibles à la radiographie permettant donc d'améliorer la plateforme d'imagerie en contraste de phase par libre propagation sur l'installation OMEGA-EP.

Le résultat principal de cette expérience montre qu'il semble nécessaire de développer de nouvelles solutions à la génération de sources de rayonnement X par laser. L'exploration de nouvelles géométries de cibles et paramètres lasers est à envisager pour permettre une conversion plus efficace de l'énergie laser en énergie de rayonnement X. Ces progrès

seraient alors bénéfiques à l'imagerie en contraste de phase, très sensible aux rayonnement parasites de l'environnement à imager.

Un dernier point intéressant de cette expérience est que le traitement d'image par égalisation d'histogrammes adaptatif à contraste limité, peut s'avérer extrêmement intéressant pour retrouver un signal lorsque son contraste se voit fortement altéré par des émissions parasites.

Dans notre cas, sur des plaque phosphorescentes où il était très difficile de voir les détails à l'oeil nu, ce type de traitement a permis de rendre visible les structures de l'instabilité, mais aussi de la cible elle-même dans certains cas. Cette méthode de traitement du signal a ainsi permis de restaurer les images nous permettant de valider la plateforme de simulation FLASH que nous avons mis en place. Néanmoins, des points de mesures expérimentaux supplémentaires seront nécessaires afin de totalement vérifier les simulations sur l'ensemble du développement de l'instabilité.

5.3 Radiographie X de l'instabilité Kelvin-Helmholtz magnétisée à l'aide de sources X en impulsions longues

5.3.1 Objectif de l'expérience

L'effet stabilisant des lignes de champ magnétique parallèles à un écoulement sur la croissance de l'instabilité Kelvin-Helmholtz, a été prédit depuis plus d'un demi-siècle [63], et régulièrement observé dans le contexte astrophysique au niveau de la magnétosphère terrestre [64, 65, 66, 67]. Néanmoins, cette théorie est seulement valable durant la phase de croissance linéaire de l'instabilité dans un écoulement incompressible. Cette hypothèse a commencé à être mise en oeuvre en laboratoire récemment à l'aide de champs magnétiques modestes dans des jets de plasma [68, 69], vérifiant l'effet de suppression de l'instabilité. Néanmoins, la question de la suppression de l'instabilité Kelvin-Helmholtz dans des régimes d'écoulements plus extrêmes n'a pas encore été étudiée expérimentalement en laboratoire. Nous proposons ici un premier dimensionnement intermédiaire avant une transposition sur l'installation NIF pour l'étude de ce phénomène en régime fortement compressible. L'étude de ce phénomène en régime compressible et au stade non linéaire permettraient une meilleure approche et compréhension du phénomène habituellement observé en astrophysique [70, 71] au sein du laboratoire.

5.3.2 Design historique de la plateforme

Le modèle de cibles que nous utilisons est basé sur celui développé par O.A. Hurricane [9] ayant déjà donné de bons résultats sur OMEGA-60 [10]. Les deux couches principales de la cible sont composées dans notre cas de plastique dopé au brome (CHBr) de densité 1.43 g/cc et de mousse CRF de densité 50 mg/cc.

La cible utilisée dans leur expérience est présentée en Fig.5.11. Dans ce modèle, venant de la gauche, un laser d'intensité 4×10^{14} W/cm² irradie en impulsion carrée de 1 ns un

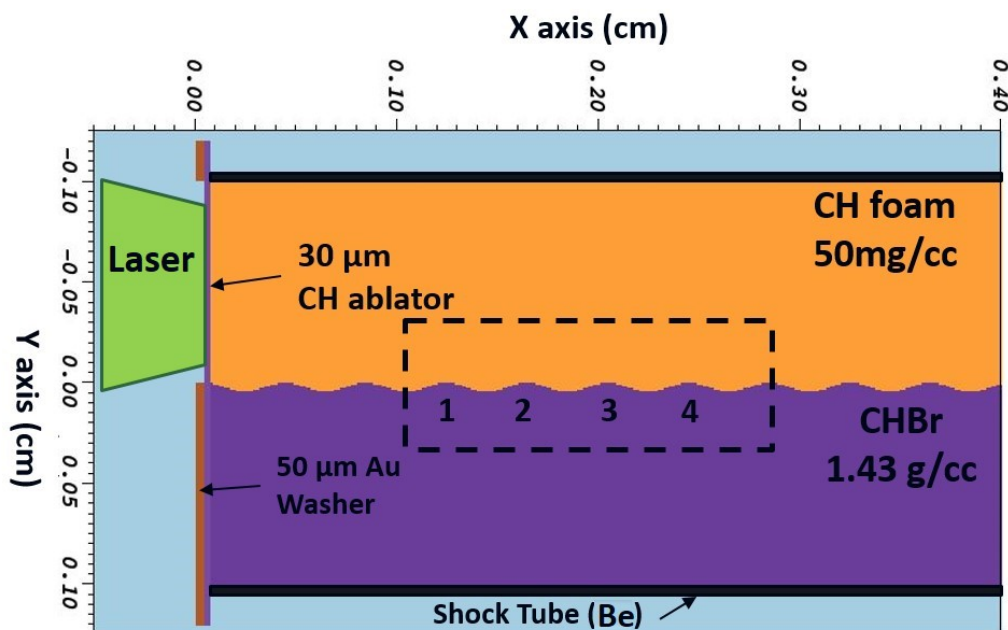


FIGURE 5.11 – Schéma de la cible de Kelvin-Helmholtz. L'instabilité se développe au sein du tube de 4 mm de long et 2 mm de large. Un choc débouche dans la partie haute de la cible et la traverse de la gauche vers la droite suite à l'ablation d'une couche de 30 μm de plastique servant d'ablateur. La couche haute de la cible est composée d'une mousse CRF en dessous de laquelle est placée une couche de CHBr. A l'interface entre les deux milieux est imprimée une modulation de longueur d'onde $\lambda = 400 \mu\text{m}$ et amplitude 60 μm utilisée comme germe pour le développement de l'instabilité Kelvin-Helmholtz. L'ensemble de la cible est maintenu entre deux murs de béryllium de 100 μm d'épaisseur.

ablateur en plastique de 30 μm d'épaisseur et de largeur 1 mm. Afin de couper un maximum de radiations provenant du plasma de couronne et dont le rayonnement pourrait dégrader la radiographie, un bouclier de 50 μm d'épaisseur en or est placé à la base de la cible. Le choc généré par le laser au niveau de l'ablateur débouche dans une mousse CRF de densité ayant été variée entre 50 mg/cc et 500 mg/cc. Le fluide mis en mouvement dans le sillage du choc est alors sujet au cisaillement à l'interface entre la couche de mousse et la couche immobile de CHBr plus dense juste en dessous. Les deux milieux sont encadrés par deux murs de béryllium d'épaisseur 100 μm . Les deux murs de Be sont distants de 2 mm, et le CHBr et la mousse CRF se répartissent respectivement les moitiés inférieure et supérieure du tube. L'ensemble de la cible mesure 4 mm de long, permettant ainsi le développement de 10 rouleaux de Kelvin-Helmholtz avant que le choc ne débouche hors du tube.

La boîte en pointillés noir présente sur la figure Fig.5.11 représente le champ de vue de la radiographie et les numéros 1 à 4 représentent l'immatriculation pour l'identification des rouleaux dont nous suivront le développement.

Comparaison des résultats FLASH avec la littérature existante

Afin d'assurer une bonne stabilité de calcul, la résolution de la simulation a été descendue à $2 \mu\text{m}$ (afin de limiter les problèmes de diffusion numérique) et le coefficient CFL mis à 0.3 pour assurer la convergence des calculs.

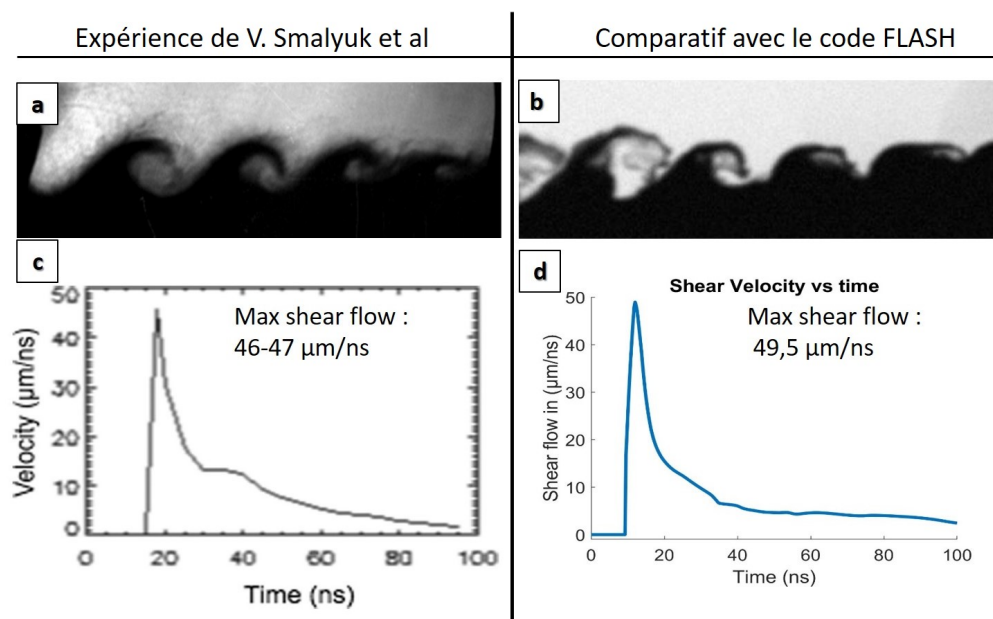


FIGURE 5.12 – Etalonnage des simulations faites avec FLASH depuis l'expérience décrite par V. Smalyuk et al [10]. L'encadré (a) représente un développement de Kelvin-Helmholtz 1 mm an aval de l'ablateur au temps 75 ns tandis que l'encadré (b) représente le résultat de simulation FLASH au même endroit et instant de la cible. Le profil de vitesse de cisaillement en fonction du temps par V. Smalyuk est montré en (c), tandis que le profil de vitesse de cisaillement obtenu via FLASH est montré en (d).

Pour préparer au mieux l'expérience, nous nous sommes appuyé sur les résultats de l'étude expérimentale de Kelvin-Helmholtz dans son régime classique établie par O.A. Hurricane et V. Smalyuk [9, 10] afin d'étalonner une plateforme de simulation numérique avec la code FLASH. En effet, il n'est pas rare que des décalages notables entre les comportements simulés et étudiés expérimentalement soient observés. Ces décalages, sont généralement liés aux équations d'état utilisées dans les calculs ainsi qu'aux modèles de dépôt d'énergie laser. Dans notre cas, les équations d'état utilisées sont celles fournies par PROPACEOS [72, 73], qui est l'un des modèles les plus courants de la littérature avec SESAME [74, 75].

Le cas référence de cette expérience est celui obtenu avec des cibles utilisant une mousse de densité 100 mg/cc . L'irradiation est effectuée à l'aide d'une impulsion carrée de 1 ns délivrant 4 kJ sur une surface de $800 \mu\text{m}$ de diamètre, correspondant à une intensité de $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Le profil de vitesse de cisaillement 1 mm après l'ablateur est fourni en vignette (c) de la figure Fig.5.12. Dans notre cas, ce profil de vitesse est reproduit de façon

assez fidèle par le code FLASH avec une intensité laser sur cible réduite de 40%.

Depuis les résultats de simulation, on a réalisé une radiographie synthétique ayant une résolution spatiale de $20\ \mu\text{m}$ à $t = 75\ \text{ns}$. La comparaison aux résultats expérimentaux est présentée en vignettes (b) et (d) de la figure Fig.5.12. On peut alors constater que l'extension spatiale des rouleaux est similaire à ceux obtenus expérimentalement. Ainsi, en se basant sur les résultats obtenus ici, l'intensité laser utilisée dans FLASH doit être abattue de 40% par rapport à l'intensité laser réelle. Ce correctif semble ainsi permettre de reproduire suffisamment fidèlement les résultats expérimentaux.

5.3.3 Plateforme de Kelvin-Helmholtz magnétisé

La plateforme expérimentale de Kelvin-Helmholtz magnétisé est développée sur les bases de l'expérience présentée juste avant de l'instabilité Kelvin-Helmholtz classique [9, 76, 10, 77, 78].

La cible Kelvin-Helmholtz consiste en une cible multi-couches de dimensions totales $1.2 \times 2 \times 4\ \text{mm}^3$, ce qui est similaire à l'expérience de référence que nous avons utilisé. Elle est montée sur un cône prévu pour contenir le plasma ablaté en amont de la cible. Nous présentons une vue de la cible montée sur son cône en Fig.5.13. Le rayonnement X produit par l'ablation de la cible est coupée par un bouclier d'or placé à l'intérieur de ce cône (cf Fig.5.15).

Pour établir un champ magnétique intense dans l'ensemble de la cible, à cause des grandes dimensions de cette dernière, il est nécessaire de faire usage de 2 bobines MIFEDS [79, 80, 81] de troisième génération [82] pour baigner l'ensemble de la structure dans

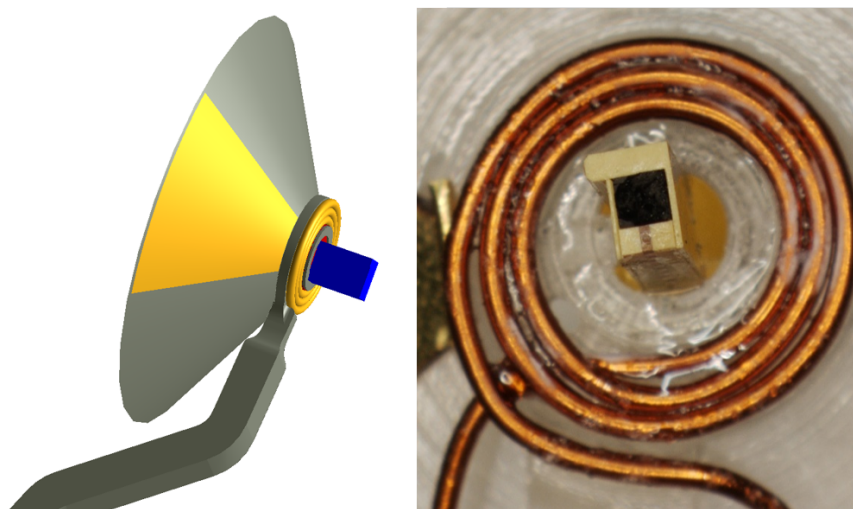


FIGURE 5.13 – Cible multicouche Kelvin-Helmholtz montée sur son cône de protection et entourée de l'une des bobines MIFEDS permettant l'établissement d'un champ magnétique externe intense.

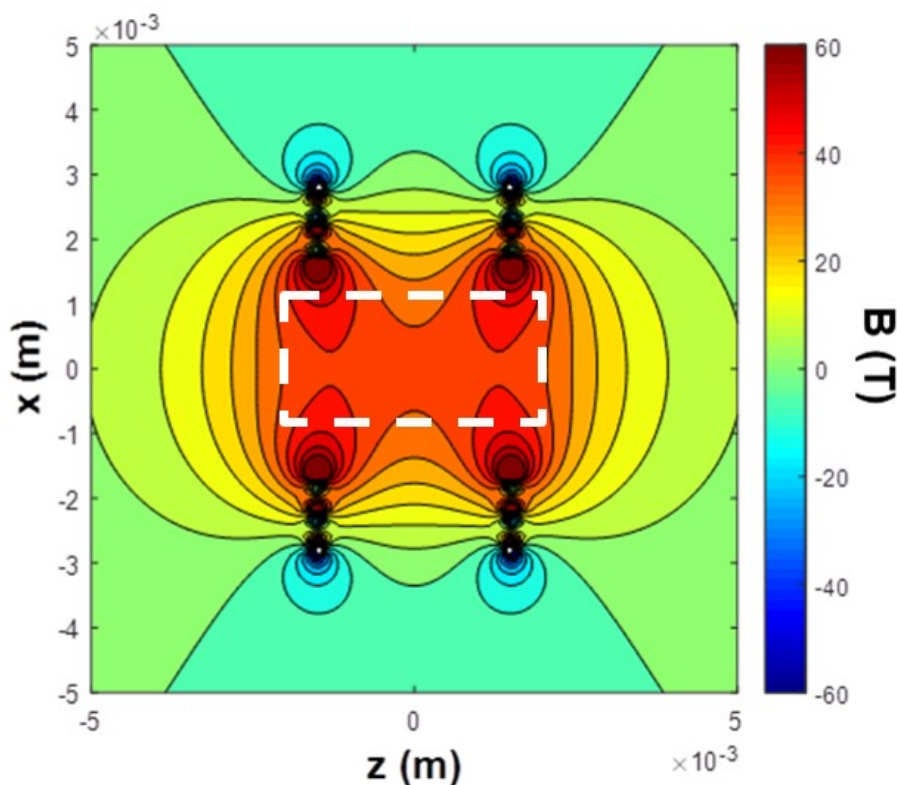


FIGURE 5.14 – *Intensité des champs magnétiques générés par les bobines MIFEDS. La position relative de la cible par rapport au champ magnétique est représentée par le rectangle blanc au centre de l'image, montrant la possibilité d'obtenir un champ magnétique homogène d'au moins 35 T au coeur de la cible dans le cas où les deux bobines sont espacées de 2 mm.*

un champ magnétique, le plus intense et homogène possible (cf Fig.5.14). A l'aide de ce système, des champs magnétiques de l'ordre de 32 T ont déjà été mesurés sur l'installation OMEGA [82] grâce à un pulseur capable de délivrer de larges courants de l'ordre de 20 – 30 kA. Ces bobines permettent l'établissement de champs magnétiques intenses sur une durée de l'ordre de $1 \mu\text{s}$, mais où le champ magnétique maximal perdure sur des durées de l'ordre de 100 ns. Les développements actuels du LLE sur les bobines MIFEDS devraient nous permettre d'atteindre jusque 40 T.

Dans notre cas, les deux bobines sont disposées de telle sorte que la première bobine est solidaire du cône sur lequel est positionné la cible tandis que la seconde bobine sera placée autour de la cible en centre chambre à l'aide d'un second inserteur comme montré en Fig.5.15. Ainsi, lorsque les deux bobines entourent la cible de Kelvin-Helmholtz en étant espacées de 2 – 2.5 mm, le champ magnétique obtenu au coeur de la cible est théoriquement de l'ordre de $\sim 35 \text{ T}$, comme montré en figure Fig. 5.14.

Afin de s'assurer une valeur de champ magnétique plus important de l'ordre de 40 T, il est possible de rapprocher les 2 bobines MIFEDS d'un millimètre, réduisant alors le champ de vue à 3 rouleaux au lieu de 4. Ce compromis entre champ de vue et intensité du champ magnétique est intéressant puisqu'il permet de s'assurer de la bonne magnétisation de la cible pour en maximiser l'effet sur la croissance des rouleaux de Kelvin-Helmholtz.

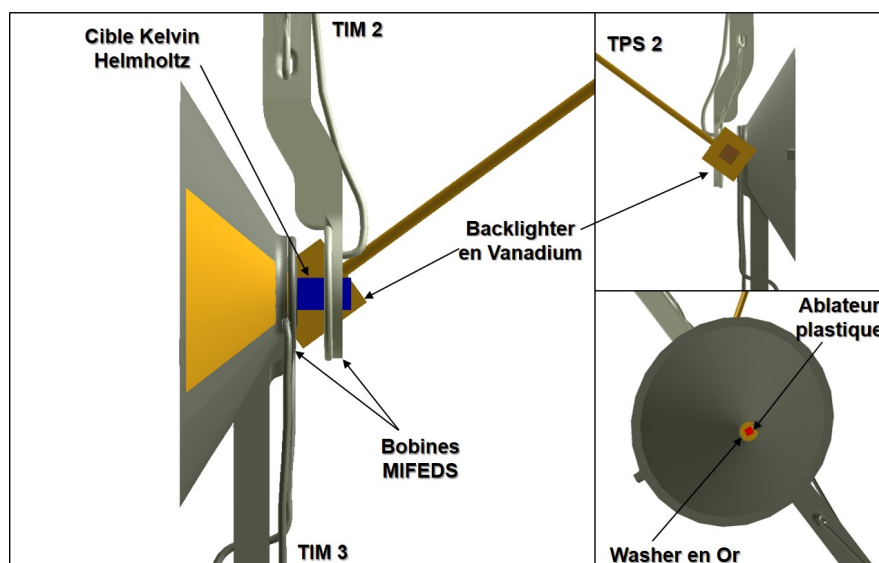


FIGURE 5.15 – Position relative des éléments introduits en centre chambre. A gauche, est montré le point de vue du TIM-4 portant le film radiochromique pour l'imagerie. La cible (en bleu) est montée sur son cône de protection et est entourée par 2 bobines MIFEDS. A l'arrière plan, en couleur dorée, est montrée la feuille de Vanadium utilisée comme source X et insérée à l'aide du TPS-2. La vue de côté du backlighter est montrée en haut à droite. En bas à droite est montré le point de vue d'un des 10 lasers utilisés pour l'irradiation.

Une autre modification apportée à la cible consistera à changer les murs de béryllium par des murs en plastiques plus perméables au champ magnétique. Cette modification devrait ainsi favoriser la magnétisation de la cible.

La géométrie des faisceaux laser utilisés durant l'expérience est présentée en figure Fig.5.16. L'irradiation laser de la cible de Kelvin-Helmholtz (en bleue) est produite à l'aide de 10 faisceaux laser, représentés avec la même couleur que la cible qu'ils ablatent, permettant de délivrer 2.2 kJ en une impulsion quasi-carrée de 1 ns. Les temps de montée en puissance et fin d'irradiation sont de l'ordre de 100 ps. La tâche focale du laser sur cible suit une loi super-gaussienne d'ordre 5, et de rayon à mi-hauteur de l'ordre de $400 \mu\text{m}$, permettant une irradiation finale de l'ordre de $\sim 2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Le diagnostic principal de l'expérience est la radiographie X. La source de rayonnement utilisée pour permettre l'imagerie des rouleaux de Kelvin-Helmholtz est obtenue par l'irradiation d'une feuille de Vanadium à l'aide de 3 faisceaux laser nano-seconde. Chacun de ces faisceaux délivre une énergie de 450 J sur cible en impulsion super-gaussienne d'ordre 10 et de largeur à mi-hauteur 1 ns. La tâche focale obtenue à l'aide des 3 impulsions permet une irradiation quasi homogène de $1000 \mu\text{m}$ de diamètre à l'intensité $1.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Afin de limiter l'extension spatiale de la source X utilisée pour la radiographie, un système de sténopé est installé à $500 \mu\text{m}$ de la cible X. Le sténopé est constitué d'une plaque de tantale ayant une ouverture de $25 \mu\text{m}$ centrée sur la feuille de vanadium.

Dans cette configuration expérimentale, la distance séparant la feuille de Vanadium à

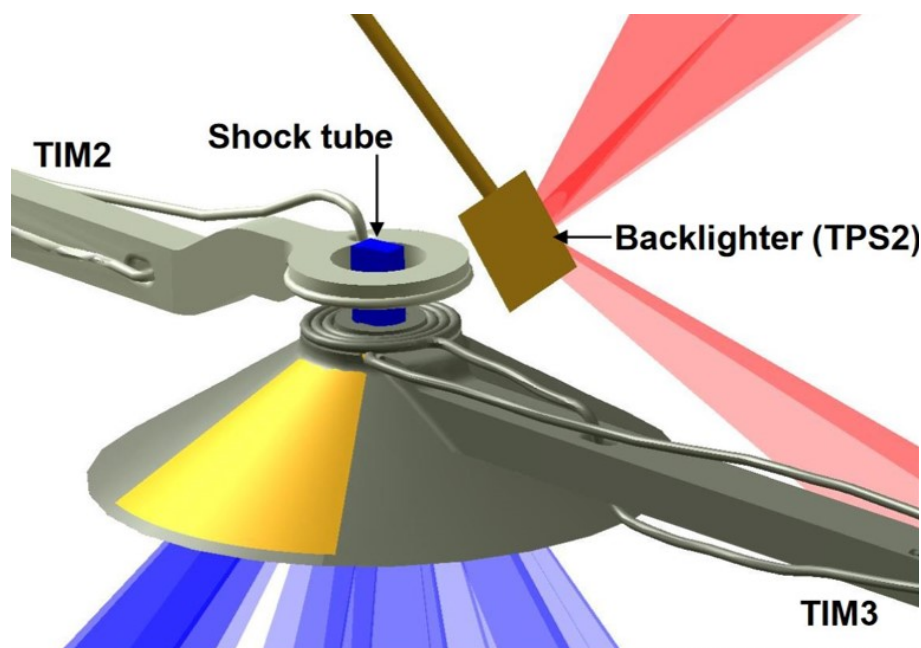


FIGURE 5.16 – Configuration laser de l'expérience MagKHI2021-A sur OMEGA-60. En bleu, sont représentés les 10 lasers servant à l'irradiation de la cible de Kelvin-Helmholtz. En rouge, sont représentés les 3 lasers utilisés pour l'irradiation du backlighter de Vanadium.

la cible suit le dimensionnement précédent de V. Smalyuk et al [10] de l'ordre de 10 mm. La distance entre le film radiographique et la cible est d'environ 230 mm et permet donc un grandissement total de 24 à l'imagerie.

5.3.4 Dimensionnement de cible

Le taux de croissance linéaire incompressible de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est classiquement donné comme :

$$\gamma_{ic} = \sqrt{2k^2 \frac{B^2}{\mu_0 (\rho_1 + \rho_2)} + \frac{1 - \mathcal{A}^2}{4} k^2 \Delta U^2} \quad (5.1)$$

où k est le nombre d'onde de la modulation, ΔU est la différence de vitesse des deux couches superposées, B est le champ magnétique parallèle à l'écoulement. ρ désigne la densité de la couche de fluide léger lorsqu'il est dénoté par l'indice 1, et de fluide lourd lorsque dénoté par l'indice 2. La lettre \mathcal{A} désigne le nombre d'Atwood du système.

Pour déterminer un régime où la croissance de l'instabilité est atténuée de manière quantifiable, le taux de croissance peut être utilisé comme base pour la définition des densités des couches composant la cible.

En Fig.5.17 est présenté la variation du taux de croissance linéaire incompressible de l'instabilité Kelvin-Helmholtz en fonction du nombre d'Atwood, de la vitesse de cisaillement, ainsi que du champ magnétique externe parallèle appliqué au système. Ce taux de

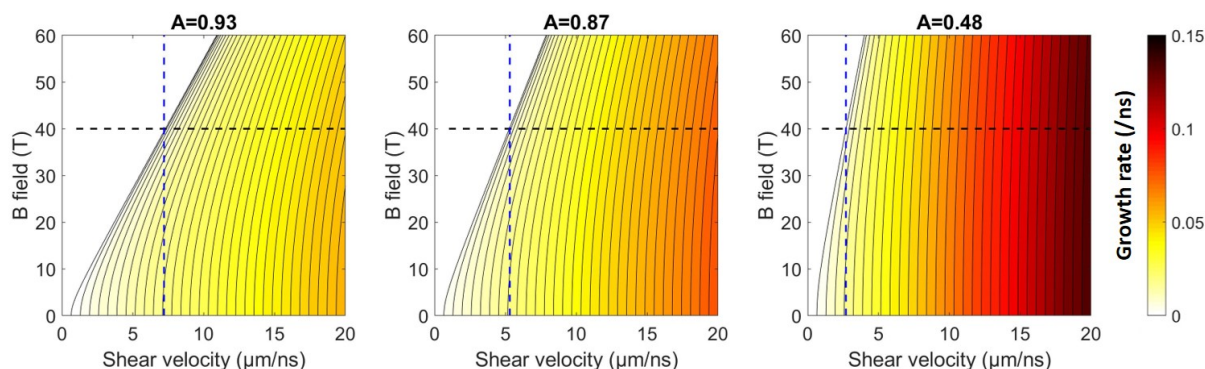


FIGURE 5.17 – *Taux de croissance de Kelvin-Helmholtz incompressible en fonction du nombre d’Atwood, de la vitesse de cisaillement, et du champ magnétique externe appliqué. Sont désignés en pointillés le champ magnétique maximal possible expérimentalement sur OMEGA et la vitesse de cisaillement maximale permettant encore la suppression de l’instabilité.*

croissance est valide dans le cas où une modulation de longueur d’onde $\lambda = 400 \mu\text{m}$ est utilisée comme graine pour le développement de l’instabilité. La région blanche présente sur la figure correspond à une suppression magnétique pure et simple de l’instabilité, tandis que les régions colorées indiquent un développement de l’instabilité d’autant plus important que la couleur tend vers le rouge sombre.

La couche de fluide dense sera composée d’un plastique dopé au brome et de densité initiale $\rho_H = 1.43 \text{ g/cc}$. La variation du nombre d’Atwood montrée en Fig.5.17 est donc obtenue en faisant varier la densité de la mousse qui servira de base pour la couche de fluide léger. Ainsi, les nombres d’Atwood de 0.93 – 0.87 – 0.48 sont respectivement obtenus à l’aide de mousses de densité initiale 50 – 100 – 500 mg/cc.

On observe en Fig.5.17 que plus le nombre d’Atwood du système s’approche de 1 (i.e. plus la densité de mousse est faible), plus l’effet de champ magnétique externe sur le système est important. La valeur de champ magnétique maximale possible en expérience sur l’installation OMEGA est de 40 T au centre de la cible. Elle est obtenue à l’aide de bobines MIFEDS [79, 83] placées autour de la cible. Il convient donc de se placer dans une configuration permettant une atténuation du taux de croissance suffisante pour que la différence de croissance des rouleaux avec et sans champ magnétique soit visible à la radiographie. Pour le cas des cibles ayant une densité de mousse de 50 mg/cc, la région blanche montre une suppression magnétique de Kelvin-Helmholtz à 40 T pour une vitesse de cisaillement inférieure à $7.5 \mu\text{m/ns}$ et $5 \mu\text{m/ns}$ dans le cas de mousse à 100 mg/cc. L’objectif étant d’atténuer le Kelvin-Helmholtz le plus vélocement possible, nous privilégierons la mousse de plus faible densité.

5.3.5 Modèle baroclinique et saturation de l’instabilité

Le modèle de croissance de l’instabilité de Kelvin-Helmholtz tel que décrit par Chandrasekhar [63] est pratique dans l’étude de la croissance en phase linéaire de l’instabilité

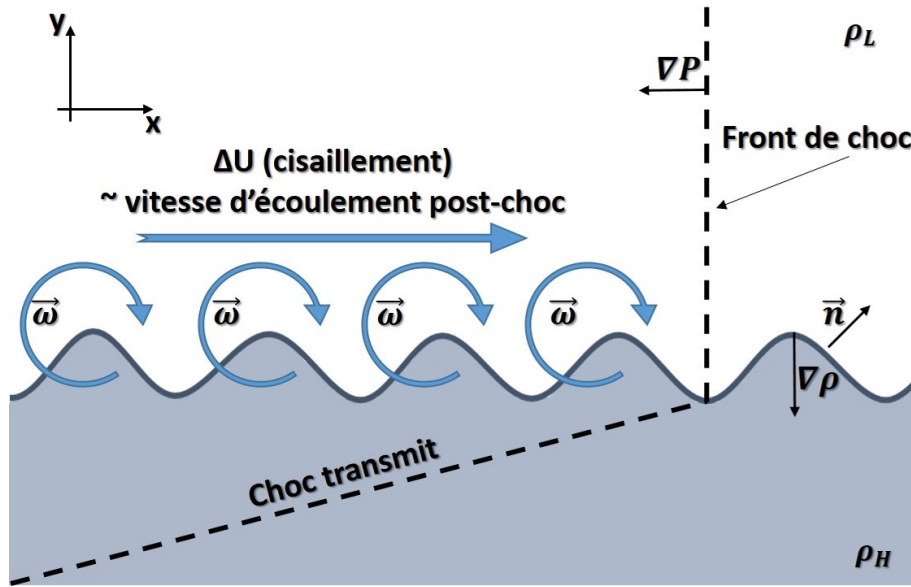


FIGURE 5.18 – Développement des vorticités à l’interface entre la mousse CRF et le CHBr dans le sillage du choc lancé dans la cible Kelvin-Helmholtz. ΔU désigne la différence de vitesse d’écoulement entre les couches de densité ρ_L et ρ_H (avec $\rho_H > \rho_L$), ω représente la vorticité au niveau des modulation, ∇P désigne le saut en pression au front de choc, $\nabla \rho$ désigne le gradient de densité dans le système, et \vec{n} désigne le vecteur normale à l’interface entre les deux milieux, orienté du milieu de plus haute densité vers le milieu de plus basse densité. Les lignes noires pointillées désignent les fronts du choc principal lancé dans la mousse CRF et du choc transmit dans le CHBr.

Kelvin-Helmholtz en régime incompressible. Néanmoins, ce modèle ne prédit pas l’évolution dans le stade non linéaire et la saturation de l’instabilité, et donc la taille maximale pouvant être atteinte par les rouleaux. Ce paramètre sera important pour nous puisqu’il définira la possibilité ou non d’imager correctement le système. Afin d’expliquer le fonctionnement basique de la cible, nous en décrirons le fonctionnement dans le cas non magnétisé afin de comprendre comment croissent les rouleaux de Kelvin-Helmholtz au sein du système avant d’essayer par la suite d’en limiter la croissance à l’aide de champs magnétiques intenses.

Par définition, le vecteur baroclinique est défini comme :

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \mathbf{P} \times \nabla \rho \quad (5.2)$$

correspond au croisement des isolignes de densité et de pression, et où $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}$ désigne le vecteur vorticité. Le vecteur baroclinique est un vecteur important de la mécanique des fluides puisqu’il permet d’étudier le développement de la vorticité au sein d’un écoulement. Nous l’étudions ici dans le cadre de l’étude de l’instabilité Kelvin-Helmholtz, mais nous aurions aussi pu en faire usage dans l’étude de l’instabilité Rayleigh-Taylor, où ce vecteur peut être utilisé dans l’étude de la croissance des modes propres de l’instabilité Rayleigh-Taylor [84, 85, 86].

En repartant de l'équation d'Euler, décrivant la conservation de la quantité de mouvement dans un fluide :

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) - \nabla p \quad (5.3)$$

puis en y appliquant l'opérateur rotationnel, il est possible de retrouver l'équation de la vorticité :

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} + \vec{\omega} \nabla \cdot \vec{u} + \vec{\omega} \cdot \nabla \vec{u} = \frac{\nabla \rho \times \nabla P}{\rho^2} \quad (5.4)$$

décrivant l'évolution de la vorticité se développant dans un écoulement en fonction du temps, et où \vec{u} désigne le vecteur vitesse du fluide.

En considérant \vec{u} invariant dans la direction entrante du schéma en Fig.5.18, ce qui vient à faire l'hypothèse que le mouvement dans le plan perpendiculaire au schéma est négligeable, le terme $\vec{\omega} \cdot \nabla \vec{u}$ devient alors égal à zéro, et l'équation des vorticités peut donc être simplifiée comme :

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} + \vec{\omega} \nabla \cdot \vec{u} = \frac{\nabla \rho \times \nabla P}{\rho^2} \quad (5.5)$$

Afin de pouvoir résoudre la croissance de la vorticité en fonction du temps, il convient maintenant de rendre explicite chacun des termes inclus dans l'équation. Ainsi, la pression P dans la cible peut-être ré-écrite comme :

$$P = \Delta P \mathcal{H} [U_c t - x] + P_0 \quad (5.6)$$

où P_0 est la pression initiale dans le milieu non encore choqué, ΔP est le saut en pression induit par le passage du choc, U_c la vitesse du choc, t représente le temps. \mathcal{H} est la fonction de Heavyside. De même, il est possible de décrire la densité de notre système comme :

$$\rho = (\rho_L \rho_H) \mathcal{H} [y - y_i(x)] + \rho_H \quad (5.7)$$

où $y_i(x) = y_0 + a \sin(kx)$ désigne la position de l'interface, avec a étant la demi-amplitude de la modulation, et y_0 la hauteur moyenne de l'interface, et où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le vecteur d'onde de la perturbation imprimée à l'interface entre la zone dense et la zone sous-dense. Ainsi, le vecteur normal à la modulation imprimée à l'interface des deux milieux peut être exprimé comme :

$$\vec{n} = \frac{\vec{e}_y - ka \cos(kx) \vec{e}_x}{\sqrt{1 + (ka)^2 \cos^2(kx)}} \quad (5.8)$$

où \vec{e}_x et \vec{e}_y sont les vecteurs unitaires dans les directions x et y respectivement.

La définition de chaque grandeur entrant dans l'évaluation de l'équation de la vorticité étant maintenant explicitée, il devient possible de résoudre l'équation par intégration. Pour ce faire, nous pouvons définir les gradients initiaux servant de condition initiale à sa résolution comme :

$$\nabla P = \Delta P \delta [U_c t - x] \vec{e}_x, \quad (5.9)$$

$$\nabla \rho = (\rho_L - \rho_H) \delta [y - y_i(x)] \vec{n}, \quad (5.10)$$

δ étant la fonction de Dirac.

En définissant l'intégrale de circulation autour d'une modulation par :

$$\Gamma = \oint_{\mathcal{C}} \vec{\omega} dA \quad (5.11)$$

qui peut alors être explicitée après substitution du terme $\vec{\omega}$ par :

$$\Gamma = \frac{4\mathcal{A} \Delta P}{\rho_H + \rho_L} \int_0^{\frac{2\pi}{kU_c}} \left[\frac{dt}{\sqrt{1 + (ka)^2 \cos^2(kU_c t)}} \right] \quad (5.12)$$

où $\frac{2\pi}{kU_c}$ correspond au temps nécessaire pour que le choc passe complètement une modulation, et dont la solution analytique peut être donnée comme :

$$\Gamma = \frac{16\mathcal{A} \Delta P}{\rho_H + \rho_L} \frac{K \left[\frac{ka}{\sqrt{1+(ka)^2}} \right]}{kU_c \sqrt{1 + (ka)^2}} \quad (5.13)$$

et où K désigne la fonction K-elliptique. L'intégrale de circulation Γ que nous venons de développer, peut-être reliée à la croissance du tourbillon autour de la modulation où l'intégrale a été définie. Ainsi, l'équation du tourbillon potentiel, dans l'approximation à grande échelle, peut être classiquement définie dans la plan complexe [87, 88] par :

$$\tilde{\omega} = \sum_n \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln \left(z - n\lambda + \frac{\lambda}{2} \right) \quad (5.14)$$

où la variable complexe z est définie comme $z = x + iy$, et où n est le nombre de modulations à passer, avec $n \rightarrow +\infty$. Cette équation peut être ensuite simplifiée sous la forme :

$$\omega = \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln \left[\sin \left(\frac{\pi z}{\lambda} + \frac{\pi}{2} \right) \right] \quad (5.15)$$

On peut ainsi définir l'évolution de la taille des rouleaux dans la direction horizontale x et verticale y en fonction du temps par :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\Gamma}{4\lambda} \frac{\sinh \left(\frac{2\pi y}{\lambda} \right)}{\cos^2 \left(\frac{\pi x}{\lambda} \right) + \sinh^2 \left(\frac{\pi y}{\lambda} \right)} \quad (5.16)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\Gamma}{4\lambda} \frac{\sin \left(\frac{2\pi x}{\lambda} \right)}{\cos^2 \left(\frac{\pi x}{\lambda} \right) + \sinh^2 \left(\frac{\pi y}{\lambda} \right)} \quad (5.17)$$

A l'aide de ce modèle, il est possible de déterminer la taille maximale possible que peut atteindre un rouleau en évaluant le ratio $\frac{dy}{dx}$ donnant finalement :

$$y_{max} \approx 0.281\lambda \quad (5.18)$$

où λ est la période de la modulation. Dans le cas précis de la cible que nous avons dimensionné en section Sec.5.3.4, où $\lambda = 400 \mu\text{m}$, la saturation des rouleaux de Kelvin-Helmholtz est théoriquement attendue pour :

$$Y_{KH,max} \approx 112.4 \mu\text{m} \quad (5.19)$$

Nous pouvons noter que cette dérivation classique proposée par O.A. Hurricane [9] ne prend pas en compte l'accélération verticale de l'interface entre les deux couches fluides. Cette accélération verticale est due à la transmission d'un choc secondaire par le choc principal dans la couche de CHBr. Son effet le plus visible est l'étirement des rouleaux de Kelvin-Helmholtz. Ainsi, ce modèle considère que la dynamique principale du système est liée au premier choc traversant la mousse et qui est beaucoup plus fort.

Nous verrons plus tard que l'amplitude des rouleaux excède généralement cette taille de $112.4 \mu\text{m}$. La taille totale des rouleaux de Kelvin-Helmholtz en fonction du temps peut être ré-estimée en prenant en compte le mouvement vertical de l'interface comme :

$$y_{KH}(t) = y(t) + U_{c,2}t \quad (5.20)$$

où $U_{c,2}$ est la vitesse de propagation du choc secondaire dans la couche la plus dense et $y(t)$ est l'extension verticale du rouleau calculée en intégrant Eq.5.17.

5.3.6 Calculs préliminaires avec FLASH

Importance du bruit numérique

Pour permettre un taux de croissance suffisamment faible pour obtenir un effet notable du champ magnétique sur le développement des rouleaux, l'intensité laser sur cible est descendue de moitié comparée aux expériences ayant été réalisées dans le cas classique

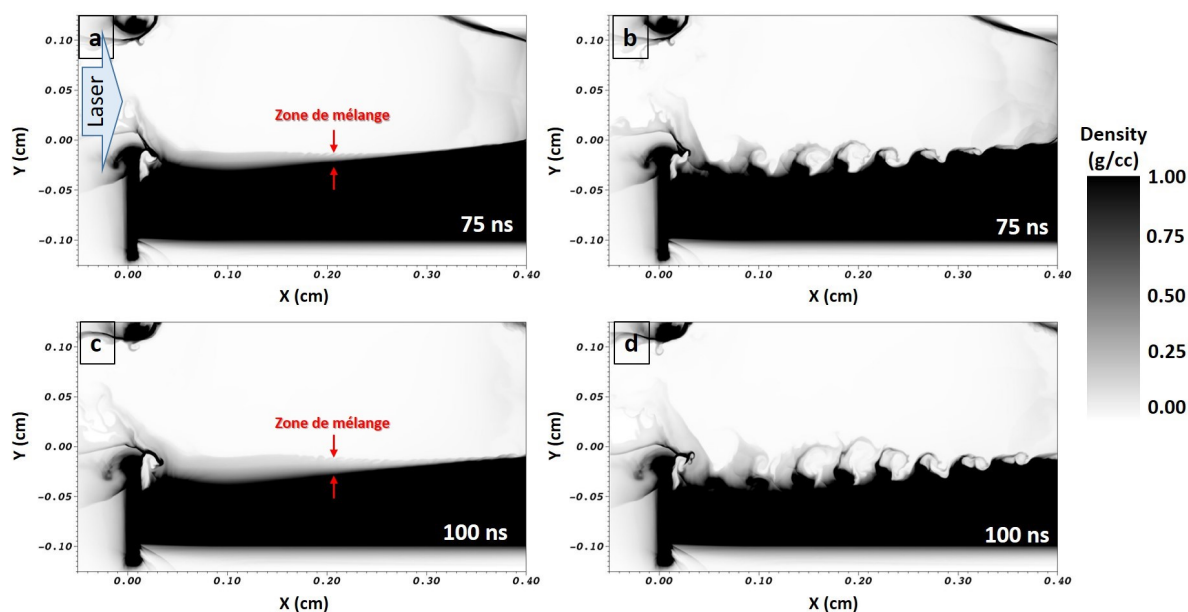


FIGURE 5.19 – Comparaison de développement de l'instabilité Kelvin-Helmholtz en l'absence de champ magnétique externe entre le cas d'une interface plane (a,c) et d'une interface initialement modulée (b,d) à 75 ns (a,b) et 100 ns (c,d). On observe que contrairement au cas plan, dans le cas initialement modulé, de larges structures en forme de rouleaux se développent, ce qui est attendu.

avec le modèle de cibles dont nous nous sommes inspirés [9, 10, 76, 77, 89]. Ainsi, dans l'ensemble des résultats de calculs présentés ici, la cible est irradiée à l'aide d'un laser intense à $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ qui dépose une énergie de 2 kJ en une impulsion carrée de 1 ns sur une surface de 0.8 mm de diamètre. Afin de respecter l'étalonnage réalisé précédemment (cf Fig.5.12), l'intensité laser est réduite de 40 % dans FLASH pour s'approcher au mieux du cas réel.

Pour nous rassurer sur l'origine des rouleaux se développant dans la simulation, nous avons comparé la taille des vortex dans le cas où l'interface séparant la mousse CRF du plastique dopé est plane à celui où l'interface entre les deux milieux est modulée (cf. Fig.5.19). Dans chacun de ces deux cas, aucun champ magnétique n'a été appliqué. Le résultat des deux simulations montrent que seul le cas où la modulation a été imprimée réussit à développer de larges structures de Kelvin-Helmholtz. Nous avons ainsi la confirmation que les rouleaux visibles à la simulation dans le cas modulé ne sont pas dus à un quelconque bruit numérique.

Sur les images (a) et (c) de la Fig.5.19 une zone de densité intermédiaire (apparaissant grisée) peut être observée au niveau de l'interface entre la mousse et le plastique dopé. Des rouleaux de Kelvin-Helmholtz de faible amplitude arrivent à s'y développer, mais pas de manière comparable au cas modulé. Cette région est attendue à la simulation puisque déjà observée expérimentalement [77] avec la plateforme que nous simulons. Ce résultat est donc rassurant vis-à-vis de la prédictabilité des calculs réalisés avec FLASH .

Diffusions Numériques

Le développement de l'instabilité Kelvin-Helmholtz est dépendant du nombre de Knudsen [18, 90], défini comme le ratio entre le libre parcours moléculaire moyen des particules sur la taille caractéristique de l'écoulement. Ainsi, dans un système où l'interface entre les deux couches fluides est sujet à de fortes diffusions, l'impact sur le développement de l'instabilité pourrait être non négligeable (voir la supprimer). Les dimensions de la cible combinées aux temps caractéristiques de simulation font que la diffusion numérique peut avoir un impact dramatique sur le développement des rouleaux de Kelvin-Helmholtz. En effet, sur la dernière moitié de la cible, le choc n'arrive qu'après un temps long $\tau_{sim} > 50 \text{ ns}$. La diffusion numérique, qui est un pur artefact de calcul est alors suffisante pour voir une large tranche de matière diffuser de la couche dense de la cible vers la couche de plus faible densité. Ce phénomène affecte gravement le développement de l'instabilité en l'inhibant. Pour éviter ces problèmes de diffusions numériques, il a été nécessaire de geler la couche dense de fluide [44]. Ainsi, pour chaque ensemble de paramètres : [intensité laser, épaisseur d'ablateur, densité de mousse], nous avons chronométré le passage du choc dans la cible pour dégeler la couche de fluide dense juste avant le passage du choc. Cette méthode a permis de garder une interface avec un saut de densité net, et donc de nous préserver des diffusions numériques très impactantes.

Ce genre de diffusions contre lesquelles nous luttons n'est pas spécifique à nos simulations. De nombreux codes hydrodynamiques font usage de "quiet start" [44, 91, 45] afin de maintenir stable une interface. Ces blocages d'interface peuvent être définis temporairement

comme nous l'avons fait, ou bien sur d'autres critères physiques à l'aide d'estimations de gradients de densité et/ou de température pour détecter le passage d'une perturbation. Nous avons choisi de dégeler l'interface juste avant le passage du choc par convention. En effet dégeler l'interface après le passage du choc aurait eu plusieurs impacts sur le calcul. La quantité d'énergie sensée être transmise pour choquer le milieu dense aurait été complètement réfléchi à l'interface. Cela aurait alors eu pour conséquence de sur-représenter les chocs réfléchis dans le milieu sous-dense choqué, et de sous-représenter la composante de choc transmis au milieu dense. Cela aurait alors donné de grands écarts par rapport à ce qui est observé par des expériences déjà reportées dans la littérature [10]. Cette convention du dégel d'interface avant le passage du choc est la méthode généralement admise en physique numérique [44, 91, 45].

Simulation de la plateforme magnétisée

FLASH ayant la possibilité d'effectuer les calculs en magnétohydrodynamique (MHD) idéale et résistive, avant d'appliquer un champ magnétique au système, il est nécessaire d'évaluer le nombre de Reynolds magnétique \mathcal{R}_m dans les simulations. Ce nombre permet d'évaluer le ratio entre convection et diffusion magnétique. Typiquement, dans le cas où $\mathcal{R}_m \leq 1$, les termes de diffusion magnétique l'emportent, et les modèles de MHD idéale ne sont plus suffisants pour décrire le système. Le nombre de Reynolds magnétique est classiquement défini par :

$$\mathcal{R}_m = \frac{UL}{\xi_m} \quad (5.21)$$

où U est la vitesse fluide du système, L est l'échelle de taille caractéristique du phénomène considéré, et ξ_m est la résistivité magnétique pouvant être définie dans les simulations FLASH [40] comme :

$$\xi_m = 3.2 \times 10^5 \frac{Z \ln(\Lambda)}{T_e^{3/2}} (CGS) \quad (5.22)$$

Z est le numéro atomique moyen de l'espèce composant le milieu, T_e est la température électronique en électron-volts, et Λ est le logarithme coulombien. Dans le cas de calculs FLASH, le logarithme coulombien Λ s'exprime comme [40] :

$$\Lambda = 23.5 - \ln(n_e^{1/2} T_e^{-5/4}) - \sqrt{10^{-5} + \frac{(\ln(T_e) - 2)}{16}} \quad (5.23)$$

Ainsi, pour nos simulations, en prenant la vitesse de cisaillement récupérée depuis FLASH $U = 10 \mu\text{m/ns}$, et $L = 400 \mu\text{m}$ la période de la modulation servant de germe à l'instabilité pour estimer l'échelle spatiale des structures présentes dans l'écoulement, nous obtenons un nombre de Reynolds magnétique de l'ordre de $\mathcal{R}_m \approx 0.58$. Il es donc nécessaire d'utiliser les modules de MHD résistive dans le cas des simulations avec un champ magnétique externe.

Cette estimation du nombre de Reynolds magnétique a été faite au niveau correspondant au centre du champ de vue expérimental juste après que le choc ait traversé la fenêtre de radiographie. Ainsi, la température diminuant avec le temps, et comme d'après Eq.5.21 et Eq.5.22, $\mathcal{R}_m \propto T_e^{3/2}$, cela implique que le nombre de Reynolds magnétique devrait diminuer avec le temps. Il sera d'autant plus difficile de maintenir un champ magnétique

élevé dans la cible expérimentalement aux temps longs.

Les résultats de simulation pour le cas sans champ magnétique puis avec 40 T appliqués parallèlement au sens de l'écoulement sont présentés en Fig.5.20 sous la forme de profils de densité 2D. La région présentée correspond à la région en pointillés montrée en Fig.5.11, ici aux temps 50 ns, 75 ns, et 100 ns. Le cas non magnétisé est présenté dans les vignettes composant la première ligne de la figure et les profils magnétisés pris au même endroit et aux mêmes temps de simulation sont présentés juste en dessous en deuxième ligne. Les contours des rouleaux de Kelvin-Helmholtz sont obtenus en traçant les zones où un saut d'au moins 10% en densité est trouvé. Cette méthode permet de définir un contour net afin de visualiser les rouleaux. Il est ainsi possible de voir que sur les temps courts, il est difficile de faire la différence à l'oeil nu entre les rouleaux du cas magnétisé et ceux du cas sans champ magnétique. Néanmoins, cette différence devient notable sur les temps longs.

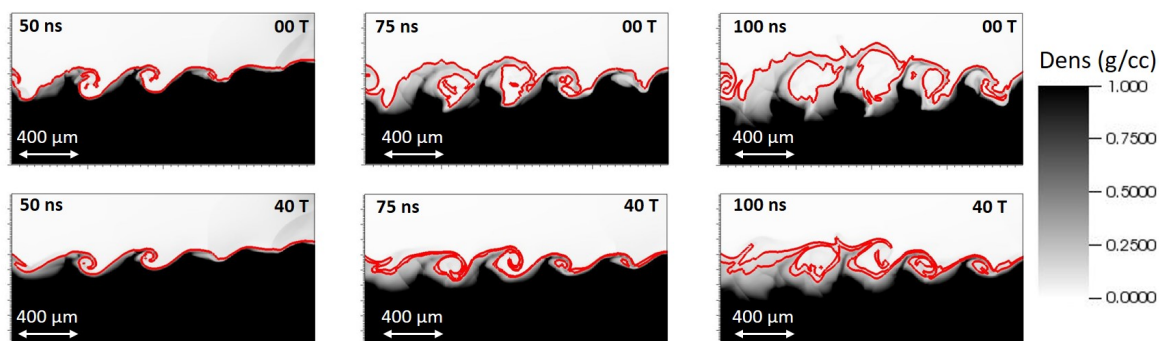


FIGURE 5.20 – Profils de densité 2D de l'instabilité Kelvin-Helmholtz en fonction du temps entre 50 ns et 100 ns après le début de l'irradiation laser. En première ligne sont montrés les profils de densités obtenus dans le cas non magnétisé. En seconde ligne sont montrés les profils de densité de la même simulation, mais où $B = 40$ T est appliqué parallèlement à l'écoulement. La ligne rouge encadrant les rouleaux de Kelvin-Helmholtz correspondent à un saut en densité d'au moins 10% .

Afin de mesurer l'extension spatiale verticale des rouleaux de Kelvin-Helmholtz, nous nous basons sur la convention utilisée pour démarquer les rouleaux en Fig.5.20. Il est alors possible de quantifier la différence de taille entre les deux systèmes (à 0 T et 40 T). On estime ainsi l'impact des champs magnétiques externes sur la croissance de l'instabilité.

Cette mesure, dans un premier temps, peut permettre la vérification théorique de la croissance des rouleaux de Kelvin-Helmholtz sans champ magnétique. Le saut en pression induit par le passage du choc et la vitesse de cisaillement initiale correspondant à la vitesse fluide juste derrière le choc, sont directement obtenus depuis la simulation pour chacune des modulations individuellement. Ces données sont ensuite entrées comme conditions initiales pour la résolution de l'équation Eq.5.20. Cette équation est ensuite intégrée en temps pour rendre compte de la croissance théorique attendue des rouleaux de Kelvin-Helmholtz. Le résultat de ce calcul numérique est fourni en Fig.5.21, et est

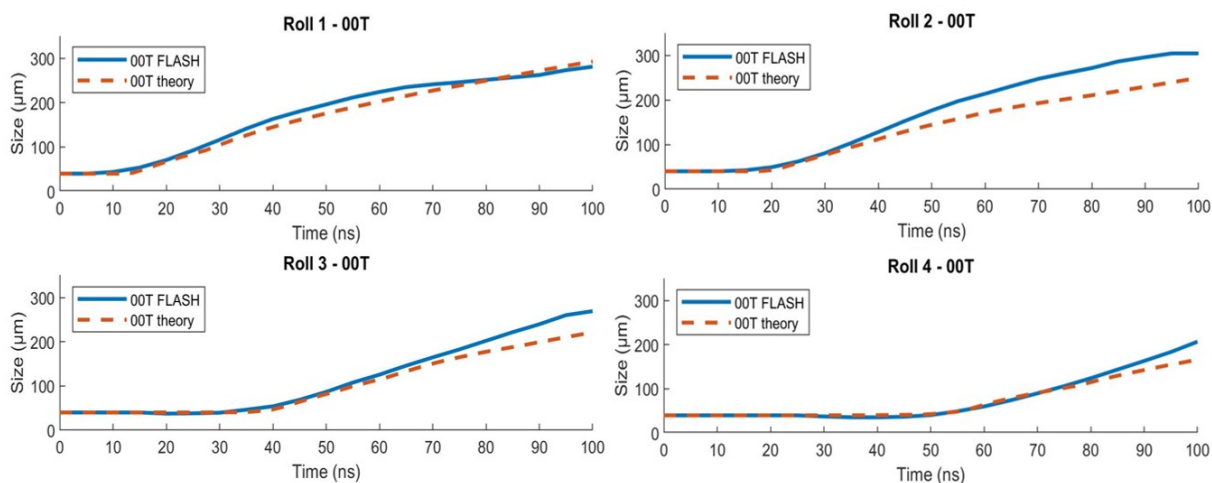


FIGURE 5.21 – Validation des simulations FLASH sans champ magnétique par comparaison de la taille des vortexes mesurés sur simulation à celle prédite par le modèle baroclinique décrit en section Sec.5.3.5.

représenté par les courbes pointillées rouges. La taille des rouleaux obtenue depuis des mesures directes dans FLASH est quant à elle représentée par les courbes pleines bleues. On observe ainsi que l'écart entre les deux courbes est faible avec un écart de moins de 10% entre les deux. Ce résultat est rassurant puisqu'il confirme que les rouleaux correspondent à ceux que nous attendions avec cette cible, et respectent bien la physique décrite en Sec.5.3.5.

Dans l'objectif d'atténuer la croissance de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, il est important de pouvoir comparer nos résultats à un modèle prédisant la stabilisation des rouleaux. La préférence pour le modèle baroclinique dans nos comparaisons provient ainsi du simple fait que contrairement au modèle présenté par Chandrasekhar (cf Sec.5.3.4), cette théorie prédit la saturation des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Le modèle de Chandrasekhar, bien que pratique, ne donne qu'un taux de croissance linéaire. Il ne permet donc de décrire qu'une croissance rapide et infinie des structures.

Le modèle baroclinique tel que décrit en Sec.5.3.5 ne prend pas en compte l'effet du champ magnétique sur la croissance des tourbillons. Il est possible de comparer la croissance des rouleaux dans le cas magnétisé au cas sans champ magnétique, comme présenté en Fig.5.22. La croissance des structures de Kelvin-Helmholtz obtenue avec FLASH sans champ magnétique externe y est représentée en lignes pleines bleues tandis que le cas où 40 T ont été appliqués à la cible est tracé en lignes rouges. Ces courbes montrent que dès lors que 40 T sont appliqués une réduction de la croissance des rouleaux de Kelvin-Helmholtz est visible. Cette réduction semble d'ailleurs, d'un point de vue relatif, plus importante pour les rouleaux en fin de cible que pour les rouleaux proches de l'ablateur. Ceci est dû au fait que le choc lancé dans la cible est non soutenu. Il voit donc sa vitesse diminuer rapidement avec le temps. Le cisaillement produit en fin de cible est donc moins important qu'en début de cible. Un cisaillement plus faible étant plus facile à stabiliser à l'aide de champs magnétiques, l'effet relatif du champ est ainsi plus important sur les derniers rouleaux dans la visée du diagnostic.

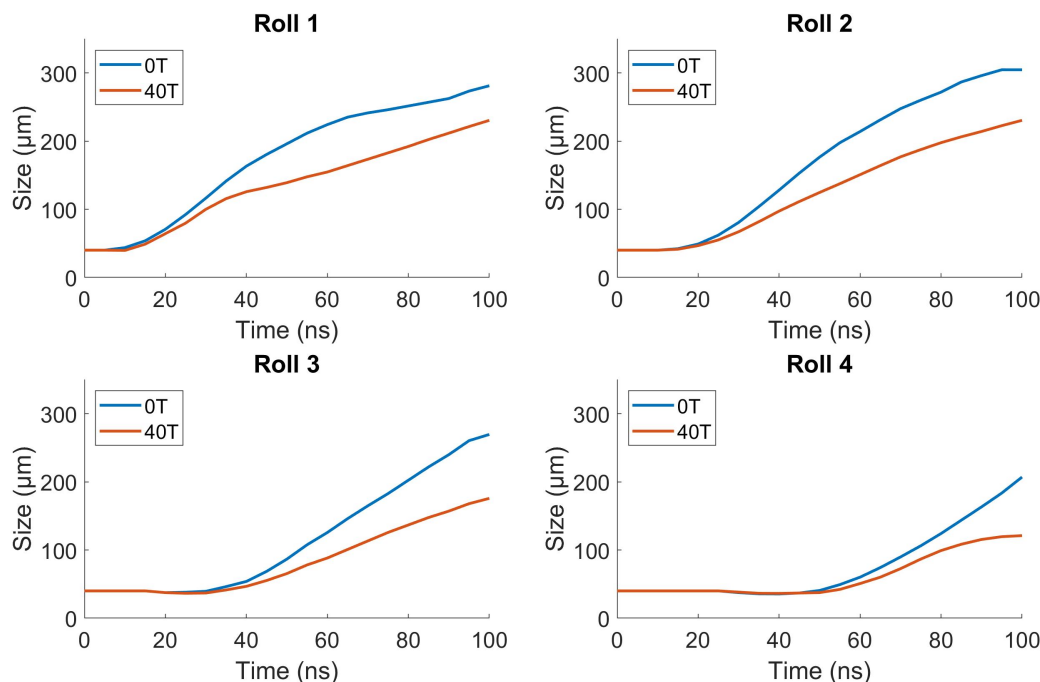


FIGURE 5.22 – Comparaison de la taille des rouleaux de Kelvin-Helmholtz obtenus avec FLASH en fonction du temps et du champ magnétique externe appliqué dans le cas de cibles utilisant une mousse à 50 mg/cc. Les chiffres 1, 2, 3, et 4 réfèrent aux numéros des modulations dans la fenêtre pointillée en Fig.5.11. La ligne bleue montre la taille des rouleaux en fonction du temps sans champ magnétique tandis que la ligne rouge correspond au cas où 40 T ont été appliqués au système.

La différence de croissance à 100 ns entre le cas sans champ magnétique et le cas avec 40 T est de $60 \mu\text{m}$ d'écart pour le premier rouleau et $\sim 100 \mu\text{m}$ pour le dernier rouleau dans le champ de vue. Cet écart conduit à une différence de croissance de $\sim 20\%$ pour le premier rouleau, et à une différence de $\sim 50\%$ pour le quatrième rouleau. Ces différences sont suffisantes pour être visibles expérimentalement.

Aux temps courts ($t < 50 \text{ ns}$), cette différence de taille entre les rouleaux est moins marquée. Il semble donc plus intéressant d'imager le système aux temps longs ($t > 90 \text{ ns}$) afin d'avoir expérimentalement une différence marquée. Le défi expérimental sera alors de réussir à maintenir un niveau de champ magnétique élevé dans un volume important de cible sur des temps longs.

Afin de se rendre compte de ce qui peut être obtenu expérimentalement, toujours en se basant sur l'expérience réalisée par V. Smalyuk [10], il est possible de définir les paramètres nécessaires au calcul de radiographies synthétiques depuis les profils de densité 2D de la figure Fig5.20. En considérant une source de rayonnement X $K\alpha$ générée par l'irradiation d'une feuille de Vanadium, en supposant notre émission dominée par l'émission $K\alpha$ il est possible de calculer l'absorption à $E_{K\alpha} = 4.95 \text{ keV}$ liée à chacun des

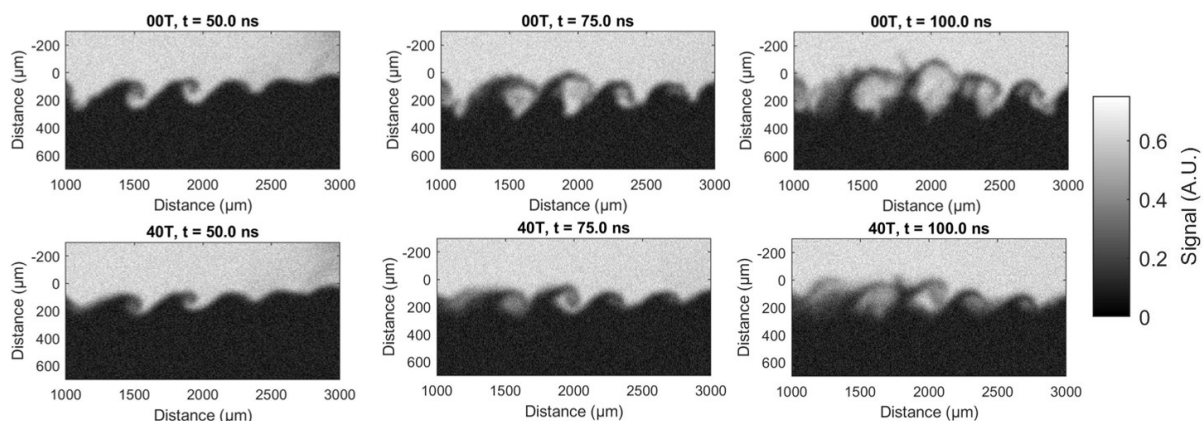


FIGURE 5.23 – Radiographies synthétiques des profils de densité 2D présentés en Fig.5.20 avec une source X générée depuis une feuille de Vanadium. La résolution sur image est de $20\ \mu\text{m}$ et le niveau de bruit utilisé fixé à 20%. Sur la première ligne se trouve les cas non magnétisés aux temps 50 ns, 75 ns, et 100 ns, et en seconde ligne se trouvent les résultats obtenus avec 40 T aux mêmes instants.

matériaux composant la cible modélisée dans FLASH. La simulation étant de géométrie rectangulaire, afin de reproduire l’effet de volume de la cible, il est possible d’étirer la fenêtre de calcul 2D de FLASH dans l’axe de radiographie. Connaissant ainsi le coefficient d’atténuation linéaire des matériaux et ayant maintenant une grille 3D, il est possible d’obtenir rapidement la radiographie synthétique de la cible aux différents temps, tout en prenant en compte des défauts d’alignement en lui appliquant des angles de rotation faibles.

Les résultats de radiographie synthétique sont présentés en Fig.5.23 dans le cas d’un alignement parfait. Les résultats obtenus confirment les déductions faites depuis les courbes de croissance des rouleaux de Kelvin-Helmholtz. Les radiographies montrent ainsi qu’aux temps longs, la différence entre les rouleaux devient aisément visible à l’œil nu. Aux temps courts, la différence reste plus subtile. Dans le cas où un problème d’alignement impliquant une rotation de cible inférieur à 2° arriverait, il semblerait, d’après les radiographies numériques obtenues que les différences de croissance des deux instabilités restent suffisamment marquées pour être interprétées. Dans le cas où un défaut d’alignement plus important existerait, l’interprétation des radiographies deviendrait alors plus complexe.

5.3.7 Résultats expérimentaux préliminaires

L’expérience MKHI-2021A est subdivisée en 2 demi-journées de tirs. Nous ne pouvons pour le moment présenter que les résultats de la première demi-journée, la seconde demi-journée étant prévue après le rendu du manuscrit. L’objectif de l’expérience est de collecter un ensemble de radiographies à différents temps pour reconstruire les courbes de croissance expérimentales du cas magnétisé et de son pendant classique.

Comme pour chaque expérience sur installation laser, l’alignement des cibles est primor-

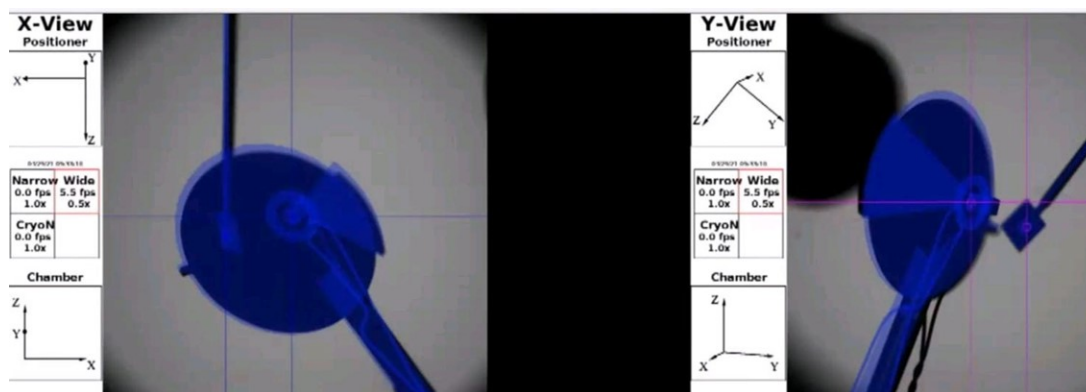


FIGURE 5.24 – Alignement des cibles

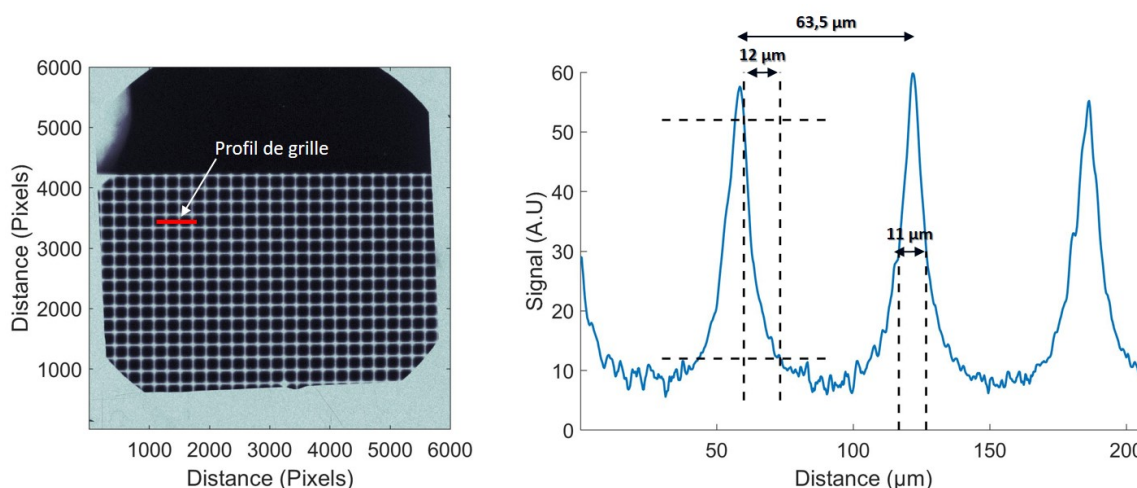


FIGURE 5.25 – Image de grille sur un tir sans irradiation de cible. À gauche est montré la grille, tandis qu'à droite est montré un profil d'intensité X en transmission de la grille nous permettant d'évaluer la résolution spatiale de la radiographie.

dial. Les défauts d'angle et de positionnement peuvent mener à rater la cible avec le laser, ou amener des problèmes de parallaxe dans l'imagerie. Un autre point crucial de l'alignement des cibles est qu'il est impliqué dans la stabilité du champ de vue tir à tir. L'objectif en radiographie est ainsi d'obtenir un champ de vue optimal, et de le conserver à chaque tir.

L'alignement de la cible en centre chambre pour un tir est donc primordial. Nous présentons ici l'alignement d'une cible dans le cas non magnétisé en Fig.5.24. On y observe le centrage des réticules d'alignement au niveau de la cible de Kelvin-Helmholtz et de la feuille de vanadium. Un fantôme des cibles est affiché pour chacune des cibles et montre un alignement conforme à la position des éléments en centre chambre tels que nous les avons définis dans le logiciel visrad ayant servi au design de l'expérience.

Afin d'évaluer la résolution spatiale de la plateforme, un tir statique de grille a été réalisé. La grille est constituée de fils d'or de $11 \mu\text{m}$ de diamètre formant un maillage carré

de période $63.5 \mu\text{m}$.

Selon la même méthode que dans le cas Rayleigh-Taylor nous avons mesuré une résolution de $12 \pm 1 \mu\text{m}$.

Une première hypothèse quant à cette résolution deux fois plus faible que l'ouverture du sténopé peut être expliquée par le problème de fermeture du sténopé. Ce processus est en lien avec les débris émis par la cible et la pression de radiation pouvant induire une dilatation du tantale et donc diminuer la taille de l'ouverture. Ce phénomène a déjà été observé sur les installations laser [92].

Il est alors possible de comparer les résolutions obtenues avec la plateforme Rayleigh-Taylor et Kelvin-Helmholtz. La plateforme Rayleigh-Taylor utilisait un fil de titane irradié par une impulsion 50 ps comme source de rayonnement couplé à une plaque phosphorescente comme détecteur. Le grandissement de la plateforme était alors de 62. La plateforme Kelvin-Helmholtz utilise une feuille de vanadium irradiée pendant 100 ps comme source de rayonnement couplée à un film radiochromique comme détecteur. Le grandissement intrinsèque de la plateforme est ici de 24.

Ainsi, malgré un grandissement près de 3 fois inférieur, la résolution sur grille obtenue dans le cas de la plateforme Kelvin-Helmholtz est 33 % meilleure que dans le cas de la plateforme Rayleigh-Taylor. Les différences principales entre les deux schémas expérimentaux reposent dans un premier temps sur le détecteur dont la résolution et la sensibilité au rayonnement diffèrent drastiquement. Une comparaison détaillée des deux diagnostics serait intéressante à effectuer afin d'évaluer finement leur impact sur l'imagerie. Ensuite une différence notable repose sur les paramètres laser et la cible X utilisés.

Dans le cas de l'expérience Rayleigh-Taylor, l'intensité du faisceau sonde était de l'ordre de $1 \times 10^{16} \text{ W cm}^2$ et l'énergie sur cible a été variée sur l'intervalle 250 – 500 J en fonction des tirs. De plus la surface d'interaction du fil étant plus faible que dans le cas d'une feuille, une partie de l'énergie du laser est perdue et non convertie en photons X.

Dans le cas de l'expérience Kelvin-Helmholtz, la cible X étant une feuille, l'ensemble de la surface de la tâche focale du laser peut être exploitée. Ainsi, même si l'intensité laser utilisée ici est plus faible que dans notre autre expérience, l'intensité étant ici de $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, l'énergie sur cible était bien plus importante de l'ordre de 1350 J. Pour regagner un peu de résolution spatiale, un sténopé est placé entre la feuille de vanadium et la cible pour limiter les effets de source étendue. Le sténopé est identique à celui décrit dans l'expérience référence de V. Smalyuk [10], et est donc constitué d'une plaque de tantale avec une ouverture de $25 \mu\text{m}$ de diamètre.

Nous verrons plus tard en Sec.6.3.2 que pour des intensités laser inférieures à $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, le taux de conversion laser en rayonnement X reste globalement constant pour des matériaux de $Z < 30$ [93]. Nous verrons aussi que le taux de conversion des fils est inférieur à celui des feuilles. Ainsi, l'apport d'énergie plus important sur la feuille de vanadium combiné à une surface d'interaction plus large ont permis une meilleure statistique de photons que dans le cas des fils de titane du cas Rayleigh-Taylor.

Une dernière comparaison entre les plateformes d'imagerie Rayleigh-Taylor et Kelvin-Helmholtz est que la distance entre la source et le détecteur est extrêmement différente. En

effet, le flux de photons diminuant en $\frac{1}{r^2}$, dans le cas Rayleigh-Taylor les longues distances ont largement réduit le nombre de photons disponibles pour la radiographie.

L'ensemble de ces paramètres amène finalement une meilleure qualité d'imagerie sur la plateforme Kelvin-Helmholtz que sur la plateforme Rayleigh-Taylor.

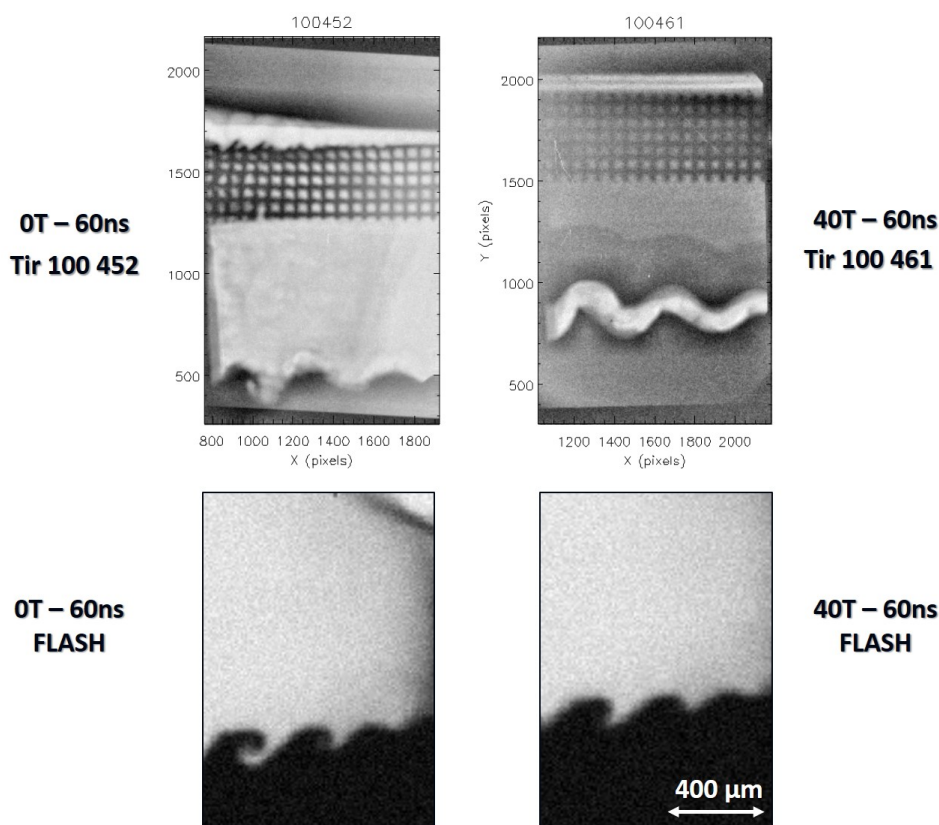


FIGURE 5.26 – Résultats préliminaires de la plateforme MKHI. La première ligne montrent les résultats obtenus sur OMEGA-60 après une irradiation de la cible Kelvin-Helmholtz à $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ en 1 ns carrée. En dessous sont montrées les résultats FLASH attendus.

De par les très grandes dimensions des cibles employées, ainsi que la complexité de l'ensemble des éléments à placer en centre chambre, il a été difficile tir à tir de conserver le même champ de vue. Les tirs obtenus et pouvant être comparés sur la première demi-journée d'expérience sont présentés en Fig.5.26. En première ligne sont représentés les résultats expérimentaux à $t = 60 \text{ ns}$ du développement de l'instabilité Kelvin-Helmholtz sans champ magnétique à gauche, et avec 40 T appliqués à droite. En dessous sont présentés les comparaisons numériques aux mêmes temps, et au même niveau de la cible.

On observe ainsi que le cas FLASH semble légèrement surestimer la croissance de l'instabilité Kelvin-Helmholtz par rapport au cas réel. Les simulations semblent indiquer qu'une différence aurait dû être visible à la radiographie dans le cas à 40 T. Cependant, la radiographie du cas 40 T ne semble que difficilement interprétable. En effet il est difficile

de dire si les structures visibles dans la mousse du tir *100461* sont liées à des défauts de cible ou si nous observons une absence de rouleaux (cf encadré en haut à droite de Fig.??). Ce tir sera donc reproduit dans la seconde demi-journée d'expérience dédiée à OMEGA-60 après le rendu de ce manuscrit. S'il s'agit de la seconde solution alors la simulation et l'expérience sont en accord, les rouleaux ne se développant pas dans les cas à 40 T, seule des structures dentelées après le passage du choc étant visibles à l'interface.

Un ajustement des procédures d'alignement sera donc nécessaire d'ici la prochaine demi-journée d'expérience afin de stabiliser le champ de vue pour acquérir des points de comparaisons entre les cas magnétisés et non magnétisés. Le tir à $t = 60$ ns devra être refait afin d'avoir un résultat clairement interprétable.

5.3.8 Conclusions de l'expérience

En conclusion, nous avons réussi à obtenir une plateforme de radiographie de résolution spatiale de l'ordre de $12 \mu\text{m}$.

L'utilisation de feuilles métalliques couplées à un sténopé évoqué en possible amélioration de la plateforme de radiographie dans les conclusions de la précédente expérience semble porter ses fruits. En effet, l'importante énergie laser sur cible, permise par une impulsion laser plus longue a permis la production de plus de photons, permettant un signal clair sur détecteur. Cette production de photons plus importante combinée à des distances de propagations plus courtes a permis une meilleure statistique de photons pour l'imagerie, améliorant la qualité du signal final obtenu.

Le cône de protection à l'arrière de la cible, permettant de contenir le plasma de couronne de l'ablation a permis de limiter le bruit sur détecteur lié à son rayonnement, et sera réutilisé à l'avenir.

Les difficultés d'alignement de l'ensemble des pièces nécessaires en centre chambre est complexe. Une nouvelle procédure d'alignement est à réaliser pour stabiliser le champ de vue à la radiographie.

Les premiers résultats du cas magnétisés ne sont pas les plus explicites de par l'étrange aspect de la cible à la radiographie dans le tir à 40 T au temps 60 ns. Le tir à $t = 60$ ns et 40 T est donc à refaire pour lever toute ambiguïté.

Les problèmes d'alignement n'ayant pas permis de résultats interprétables aux temps plus longs, la deuxième demi-journée de tir est attendue avec impatience. Elle permettra de lever le voile sur la capacité ou non d'observer la suppression de l'instabilité Kelvin-Helmholtz avec notre plateforme d'étude.

5.3.9 Etude de Kelvin-Helmholtz compressible magnétisé

Objectif Expérimental

L'absence de théorie sur le comportement de l'instabilité Kelvin-Helmholtz en régime compressible en présence de champs magnétiques externes nécessite aujourd'hui le développement de plateformes expérimentales afin de mieux appréhender le phénomène. En effet, les théories concernant la croissance de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz existent aujourd'hui en régime magnétisé incompressible ou compressible non magnétisé sans pont entre les deux. Ainsi, afin d'appréhender ce phénomène, nous proposons ici un design pour une plateforme d'étude de cette instabilité sur le laser NIF.

Dimensionnement de cible

L'expérience précédente visait à préparer une démonstration plus large dans le cas de l'étude de Kelvin-Helmholtz magnétisé sur NIF. L'expérience NIF a pour but d'obtenir des points de mesures en laboratoire de ce phénomène se déroulant couramment dans la magnétosphère lorsque des vents solaires atteignent la Terre.

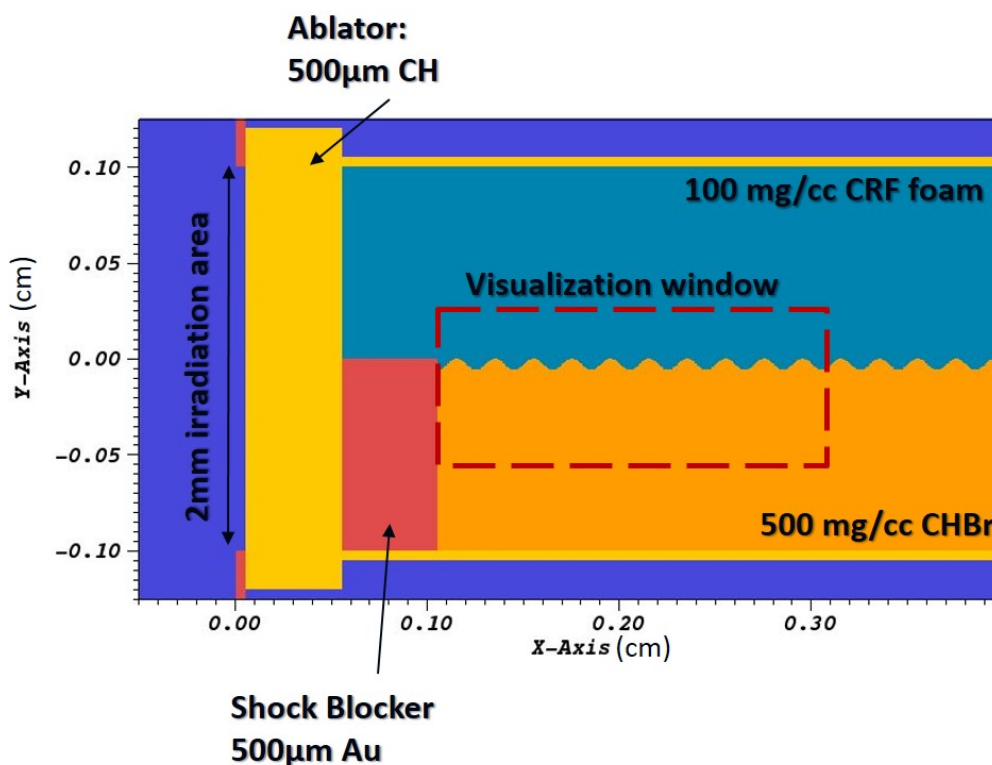


FIGURE 5.27 – Cible Kelvin-Helmholtz modifiée pour supporter les contraintes NIF. La cible est ici irradiée par la gauche.

La cible en elle-même reprend les caractéristiques globales des dimensions employées sur la plateforme OMEGA-60. La principale différence de la cible NIF comparée au cas

précédent est son adaptation pour supporter la puissance du NIF. La configuration laser utilisée sur le NIF consiste en une impulsion laser de 30 ns délivrant sur cible une énergie de 85 – 90 kJ sur une tâche focale de 2 mm de diamètre permettant une intensité sur cible de l'ordre de 1×10^{14} W/cm². Cette irradiation permet de lancer un choc soutenu pour maintenir un régime d'écoulement compressible le plus longtemps possible dans la cible de Kelvin-Helmholtz contrairement à l'expérience précédente. Même si l'intensité sur cible reste du même ordre de grandeur que l'intensité délivrée dans l'expérience sur le laser OMEGA-60, la différence majeure ici repose sur la durée de l'irradiation laser bien plus importante, nécessitant dans notre cas une énergie 3 fois supérieure à l'énergie maximale disponible sur les 60 faisceaux d'OMEGA, d'où le recours à l'installation NIF.

Ainsi, pour pouvoir supporter une telle contrainte, il est désormais nécessaire de remplacer les 30 μm d'ablateur que nous avons précédemment dans le cas OMEGA par un ablateur de 500 μm d'épaisseur. Une seconde différence importante par rapport au cas OMEGA-60 est donnée par les dimensions de la tâche focale. La zone d'irradiation laser couvre désormais toute la surface arrière de la cible, et peut donc choquer fortement le milieu dense de la cible. En s'inspirant du design de cibles réalisé par Malamud et al [11] ayant déjà montré ses preuves [12, 13, 94, 95], nous plaçons un bloc d'or de 500 μm d'épaisseur entre l'ablateur et la couche de mousse dense de la cible. Ce bloc d'or aura ainsi 2 fonctions principales. La première consistera à bloquer le choc lancé par le laser dans la cible pour éviter qu'il ne mette en mouvement le milieu dense. La seconde action de ce bloc, consistera à limiter le préchauffage de la cible par le rayonnement provenant du plasma d'ablation durant les 30 ns d'irradiation laser.

La longueur totale de la cible sera de l'ordre de 4 mm, et le champ magnétique externe sera généré à l'aide de MIFEDS permettant l'établissement de 20 T dans le sens de l'écoulement, au coeur de la cible.

Suppression de l'instabilité Kelvin-Helmholtz par effets de compressibilité

Nous avons vu plus tôt dans le manuscrit, en Sec.2.2.5, que le taux de croissance de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz en régime compressible pouvait être approché par le taux de croissance incompressible de l'instabilité, multiplié par un facteur correctif C_c , fonction du nombre de Mach convectif M_c du système. Ce facteur correctif s'écrit comme :

$$C_c = \frac{\sqrt{-1 - M_c^2 + \sqrt{1 + 4M_c^2}}}{M_c} \quad (5.24)$$

Cette correction compressible du taux de croissance de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz prédit ainsi la suppression pure et simple l'instabilité de cisaillement pour un nombre de Mach convectif supérieur ou égale à $M_c = \sqrt{2} \approx 1.4$.

Dans notre cas, cet effet de compressibilité est largement visible sur le développement des rouleaux de Kelvin-Helmholtz comme montré en Fig.5.28. Dans cette figure sont représentés différents développements de l'instabilité Kelvin-Helmholtz pour l'expérience NIF en fonction des longueurs d'onde 200 – 300 – 400 μm en allant de la gauche vers la droite. L'effet du champ magnétique appliqué 0 – 20 T est respectivement présenté en

première et deuxième ligne de la figure. Les temps de développement ici attendus sont plus longs que pour le cas OMEGA-60 de par l'épaisseur d'ablateur qu'il est nécessaire de passer avant de déboucher dans la cible. La distance que le choc doit parcourir pour dépasser la région du bloqueur de choc avant d'atteindre les premières modulations ajoute un délai supplémentaire au développement de l'instabilité.

On peut observer dans les cas sans champ magnétique, que pour les modulations de longueur d'onde $300\ \mu\text{m}$ et $400\ \mu\text{m}$, l'instabilité de Kelvin-Helmholtz ne croît plus contrairement au cas OMEGA-60 qui utilisait pourtant une intensité laser du même ordre de grandeur. Ici, cette suppression de l'instabilité est due au choc entretenu par les 30 ns d'irradiation. Cette irradiation longue permet une décélération beaucoup plus tardive de l'onde de choc traversant la cible. L'écoulement étant entretenu, le régime compressible est maintenu plus longtemps que dans le cas OMEGA-60. Ce régime entretenu permet donc aux effets de compressibilité de jouer un rôle important. Le nombre de Mach estimé dans les simulations étant de l'ordre de $M_c \approx 0.9 \pm 0.1$, le correctif compressible est de l'ordre de $C_c \approx 0.62 \pm 0.49$ dans le cas 0 T. Cet effet explique la croissance plus lente de l'instabilité Kelvin-Helmholtz dans le cas NIF.

La réduction de longueur d'onde présentée dans la cible NIF par rapport à la cible OMEGA-60 a été réalisée dans le but de contre-balancer les effets de compressibilité. Cette réduction permet de maintenir une croissance de l'instabilité malgré un écoulement plus extrême.

Dans notre cas, la longueur d'onde de $250\ \mu\text{m}$ nous intéresse particulièrement puisqu'elle se situe entre les cas de longueur d'onde $200\ \mu\text{m}$ et $300\ \mu\text{m}$. Le premier cas permet une forte croissance des rouleaux de Kelvin-Helmholtz où le régime de fusion des rouleaux est atteint, alors que le second cas voit un développement difficile des rouleaux. Ainsi, à $250\ \mu\text{m}$ on atteint un régime intermédiaire où le développement des rouleaux de Kelvin-Helmholtz est suffisant pour que des structures se développent sans atteindre trop rapidement le régime où les rouleaux de Kelvin-Helmholtz fusionnent entre eux dans le cas non magnétisé. Cela permet ainsi de radiographier des structures développées bien définies comme premier test de la plateforme. De plus, le taux de croissance n'étant pas élevé initialement, il sera plus

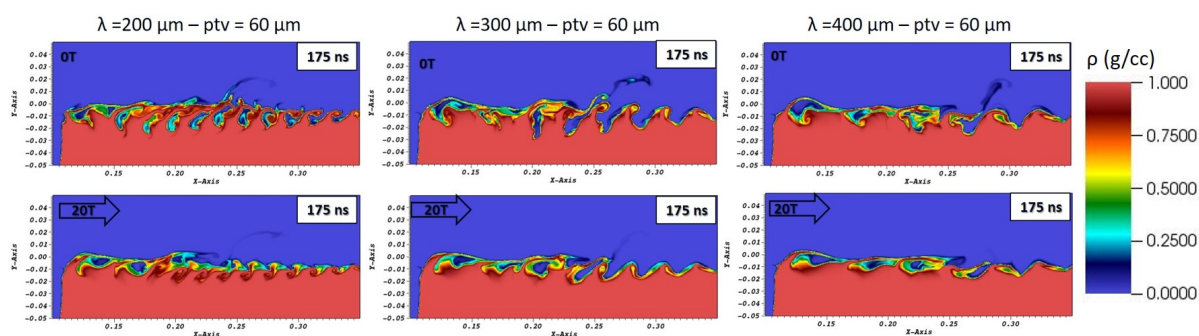


FIGURE 5.28 – Évolution des rouleaux de Kelvin-Helmholtz 175 ns après le début de l'irradiation en fonction de la longueur d'onde de la modulation pré-imposée.

facile de le réduire à l'aide du champ magnétique de sorte à obtenir une différence visible à la radiographie.

Résultats préliminaires de la plateforme dimensionnée

Afin de respecter les contraintes de l'installation sur le délai maximal de 200 ns entre les faisceaux sonde et faisceaux pompe, nous présentons en Fig.5.29 les résultats aux temps longs attendus lors de la future expérience. La résolution de $20\ \mu\text{m}$ est un niveau de résolution commun en imagerie X sur installations lasers. La résolution de $5\ \mu\text{m}$ nécessite l'utilisation de lentilles de Fresnel afin d'atteindre un tel niveau de détail.

Cette figure montre que d'après FLASH, l'application de 20 T parallèles au sens de propagation du choc et donc d'écoulement sont suffisants pour permettre une suppression visible de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz avec des résolutions de $5\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$. Le nombre de Reynolds magnétique obtenu dans les calculs étant bien inférieur à 1, des effets de MHD résistive sont attendus dans la dynamique du système. Les modules en lien avec ces comportements ont été activés dans FLASH afin de les prendre en compte dans les calculs. Ceci nous permet de nous rapprocher au maximum de ce que nous espérons obtenir sur cette plateforme. En attendant les premiers résultats expérimentaux pour affiner les calculs, notamment avec la prise en compte de la carte de champ magnétique réelle, ces premiers dimensionnements (cf Fig.5.29) semblent optimistes.

Afin de nous assurer de la bonne comparaison des résultats obtenus avec la plateforme simulée dans FLASH par rapport aux ordres de grandeurs calculés précédemment, nous proposons de visualiser en figure Fig.5.30, les cartes de champ magnétique aux temps 100 ns et 150 ns. Ces images permettent de visualiser l'évolution du champ magnétique au cours de la simulation dans la cible. Il y est visible que même si dans certaines régions de la cible le champ magnétique diminue, se rapprochant de 0, les rouleaux quant à eux semblent rester magnétisés dans le temps. Le champ magnétique obtenu au niveau de l'instabilité est même supérieur au champ initialement appliqué, les lignes de champ magnétique s'étant faites comprimer par le passage du choc à l'interface entre les deux milieux.

La vitesse fluide au niveau de la zone de cisaillement où se développe l'instabilité est donnée par FLASH entre $2\ \mu\text{m}/\text{ns}$ et $4\ \mu\text{m}/\text{ns}$, au temps $t = 150\ \text{ns}$. En considérant les densités des deux couches fluides, ainsi que de la vitesse de cisaillement que nous obtenons, un taux de croissance de l'instabilité de l'ordre de $4.2 \times 10^{-3}\ \text{ns}^{-1}$ doit être atteint pour être comparable au cas astrophysique. Ces valeurs peuvent paraître éloignées des valeurs des cas astrophysique de vents solaires. Cependant, elles prennent en réalité tout leur sens après adimensionnement des équations fluides (comme nous le verrons un peu plus loin en Sec.5.3.9) tel que proposé par Remington et al [96] ou Ryutov et al [97].

Afin de quantifier plus finement la différence de dynamique à l'interface entre les deux milieux dans le cas magnétisé, on a représenté l'évolution de l'amplitude de la modulation au centre du champ de vue représenté en Fig.5.27. Initialement, à cause du passage du choc, la modulation se fait comprimer jusqu'à un tiers de son amplitude initiale. Les rouleaux de Kelvin-Helmholtz se développent donc ensuite depuis ces modulations comprimées. Au temps $t = 150\ \text{ns}$ après le début de l'irradiation, l'amplitude atteinte par les rouleaux de

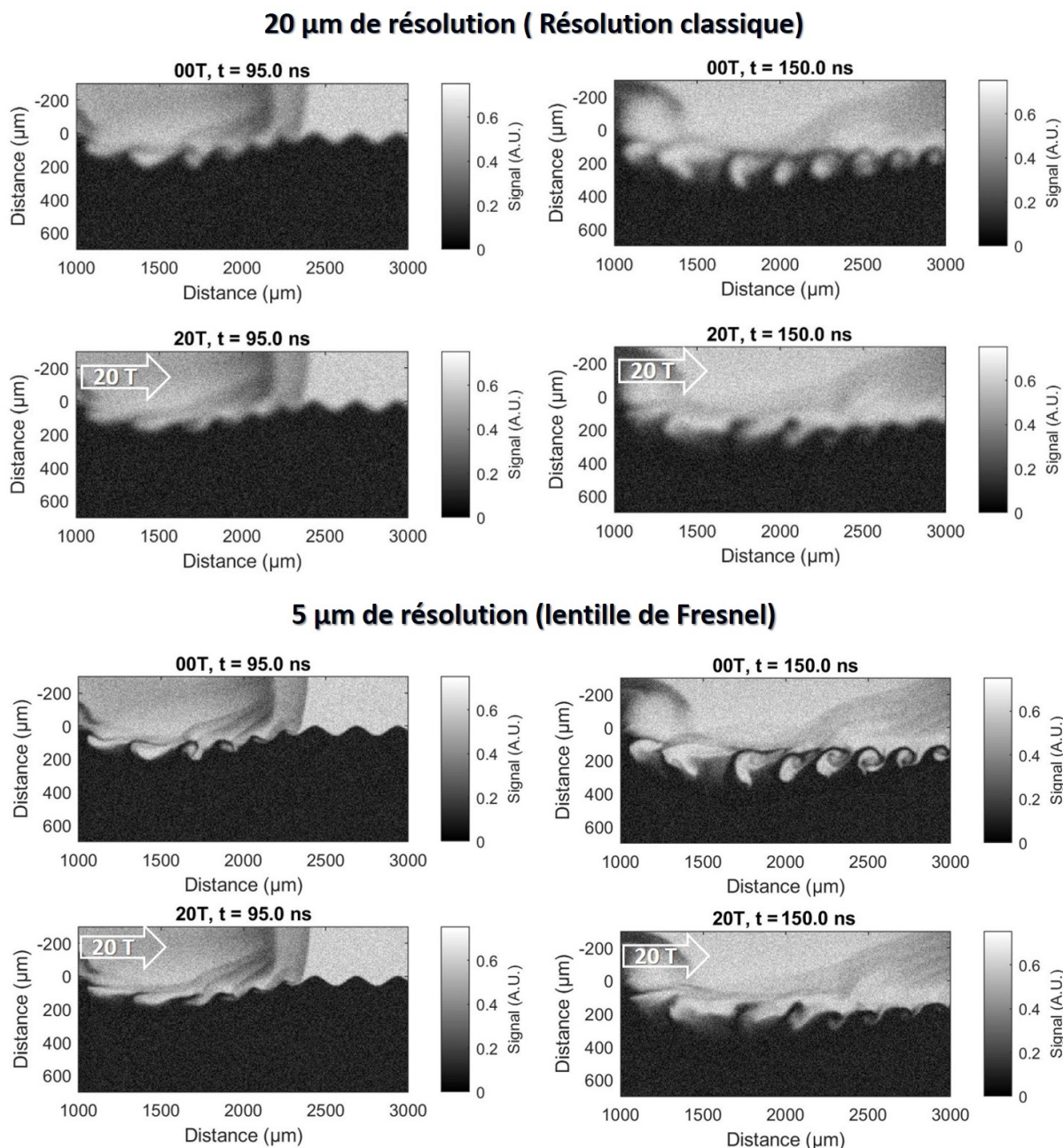


FIGURE 5.29 – Résultats de la plateforme numérique pour l'étude de l'instabilité Kelvin-Helmholtz en régime compressible magnétisé sur le NIF. La longueur d'onde initiale de la modulation entre la mousse CRF et la couche de CHBr est de $250 \mu\text{m}$. Le laser utilisé dans la simulation délivre 100 kJ en 1 ns carrée. La surface d'irradiation correspond à l'ensemble de la surface de 2 mm de diamètre de la cible.

Kelvin-Helmholtz est de l'ordre de $125 \mu\text{m}$ pour le cas non magnétisé, et de l'ordre de $75 \mu\text{m}$ dans le cas magnétisé. Ainsi, dans le cas où un champ magnétique externe de 20 T est appliqué, on observe une réduction de l'ordre de 40% de la croissance de l'instabilité par rapport au cas sans champ magnétique au centre du champ de vue. On remarque aussi

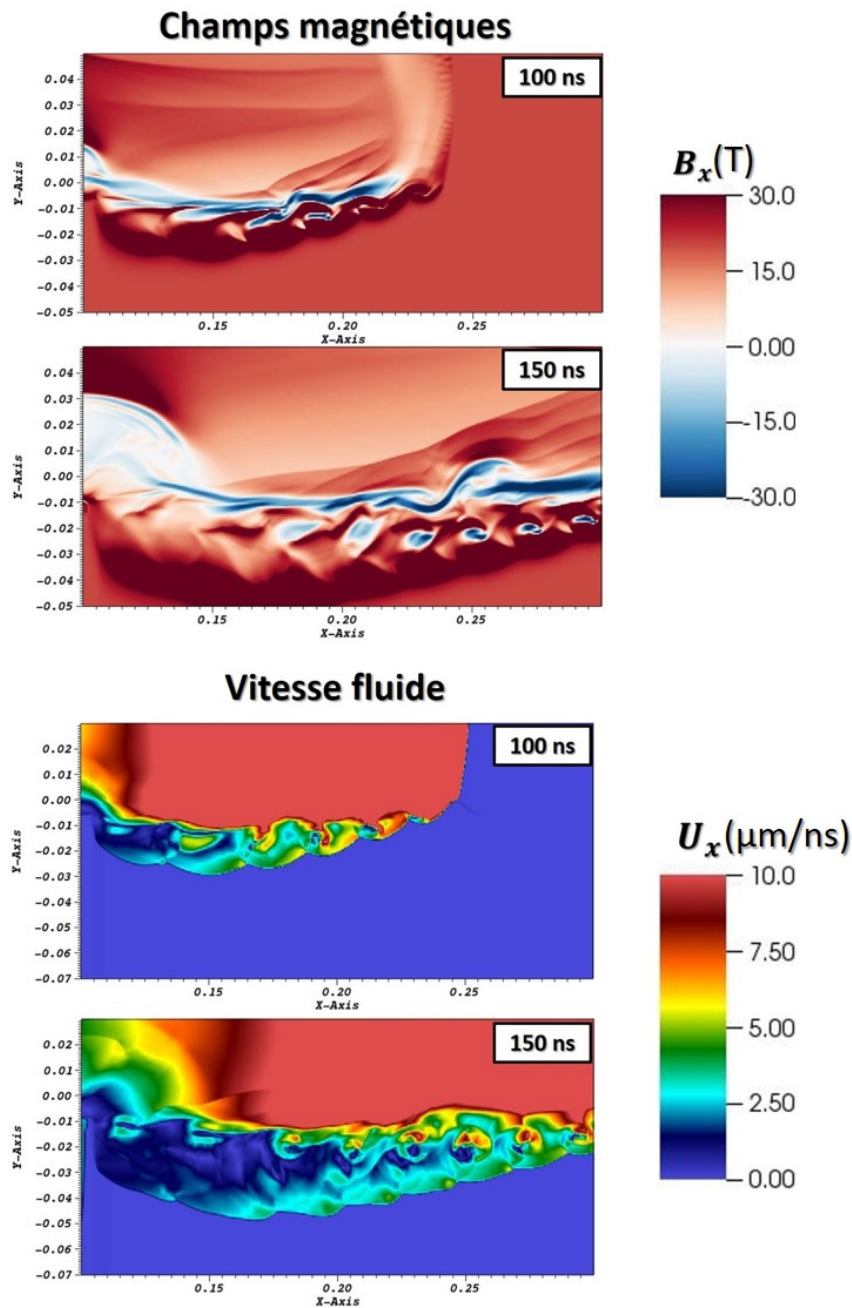


FIGURE 5.30 – Profils 2D des champs magnétiques et des vitesses aux temps 100 ns et 150 ns des simulations présentées en Fig.5.29. On observe sur les figures ici présentées, que le champ magnétique se maintient dans la région de cisaillement et que la vitesse de cisaillement se maintient aux alentours de $3 \pm 1 \mu\text{m/ns}$.

que l'amplitude de $75 \mu\text{m}$ atteinte dans le cas où un champ magnétique est appliqué est à peine plus grande que les $60 \mu\text{m}$ d'amplitude de la modulation initialement imprimée à l'interface entre les mousses. Ceci montre donc bien la proche suppression de l'instabilité Kelvin-Helmholtz par les effets combinés de compressibilité et de champs magnétiques.

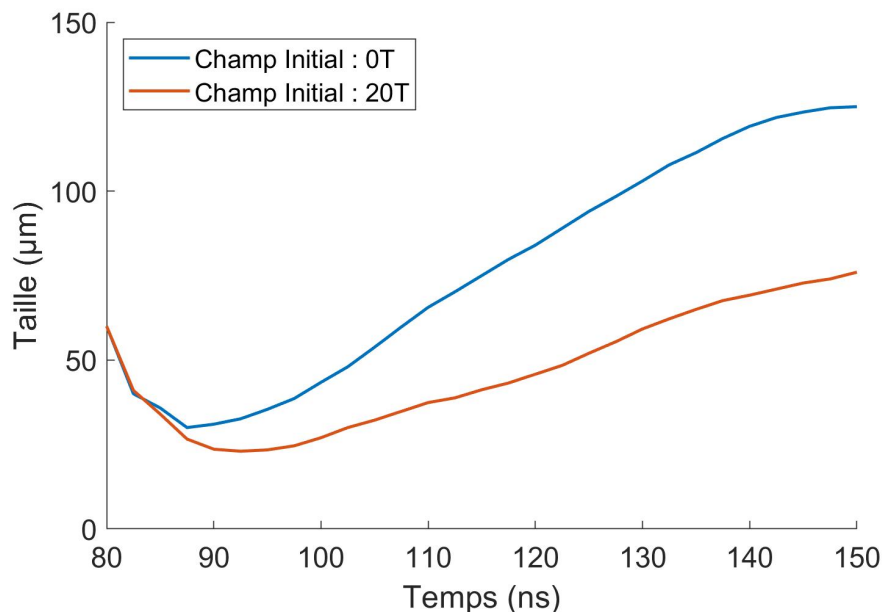


FIGURE 5.31 – Évolution d'un rouleau de Kelvin-Helmholtz à 2 mm de la cible en fonction du temps et du champ magnétique externe appliqué.

Le défi principal de la plateforme NIF, consistera par la suite à coupler ensemble différentes géométries expérimentales ayant montré de bons résultats indépendamment, mais n'ayant jamais été testées ensemble. Ainsi, la plateforme d'imagerie utilisant les lentilles de Fresnel [98], et celle de plasmas magnétisés développées sur NIF [99] devront être fusionnées pour réussir à imager les cibles de Kelvin-Helmholtz.

Pertinence astrophysique

A l'aide des lois d'échelles décrites par Ryutov et al [100], il est possible de dimensionner une expérience pouvant être comparée à ce qui est observé en astrophysique lorsque les vents solaires entrent en interaction avec la magnétosphère. Pour se faire, il suffit de se rendre compte que l'équation d'Euler :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla P \quad (5.25)$$

est invariante face à la transformation :

$$L_{VS} \longrightarrow a L_{lab} \quad (5.26)$$

$$\rho_{VS} \longrightarrow b \rho_{lab} \quad (5.27)$$

$$P_{VS} \longrightarrow c P_{lab} \quad (5.28)$$

$$\tau_{VS} \longrightarrow a \left(\frac{b}{c} \right)^{1/2} \tau_{lab} \quad (5.29)$$

où L , ρ , P , et τ représentent respectivement les dimensions, densité, pression, et temps caractéristiques des systèmes étudiés. L'indice "VS" désigne le cas des vents solaires, et l'indice "lab" désigne les caractéristiques de l'expérience en laboratoire. En substituant les paramètres du cas des vents solaires dans l'équation d'Euler par leur équivalent en laboratoire, les variables a , b et c se simplifient entre elles, ne laissant plus que les variable L_{lab} , ρ_{lab} , P_{lab} et τ_{lab} dans l'équation. Ainsi la résolution de l'un ou de l'autre est similaire du point de vue de l'équation d'Euler. Si un tel jeu de paramètres a , b , et c existe, ils permettent la comparaison des deux systèmes. Dans notre cas, ces conditions sont réalisées lorsque les paramètres de l'expérience laser respectent les critères donnés dans le tableau en figure Fig.5.32.

Ainsi, à l'aide des lois d'échelles présentées juste au-dessus, nous pouvons comparer le cas FLASH et le cas astrophysique au niveau de la magnétopause terrestre. En se basant sur les données satellitaires présentées par Walsh et al [66], nous pouvons injecter les valeurs des paramètres fluides dans les équations d'échelle.

Quantités physiques	NIF	Eruption solaire (Li et al, 2018)*	Magnétopause (Walsh et al, 2015)**
ρ_1	50 mg/cc	$4 \times 10^{-10} \text{cm}^{-3}$	11cm^{-3}
ρ_2	500 mg/cc	$4,5 \times 10^{-10} \text{cm}^{-3}$	20cm^{-3}
λ (m)	250×10^{-6}	5×10^6	$2,28 \times 10^7$
ΔU (km/s)	2,8	204	200-300
B (T)	20	$7,8 \times 10^{-4}$	55×10^{-9} (magnetosheath) 37×10^{-9} (magnetosphère)
γ	$6,6 \times 10^{-3} \text{ns}^{-1}$	$3,3 \times 10^{-2} \text{s}^{-1}$	$8 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$

FIGURE 5.32 – Ordres de grandeurs pour le dimensionnement de phénomènes Kelvin-Helmholtz comparables au cas astrophysique. ρ représente la densité, λ la longueur d'onde de la perturbation, ΔU la vitesse de cisaillement, B le champ magnétique externe, et γ le taux de croissance de l'instabilité Kelvin-Helmholtz.

Dans notre cas, afin de développer des structures suffisamment importantes pour qu'elles soient visibles à la radiographie, nous avons choisi d'utiliser une modulation de longueur d'onde $\lambda = 250 \mu\text{m}$, et d'amplitude $60 \mu\text{m}$. Cette longueur d'onde nous servira ainsi par la suite de dimension caractéristique de référence pour la transposition du cas astrophysique exposé par Walsh et al [66] au cas en laboratoire. La densité n'étant décrite que par une variable dans le dimensionnement proposé par Remington, nous utiliserons la densité moyenne des deux couches fluides de densités respectives 50 mg/cc et 500 mg/cc dans le calcul FLASH. Cette densité moyenne est proche de la densité moyenne dans la région de cisaillement qui nous intéresse et est donc intéressante comme point de comparaison. La pression dynamique dans le fluide induite par le passage du choc étant de l'ordre de 10 GPa est ainsi utilisée comme pression de référence pour comparer les résultats obtenus sur installation laser à ceux dans le cas astrophysique donnés à 2.0×10^{-9} Pa. Ainsi, la comparaison des résultats obtenus est présenté dans le tableau Fig.5.32. Le taux de croissance γ y étant présenté est calculé à l'aide de la formule incompressible magnétisée de Chandrasekhar et ne tient donc pas compte des effets de compressibilité

dans le cas NIF. Ainsi, le taux de croissance NIF est légèrement surestimé par rapport à la réalité. Dans les cas astrophysiques, les taux de croissance présentés correspondent à des mesures satellitaires. Dans notre cas, à l'aide du dimensionnement NIF présenté précédemment, le taux de croissance attendu à l'aide des lois d'échelles serait de l'ordre de $4.2 \times 10^{-3} \text{ ns}^{-1}$ qui est légèrement inférieur au $6.6 \times 10^{-3} \text{ ns}^{-1}$ calculé à l'aide de la formule de Chandrasekhar. En prenant en compte le facteur de compressibilité calculé plus tôt, nous obtenons $\gamma_{NIF} = C_c \times \gamma_{ic} \approx 4.1 \times 10^{-3} \text{ ns}^{-1}$, ce qui se rapproche de la valeur du taux de croissance du cas présenté par Walsh et al, une fois mis à l'échelle à l'aide de la transformation de Remington : $\gamma_{scaled} = 4.2 \times 10^{-3} \text{ ns}^{-1}$.

5.4 Imagerie X femto-seconde de l'instabilité Rayleigh-Taylor sur XFEL

5.4.1 Objectif expérimental

La turbulence dans les plasmas est un phénomène complexe nécessitant une très haute résolution, de l'ordre du micron, pour pouvoir être étudiée. Afin d'obtenir de très hautes résolutions sur cible, la qualité du rayonnement X utilisé ne peut être négligée. Comme nous l'avons vu précédemment, les sources X générées par laser nécessitent des réglages délicats, et le spectre étendu de ces sources, couplé à leur faible brillance limite la qualité de la radiographie.

Une façon de s'affranchir de ces limitations consiste à aller sur des installations dédiées tels que les XFEL procurant un rayonnement X extrêmement brillant [101]. Les sources X obtenues sur installations XFEL, sont les sources les plus brillantes au monde, à l'heure où ces lignes sont écrites. Elles sont caractérisées par leur monochromaticité ainsi que par une brillance importante en impulsion femto-seconde permettant de capturer instantanément de nombreux processus extrêmement rapides.

La cohérence des faisceaux XFEL combinée à la forte brillance de ce type de source de rayonnement, en font une plateforme idéale pour l'imagerie de phase X. Afin d'imager l'instabilité Rayleigh-Taylor à l'aide du rayonnement produit par un XFEL, nous sommes allés sur l'installation SACLA, qui possède un laser optique en régime nano-seconde au niveau de sa section expérimentale BL3-EH5 (cf Sec.4.2). Dans cette expérience, l'objectif est donc de profiter des caractéristiques singulières de ce type d'installations pour obtenir une radiographie de très haute résolution et fort contraste.

Afin de ne pas être limité par la résolution des détecteurs X habituels, il a été choisi d'utiliser les cristaux LiF permettant théoriquement une résolution sub-micrométrique, et donc de démontrer le potentiel important de ces détecteurs pour l'imagerie X.

5.4.2 Plateforme expérimentale

Le principe de la plateforme expérimentale utilisée ici est relativement simple et classique. Un schéma de la plateforme est donné en Fig.5.33. Un faisceau laser intense à 2ω

est utilisé comme faisceau pompe pour irradier une cible Rayleigh-Taylor pendant 5 ns et y déposer une énergie de l'ordre de 15 – 25 J. Le choc transmis par le laser sert alors à accélérer une couche modulée de CHBr qui décélère dans une mousse de plus faible densité, menant ainsi au développement des structures caractéristiques de l'instabilité Rayleigh-Taylor. La tache focale du laser étant ici de l'ordre de 350 μm de diamètre, il a été nécessaire de réduire la période des modulations à 40 μm .

Le faisceaux XFEL est utilisé en tant que faisceau sonde pour imager le développement de Rayleigh-Taylor. Le faisceau est utilisé avec les paramètres d'énergie de 7 keV, et est collimaté avec une section de $\approx 1 \text{ mm}^2$. La durée de l'impulsion du faisceau X étant de l'ordre de 8 fs, l'imagerie est capable de saisir instantanément les processus en cours dans la cible, l'intégration temporelle de la radiographie étant négligeable devant les temps hydrodynamiques. L'image ainsi formée est projetée 10.7 cm plus loin sur un cristal LiF, permettant une résolution d'imagerie de l'ordre du micron. Le faisceau sonde étant collimaté, le grandissement sur détecteur est de l'ordre de 1.

La relecture des images enregistrées sur les cristaux se fait hors-site, à l'aide d'un microscope confocal. L'image peut alors être agrandie selon l'objectif utilisé sur microscope. Afin d'avoir un retour direct en expérience, pour en suivre le bon déroulement, une caméra CCD X de très haute résolution [102] est utilisée, en aval du montage, le rayonnement X pouvant traverser le cristal LiF et être enregistré par la caméra CCD.

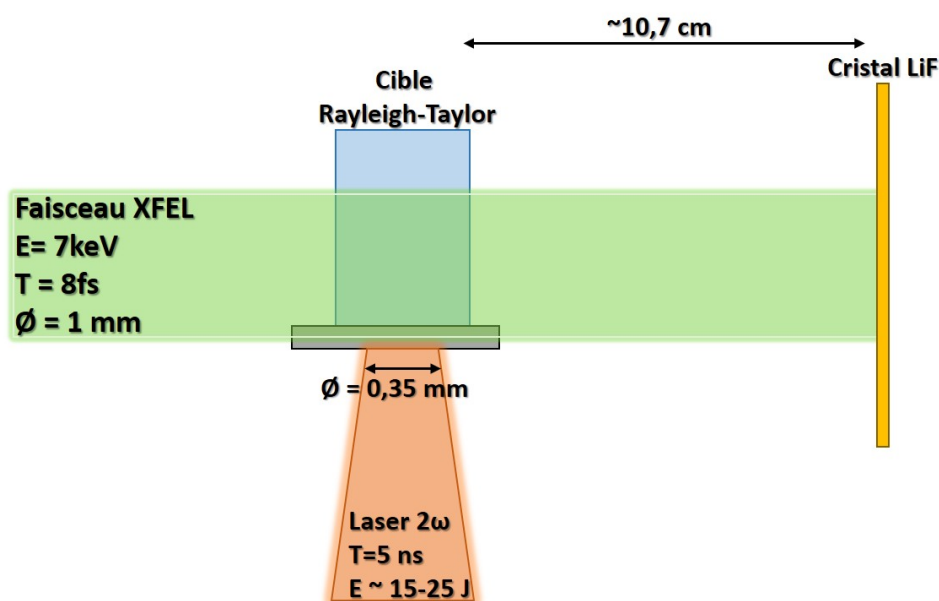


FIGURE 5.33 – Configuration expérimentale pour la réalisation de l'imagerie de phase des doigts de Rayleigh-Taylor à la B13-EH5 du XFEL SACLA.

5.4.3 Résultats expérimentaux

Les résultats d'imagerie des doigts de Rayleigh-Taylor, en fonction des différents grandissements accessibles du microscope confocal utilisé pour la relecture, sont montrés en Fig.5.34. On peut observer l'extrême définition des structures de Rayleigh-Taylor visibles à la radiographie. L'aspect de léger relief visible sur les images est dû aux termes de phase présents dans l'imagerie. Ils peuvent être déconvolués depuis l'image brute pour retrouver l'image de phase et l'image d'absorption du milieu comme montré en Fig.5.36. Néanmoins, afin de retrouver chacun des termes d'absorption et de phase de l'image séparément, plusieurs hypothèses sont nécessaires sur l'indice optique du milieu. La limite de ces approximations étant intrinsèque à la méthode propagative, nous étudierons dans le chapitre suivant une méthode interférométrique de Talbot-Lau permettant d'éviter l'ensemble de ces hypothèses pour permettre une reconstruction d'image absolue.

La déconvolution d'images présentée sous la méthodologie décrite par Paganin et al [27, 103] pour l'extraction de phase et d'amplitude depuis la radiographie d'un milieu homogène, ce qui sera notre première approximation dans cette estimation à suivre.

Ainsi, en notant Ψ_{CCD} la fonction d'onde complexe du rayonnement au niveau du détecteur, l'intensité perçue par ce dernier peut alors être décrite comme $I = \|\Psi_{CCD}\|^2$, et où $\Psi_{CCD} = \mathcal{F}[\Psi_0 \mathcal{T}]$ avec \mathcal{F} l'opérateur de propagation dans le régime de Fresnel, Ψ_0 l'onde incidente juste avant qu'elle ne traverse le milieu à imager, et $\mathcal{T} = \exp(-k\beta L - ik\delta L)$ la fonction de transmission du milieu sondé où k est le vecteur d'onde du front d'onde, et L l'épaisseur du milieu traversé. β et δ sont les composantes imaginaires et réelles de l'indice optique du milieu. La fonction de transmission du milieu peut aussi être écrite sous la forme $\mathcal{T} = \mathcal{A} \exp(i\phi)$, où ϕ est la phase introduite par l'objet, et \mathcal{A} est la racine carré de la transmittance du milieu. Dans le cas d'un milieu purement absorbant, l'intensité perçue

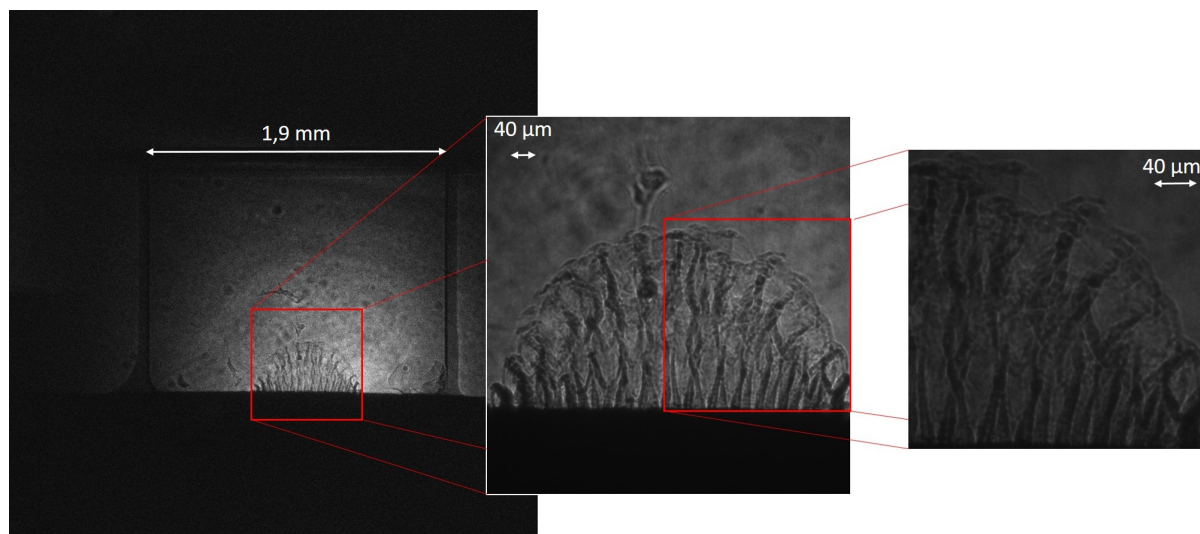


FIGURE 5.34 – Image de l'instabilité Rayleigh-Taylor enregistrée sur un cristal LiF relue à l'aide d'un microscope confocal avec un grandissement de 4 - 20 et 40. La résolution spatiale sur image est de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$.

par le détecteur serait proportionnelle à \mathcal{A}^2 . Dans le cas d'une image de phase pure, les interfaces sont alors marquées par un motif dépendant de la réfraction et de la diffraction induites par le milieu.

Afin de décorréler les composantes d'absorption et de déphasage de l'image formée sur le détecteur, on peut se baser sur les différentes signatures caractéristiques de chacune de ces composantes [103, 62]. Le défaut majeur de cette méthode provient du fait que l'indice optique dans les plasmas est généralement complexe à évaluer et dépend de nombreux paramètres. Nous devons ici faire une hypothèse afin de fixer l'indice optique pour retrouver les images de phase et d'absorption séparément. Cette approximation consiste à prendre l'indice optique solide des composants de la cible. Les deux seuls matériaux utilisés dans la reconstruction sont le plastique du poussoir de formule chimique C_8H_7Br et de la mousse CRF composée d'un matériau dont la formule chimique est $C_{15}H_{12}O_4$. Ainsi, dans l'ensemble du traitement de signal suivant, nous considérerons que le ratio $\frac{\delta}{\beta} \propto Cste$ est respecté à chaque étape de calcul.

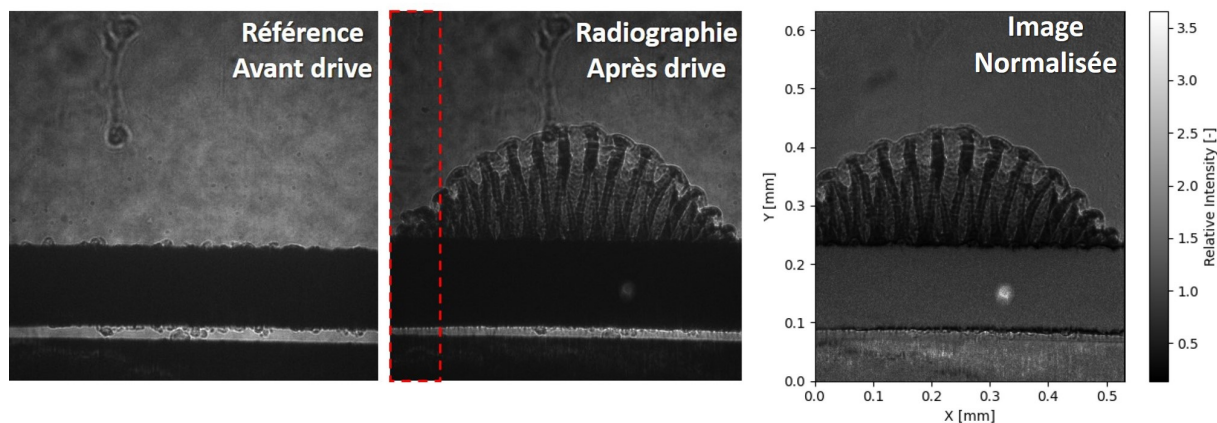


FIGURE 5.35 – Images brutes de référence non irradiée (à gauche), et irradiée (au centre) puis normalisée (à droite) d'un développement monomode de l'instabilité Rayleigh-Taylor obtenu sur la plateforme SACLA. L'encadré rouge sur l'image centrale correspond à la perte de champ de vue dans le traitement d'image dû à la superposition imparfaite de la référence et du cas choqué induits à la relecture du LiF.

La première étape avant tout traitement mathématique, consiste à mettre en forme normaliser la radiographie dynamique en utilisant la radiographie statique de la cible acquise au préalable. Pour se faire, avant chaque image dynamique, une image de référence, statique, est enregistrée pour qu'après normalisation, on obtienne un motif d'intensité relative telle que :

$$\mathcal{I}_R = \frac{\mathcal{I}_{Dyn}}{\mathcal{I}_{Stat}} = \frac{\mathcal{I}_{CHBr} \mathcal{I}_{CRF}}{\mathcal{I}_{CRF,0}} \quad (5.30)$$

où \mathcal{I}_{CHBr} représente la fonction de transmission du poussoir en décélération, \mathcal{I}_{CRF} représente la fonction de transmission de la mousse choquée, et $\mathcal{I}_{CRF,0}$ représente la

fonction de transmission de la mousse avant irradiation de la cible. Ainsi en repartant de l'équation de propagation de l'intensité [27, 104, 105] :

$$\nabla_{\perp} (\mathcal{I} \nabla_{\perp} \phi) = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{I} \quad (5.31)$$

où z a été choisi comme sens de propagation de la lumière, et en y injectant l'intensité relative \mathcal{I}_R définie juste avant, nous obtenons :

$$\left[-r \frac{\delta_{CHBr} - \delta_{CRF}}{\mu_{CHBr} - \mu_{CRF}} \nabla_{\perp} + 1 \right] \exp(-L(\mu_{CHBr} - \mu_{CRF})) = \frac{\mathcal{I}_R}{\exp(-L_{cible}(\mu_{CRF,0} - \mu_{CRF}))} \quad (5.32)$$

où r est la distance à l'axe optique, L_{cible} est l'épaisseur de cible traversée, tandis que L est l'épaisseur de l'une des structures de Rayleigh-Taylor que l'on a imagées. L'indice μ représentant l'absorption massique linéique est approximé par $\mu = 2k\beta$.

Une fois passé dans l'espace de Fourier, l'équation précédente permet de retrouver l'épaisseur projetée des structures de l'instabilité Rayleigh-Taylor, donnant ainsi :

$$L = \frac{-1}{\mu_{CHBr} - \mu_{CRF}} \mathcal{F}^{-1} \left[\left(r \frac{\delta_{CHBr} - \delta_{CRF}}{\mu_{CHBr} - \mu_{CRF}} \|k\|^2 + 1 \right)^{-1} \mathcal{F} \left(\frac{\mathcal{I}_R}{\exp(-L_{cible}(\mu_{CRF,0} - \mu_{CRF}))} \right) \right] \quad (5.33)$$

où \mathcal{F} désigne maintenant l'opérateur de Fourier. Dans l'approximation de projection discutée en Sec.3.4, pour une épaisseur optique L donnée, le changement de phase induit est alors défini comme :

$$\phi = k\delta L \quad (5.34)$$

et la transmission due à l'absorption du milieu est alors obtenue par :

$$T = \exp(-\mu L) \quad (5.35)$$

Les représentations ainsi déduites de l'imagerie de phase par propagation de l'instabilité Rayleigh-Taylor ici présentée sont montrées en Fig.5.36.

5.4.4 Conclusions de l'expérience

Lors de cette expérience, nous avons eu l'occasion d'observer l'impact d'une source X idéale sur l'imagerie de plasmas denses et turbulents. La résolution obtenue sur cible, de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ [6] a permis de résoudre des détails structurels de l'instabilité Rayleigh-Taylor jusqu'alors jamais observés dans le cadre d'instabilités hydrodynamiques générées par laser.

Comparativement, la plus haute résolution observée pour imager des doigts de Rayleigh-Taylor sur installation laser, a été obtenue sur NIF par Do et al [98], à l'aide de lentilles de Fresnel permettant une résolution de $2.3 \mu\text{m}$. Néanmoins, dans le cas du NIF, pour atteindre cette résolution, il a été nécessaire d'utiliser une optique supplémentaire dans le procédé d'imagerie, et la durée de vie de la source de rayonnement X de l'ordre de 100 ps introduit un flou de bougé limitant la résolution. Dans notre cas, aucune optique ne fut nécessaire pour obtenir une imagerie de haute résolution à $1 \mu\text{m}$. De plus, la durée

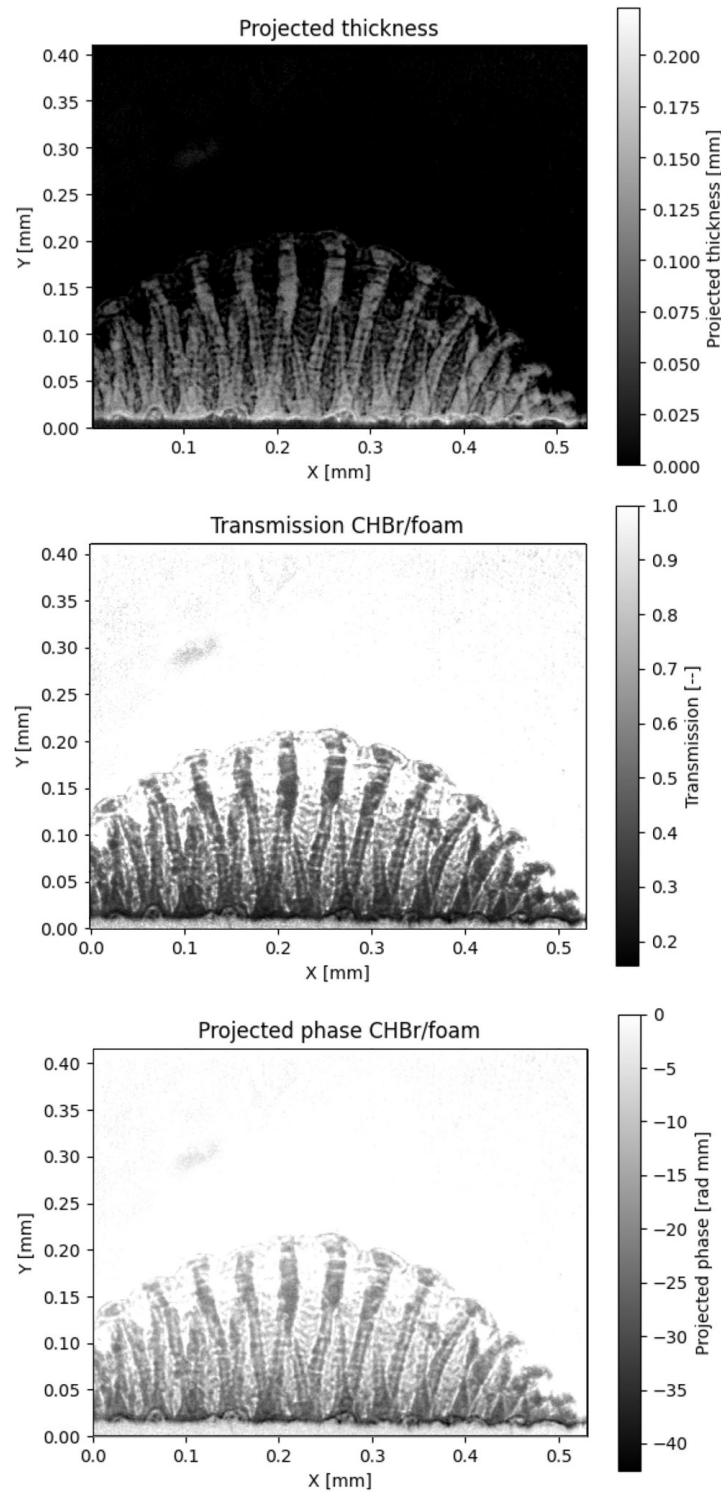


FIGURE 5.36 – Images traitée de l'instabilité Rayleigh-Taylor. En haut est représentée l'épaisseur optique projetée des structures de l'instabilité, au milieu, la transmission associée, et en bas de la figure, la phase retrouvée depuis les données expérimentales. crédits : Traitement d'image par F. Barabato selon la méthode décrite ici [62].

d'impulsion du XFEL de l'ordre de 8 fs permet l'acquisition d'une image instantanée des processus en cours (sans intégration temporelle). Ceci améliore ainsi la capacité à visualiser des processus hydrodynamiques [6], et donc d'étudier finement les structures turbulentes du système.

Concernant l'imagerie de phase propagative montrée ici, son application au delà de la recherche de contraste dans l'imagerie semble extrêmement limitée de par le nombre d'approximations nécessaires pour retrouver la phase et l'atténuation séparément. En effet, les termes de phase étant proportionnels à la dérivée seconde de la densité électronique du milieu, il est théoriquement possible de remonter à une estimation de la densité électronique du système imagé. Cette information est une donnée importante dans de nombreux phénomènes physiques dans le domaines de la FCI [32, 106], des transitions de phase [107, 108], dans l'étude du transport électronique [109, 110], des plasmas magnétisés [111], etc... Néanmoins, dans notre cas, nous sommes obligés de faire des hypothèses fortes sur l'indice optique du milieu sondé. Les résultats déduits sont donc largement dépendants de ces hypothèses pouvant être loin de la réalité. Ces suppositions limitent grandement la méthode dans son application au delà de l'imagerie.

Afin de ne plus être obligé de faire l'hypothèse d'un milieu homogène, et d'hypothèse sur l'indice optique du milieu, il peut être envisagé d'utiliser des méthodes basées sur l'interférométrie permettant une mesure absolue de l'indice optique du milieu sondé. Le chapitre Chap.6 sera ainsi consacré au développement de méthodes interférométriques adaptées au rayonnement X.

5.5 Conclusions sur les différentes méthodes d'imagerie en propagation

Différentes méthodes d'imagerie par propagation ont été testées. Nous pouvons ainsi comparer les résultats obtenus sur chacune d'entre elles.

Les sources de rayonnement en impulsion courte couplée à un fil métallique semblent plus compliquées à mettre en place. Cette technique possède néanmoins un fort potentiel pour l'imagerie. La faible fluence X de ces sources rend néanmoins la radiographie plus sensible aux émissions du plasma de couronne et au rayonnement de la cible elle même. Une meilleur fluence de ces sources pourrait permettre une imagerie de haute résolution avec une intégration temporelle raisonnable comme il a récemment été démontré sur le NIF couplé à des lentilles de Fresnel [98].

La faible fluence des sources X basées sur l'utilisation de fils couplée aux longues distances de propagation nécessaires pour l'imagerie de phase par libre propagation rend ce mode d'imagerie très sensible à l'émission X parasite provenant de la cible. De nombreux développements sur ce type de sources X semblent nécessaires pour exploiter cette technique à son plein potentiel. Néanmoins, dans le cas de cibles ayant un niveau de rayonnement parasite suffisamment faible, et en utilisant des métaux de numéro atomique

Z plus élevé que le titane, il semble possible de réaliser l'imagerie de phase sur installation laser. De plus amples investigations sont encore nécessaires.

Les images formées à l'aide de lasers en impulsion longue, sont limitées en résolution spatiale de par l'intégration temporelle liée au temps de vie de la source de rayonnement X. Elles offrent cependant l'avantage de fournir un nombre important de photons, donnant ainsi un bon contraste de radiographie. Combinées à un sténopé, la résolution reste correcte, de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$, comme vu dans l'expérience Kelvin-Helmholtz sur OMEGA-60. Ce type de source combinée à un sténopé permet donc un compromis satisfaisant entre contraste et résolution dans notre cas.

Le bon compromis trouvé devrait permettre d'imager des phénomènes subtils et complexes tels que la suppression magnétique de l'instabilité Kelvin-Helmholtz. Ce problème fondamental trouve une application en astrophysique dans l'étude de la magnétosphère terrestre. Le problème de l'interaction des vents solaires avec la Terre trouve des applications directes sur leur impact avec les constellations de satellites dont nous sommes dépendants pour nos télécommunications. Ces études complexes, possibles aujourd'hui, n'en restent pas moins que le résultat des prouesses techniques réalisées ces dernières décennies sur les grandes installations laser. En effet, on peut remarquer que chacun des développements technologiques pris indépendamment (énergie laser, champs magnétiques intenses, etc...), ont moins de 15 ans, NIF ayant par exemple été inauguré en 2010.

Afin de ne plus être limité par les propriétés de cohérence, de polychromaticité et de brillance de la source de rayonnement X, nous avons été sur l'installation XFEL de SACLA. En effet, les XFEL proposent un potentiel important pour l'imagerie de phase par libre propagation. Ce mode de radiographie y est d'ailleurs quelque chose de classique. Ainsi, en utilisant la combinaison d'un faisceau XFEL couplé à un cristal LiF, nous avons réussi à imager des instabilités de Rayleigh-Taylor avec une résolution de l'ordre du micro-mètre, sans introduction de grandissement ou d'optiques supplémentaires pour améliorer la qualité de l'image. Cette résolution record combinée à un champ de vue étendu ouvre la voie vers une étude plus fine de la turbulence dans les plasmas. Le niveau de résolution démontré a ainsi permis d'imager les structures fines de ce phénomène complexe tout en le saisissant presque instantanément grâce à une intégration temporelle de 8 fs.

Néanmoins, cette méthode propagative, au-delà de ses capacités d'imagerie semble limitée dans les renseignements qu'elle peut nous offrir. En effet les hypothèses fortes à faire pour déconvoluer les images, notamment sur l'indice optique, sont problématiques. Les résultats de déconvolution obtenus sont en effet fortement dépendants de l'indice optique. Dans le cas des plasmas, ce sujet est généralement une question compliquée, puisqu'encore sujet à recherches. Ainsi, l'utilisation de méthodes interférométriques semblent à envisager dans le cas où nous souhaiterions lever cette incertitude dans la déconvolution d'images. L'interférométrie permettant entre autre une mesure absolue de l'indice optique du milieu sondé, nous étudierons dans le chapitre suivant les avantages de l'interférométrie X Talbot-Lau pour l'imagerie de phase de plasmas.

Références

- [1] RP Drake and PA Keiter. Rayleigh–taylor growth at decelerating interfaces. *Physics of Plasmas*, 9(1) :382–384, 2002.
- [2] RP Drake, DR Leibbrandt, EC Harding, CC Kuranz, MA Blackburn, HF Robey, BA Remington, MJ Edwards, AR Miles, TS Perry, et al. Nonlinear mixing behavior of the three-dimensional rayleigh–taylor instability at a decelerating interface. *Physics of Plasmas*, 11(5) :2829–2837, 2004.
- [3] CC Kuranz, RP Drake, EC Harding, MJ Grosskopf, HF Robey, BA Remington, MJ Edwards, AR Miles, TS Perry, BE Blue, et al. Two-dimensional blast-wave-driven rayleigh-taylor instability : experiment and simulation. *The Astrophysical Journal*, 696(1) :749, 2009.
- [4] A. Casner, C. Mailliet, G. Rigon, S.F. Khan, D. Martinez, B. Albertazzi, T. Michel, T. Sano, Y. Sakawa, P. Tzeferacos, D. Lamb, S. Liberatore, N. Izumi, D. Kalantar, P. Di Nicola, J.M. Di Nicola, E. Le Bel, I. Igumenshchev, V. Tikhonchuk, B.A. Remington, J. Ballet, E. Falize, L. Masse, V.A. Smalyuk, and M. Koenig. From ICF to laboratory astrophysics : ablative and classical rayleigh–taylor instability experiments in turbulent-like regimes. *Nuclear Fusion*, 59(3) :032002, dec 2018.
- [5] G. Rigon, A. Casner, B. Albertazzi, Th. Michel, P. Mabey, E. Falize, J. Ballet, L. Van Box Som, S. Pikuz, Y. Sakawa, T. Sano, A. Faenov, T. Pikuz, N. Ozaki, Y. Kuramitsu, M. P. Valdivia, P. Tzeferacos, D. Lamb, and M. Koenig. Rayleigh-taylor instability experiments on the luli2000 laser in scaled conditions for young supernova remnants. *Phys. Rev. E*, 100 :021201, Aug 2019.
- [6] G. Rigon, B. Albertazzi, T. Pikuz, P. Mabey, V. Bouffetier, N. Ozaki, T. Vinci, F. Barbato, E. Falize, Y. Inubushi, N. Kamimura, K. Katagiri, S. Makarov, M. J.-E. Manuel, K. Miyanishi, S. Pikuz, O. Poujade, K. Sueda, T. Togashi, Y. Umeda, M. Yabashi, T. Yabuuchi, G. Gregori, R. Kodama, A. Casner, and M. Koenig. Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma. *Nature Communications*, 12(2679), 2021.
- [7] G Malamud, MJ Grosskopf, and RP Drake. Conceptual design of a rayleigh–taylor experiment to study bubble merger in two dimensions on nif. *High Energy Density Physics*, 11 :17–25, 2014.
- [8] G Malamud, L Elgin, T Handy, C Huntington, RP Drake, D Shvarts, A Shimony, and CC Kuranz. Design of a single-mode rayleigh–taylor instability experiment in the highly nonlinear regime. *High Energy Density Physics*, 32 :18–30, 2019.

- [9] O. A. Hurricane. Design for a high energy density kelvin–helmholtz experiment. *High Energy Density Physics*, 4(3) :97–102, 2008.
- [10] V. A. Smalyuk, J. F. Hansen, O. A. Hurricane, G. Langstaff, D. Martinez, H.-S. Park, K. Raman, B. A. Remington, H. F. Robey, O. Schilling, R. Wallace, Y. Elbaz, A. Shimony, D. Shvarts, C. Di Stefano, R. P. Drake, D. Marion, C. M. Krauland, and C. C. Kuranz. Experimental observations of turbulent mixing due to kelvin–helmholtz instability on the omega laser facility. *Physics of Plasmas*, 19(9) :092702, 2012.
- [11] G. Malamud, A. Shimony, W.C. Wan, C.A. Di Stefano, Y. Elbaz, C.C. Kuranz, P.A. Keiter, R.P. Drake, and D. Shvarts. A design of a two-dimensional, supersonic kh experiment on omega-ep. *High Energy Density Physics*, 9(4) :672–686, 2013.
- [12] W. C. Wan, G. Malamud, A. Shimony, C. A. Di Stefano, M. R. Trantham, S. R. Klein, D. Shvarts, C. C. Kuranz, and R. P. Drake. Observation of single-mode, kelvin-helmholtz instability in a supersonic flow. *Phys. Rev. Lett.*, 115 :145001, Oct 2015.
- [13] W. C. Wan, G. Malamud, A. Shimony, C. A. Di Stefano, M. R. Trantham, S. R. Klein, D. Shvarts, R. P. Drake, and C. C. Kuranz. Observation of dual-mode, kelvin-helmholtz instability vortex merger in a compressible flow. *Physics of Plasmas*, 24(5) :055705, 2017.
- [14] D Capelli, DW Schmidt, T Cardenas, G Rivera, RB Randolph, F Fierro, EC Merritt, KA Flippo, FW Doss, and JL Kline. Development of indirectly driven shock tube targets for counter-propagating shear-driven kelvin-helmholtz experiments on the national ignition facility. *Fusion Science and Technology*, 70(2) :316–323, 2016.
- [15] Alexander Martin Rasmus, Carlos A Di Stefano, Kirk Adler Flippo, Forrest William Doss, CF Kawaguchi, John L Kline, Elizabeth Catherine Merritt, Tiffany R Desjardins, Tana Cardenas, Derek William Schmidt, et al. Shock-driven hydrodynamic instability of a sinusoidally perturbed, high-atwood number, oblique interface. *Physics of Plasmas*, 26(6) :062103, 2019.
- [16] B Fryxell, CC Kuranz, RP Drake, MJ Grosskopf, A Budde, T Plewa, N Hearn, JF Hansen, AR Miles, and J Knauer. The possible effects of magnetic fields on laser experiments of rayleigh–taylor instabilities. *High Energy Density Physics*, 6(2) :162–165, 2010.
- [17] Tengfei Luo, Jianchun Wang, Chenyue Xie, Minping Wan, and Shiyi Chen. Effects of compressibility and atwood number on the single-mode rayleigh-taylor instability. *Physics of Fluids*, 32(1) :012110, 2020.
- [18] Haiyan Ye, Huilin Lai, Demei Li, Yanbiao Gan, Chuandong Lin, Lu Chen, and Aiguo Xu. Knudsen number effects on two-dimensional rayleigh–taylor instability in compressible fluid : Based on a discrete boltzmann method. *Entropy*, 22(5) :500, 2020.

- [19] Feng Chen, Aiguo Xu, Yudong Zhang, and Qingkai Zeng. Morphological and non-equilibrium analysis of coupled rayleigh–taylor–kelvin–helmholtz instability. *Physics of Fluids*, 32(10) :104111, 2020.
- [20] David L Youngs. Modelling turbulent mixing by rayleigh-taylor instability. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 37(1-3) :270–287, 1989.
- [21] Andrew W Cook, William Cabot, and Paul L Miller. The mixing transition in rayleigh–taylor instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 511 :333–362, 2004.
- [22] Jorge Carballido-Landeira, Philip MJ Trevelyan, Christophe Almarcha, and Anne De Wit. Mixed-mode instability of a miscible interface due to coupling between rayleigh-taylor and double-diffusive convective modes. *Physics of Fluids*, 25(2) :024107, 2013.
- [23] Mark Mikhaeil, Prasoon Suchandra, Devesh Ranjan, and Gokul Pathikonda. Simultaneous velocity and density measurements of fully developed rayleigh-taylor mixing. *Phys. Rev. Fluids*, 6(073902), Jul 2021.
- [24] Yang Song, Pei Wang, Lili Wang, Dongjun Ma, Anmin He, Dawei Chen, Zhengfeng Fan, Zongqiang Ma, and Jianguo Wang. The early-time dynamics of rayleigh-taylor mixing with a premixed layer. *Computers & Fluids*, 229 :105061, 2021.
- [25] C.P. Caulfield. Layering, instabilities, and mixing in turbulent stratified flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 53(1) :113–145, 2021.
- [26] Zhihua Qi, Joseph Zambelli, Nicholas Bevins, and Guang-Hong Chen. Quantitative imaging of electron density and effective atomic number using phase contrast ct. *Physics in Medicine & Biology*, 55(9) :2669, 2010.
- [27] David Paganin et al. *Coherent X-ray optics*. Number 6. Oxford University Press on Demand, 2006.
- [28] Daiko Takamatsu, Akio Yoneyama, Yusuke Asari, and Tatsumi Hirano. Quantitative visualization of salt concentration distributions in lithium-ion battery electrolytes during battery operation using x-ray phase imaging. *Journal of the American Chemical Society*, 140(5) :1608–1611, 2018.
- [29] Akio Yoneyama, Kazuyuki Hyodo, and Tohoru Takeda. Feasibility test of zeff imaging using x-ray interferometry. *Applied Physics Letters*, 103(20) :204108, 2013.
- [30] MP Valdivia, D Stutman, and M Finkenthal. Single-shot z eff dense plasma diagnostic through simultaneous refraction and attenuation measurements with a talbot–lau x-ray moiré deflectometer. *Applied optics*, 54(10) :2577–2583, 2015.
- [31] RA Sacks and DH Darling. Direct drive cryogenic icf capsules employing dt wetted foam. *Nuclear Fusion*, 27(3) :447, 1987.
- [32] R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly, V. N. Goncharov, D. R. Harding, J. P. Knauer, R. L. McCrory, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, J. F. Myatt, A. J. Schmitt, J. D. Sethian, R. W. Short, S. Skupsky, W. Theobald, W. L. Kruer,

- K. Tanaka, R. Betti, T. J. B. Collins, J. A. Delettrez, S. X. Hu, J. A. Marozas, A. V. Maximov, D. T. Michel, P. B. Radha, S. P. Regan, T. C. Sangster, W. Seka, A. A. Solodov, J. M. Soures, C. Stoeckl, and J. D. Zuegel. Direct-drive inertial confinement fusion : A review. *Physics of Plasmas*, 22(11) :110501, 2015.
- [33] R. Roycroft, P. A. Bradley, E. McCary, B. Bowers, H. Smith, G. M. Dyer, B. J. Albright, S. Blouin, P. Hakel, H. J. Quevedo, E. L. Vold, L. Yin, and B. M. Hegelich. Experiments and simulations of isochorically heated warm dense carbon foam at the texas petawatt laser. *Matter and Radiation at Extremes*, 6(1) :014403, 2021.
- [34] Bruce A Remington. High energy density laboratory astrophysics. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47(5A) :A191, 2005.
- [35] Sebastien Le Pape, Andrew Macphee, Daniel Hey, Pravesh Patel, Andrew Mackinnon, Mike Key, John Pasley, Mingsheng Wei, Sophia Chen, Tammy Ma, et al. Density measurement of shock compressed foam using two-dimensional x-ray radiography. *Review of Scientific Instruments*, 79(10) :106104, 2008.
- [36] Gabriel Rigon. *Instabilités hydrodynamiques : Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution*. PhD thesis, 2020. Thèse de doctorat dirigée par Koenig, Michel et Casner, Alexis Physique Institut polytechnique de Paris 2020.
- [37] G Rigon, B Albertazzi, P Mabey, Th Michel, E Falize, V Bouffetier, L Ceurvorst, L Masse, M Koenig, and A Casner. Exploring the atwood-number dependence of the highly nonlinear rayleigh-taylor instability regime in high-energy-density conditions. *Physical Review E*, 104(4) :045213, 2021.
- [38] L. Antonelli, F. Barbato, D. Mancelli, J. Trela, G. Zeraouli, G. Boutoux, P. Neumayer, S. Atzeni, A. Schiavi, L. Volpe, V. Bagnoud, C. Brabetz, B. Zielbauer, P. Bradford, N. Woolsey, B. Borm, and D. Batani. X-ray phase-contrast imaging for laser-induced shock waves. *EPL (Europhysics Letters)*, 125(3) :35002, mar 2019.
- [39] Petros Tzeferacos, M Fatenejad, N Flocke, G Gregori, DQ Lamb, D Lee, J Meinecke, A Scopatz, and K Weide. Flash magnetohydrodynamic simulations of shock-generated magnetic field experiments. *High Energy Density Physics*, 8(4) :322–328, 2012.
- [40] Petros Tzeferacos, A Rigby, A Bott, AR Bell, Robert Bingham, A Casner, F Cattaneo, EM Churazov, J Emig, N Flocke, et al. Numerical modeling of laser-driven experiments aiming to demonstrate magnetic field amplification via turbulent dynamo. *Physics of Plasmas*, 24(4) :041404, 2017.
- [41] MM Marinak, SW Haan, TR Dittrich, RE Tipton, and GB Zimmerman. A comparison of three-dimensional multimode hydrodynamic instability growth on various national ignition facility capsule designs with hydra simulations. *Physics of Plasmas*, 5(4) :1125–1132, 1998.
- [42] Michael M Marinak, GD Kerbel, NA Gentile, O Jones, D Munro, S Pollaine, TR Dittrich, and SW Haan. Three-dimensional hydra simulations of national ignition facility targets. *Physics of Plasmas*, 8(5) :2275–2280, 2001.

- [43] Steven H Langer, Ian Karlin, and Michael M Marinak. Performance characteristics of hydra—a multi-physics simulation code from llnl. In *International Conference on High Performance Computing for Computational Science*, pages 173–181. Springer, 2014.
- [44] Brian M. Haines, C. H. Aldrich, J. M. Campbell, R. M. Rauenzahn, and C. A. Wingate. High-resolution modeling of indirectly driven high-convergence layered inertial confinement fusion capsule implosions. *Physics of Plasmas*, 24(5) :052701, 2017.
- [45] Brian M. Haines, J. P. Sauppe, P. A. Keiter, E. N. Loomis, T. Morrow, D. S. Montgomery, L. Kuettner, B. M. Patterson, T. E. Quintana, J. Field, M. Millot, P. Celliers, D. C. Wilson, H. F. Robey, R. F. Sacks, D. J. Stark, C. Krauland, and M. Rubery. Constraining computational modeling of indirect drive double shell capsule implosions using experiments. *Physics of Plasmas*, 28(3) :032709, 2021.
- [46] Etta D Pisano, Shuquan Zong, Bradley M Hemminger, Marla DeLuca, R Eugene Johnston, Keith Muller, M Patricia Braeuning, and Stephen M Pizer. Contrast limited adaptive histogram equalization image processing to improve the detection of simulated spiculations in dense mammograms. *Journal of Digital imaging*, 11(4) :193, 1998.
- [47] Ali M Reza. Realization of the contrast limited adaptive histogram equalization (clahe) for real-time image enhancement. *Journal of VLSI signal processing systems for signal, image and video technology*, 38(1) :35–44, 2004.
- [48] J Scott Goldstein, Irving S Reed, and Louis L Scharf. A multistage representation of the wiener filter based on orthogonal projections. *IEEE Transactions on Information Theory*, 44(7) :2943–2959, 1998.
- [49] Haris Papasaika-Hanusch. Digital image processing using matlab. *Institute of Geodesy and Photogrammetry, ETH Zurich*, 63, 1967.
- [50] Victor T Tom and Gregory J Wolfe. Adaptive histogram equalization and its applications. In *Applications of digital image processing IV*, volume 359, pages 204–209. International Society for Optics and Photonics, 1983.
- [51] Stephen M Pizer, E Philip Amburn, John D Austin, Robert Cromartie, Ari Geselowitz, Trey Greer, Bart ter Haar Romeny, John B Zimmerman, and Karel Zuiderveld. Adaptive histogram equalization and its variations. *Computer vision, graphics, and image processing*, 39(3) :355–368, 1987.
- [52] John B Zimmerman, Stephen M Pizer, Edward V Staab, J Randolph Perry, William McCartney, and Bradley C Brenton. An evaluation of the effectiveness of adaptive histogram equalization for contrast enhancement. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 7(4) :304–312, 1988.
- [53] Yu Wang, Qian Chen, and Baeomin Zhang. Image enhancement based on equal area dualistic sub-image histogram equalization method. *IEEE transactions on Consumer Electronics*, 45(1) :68–75, 1999.

- [54] J Verdenet, JC Cardot, M Baud, H Chervet, J Duvernoy, and R Bidet. Scintigraphic image contrast-enhancement techniques : Global and local area histogram equalization. *European journal of nuclear medicine*, 6(6) :261–264, 1981.
- [55] Stephen M Pizer. Contrast-limited adaptive histogram equalization : Speed and effectiveness stephen m. pizer, r. eugene johnston, james p. ericksen, bonnie c. yankaskas, keith e. muller medical image display research group. In *Proceedings of the First Conference on Visualization in Biomedical Computing, Atlanta, Georgia*, volume 337, 1990.
- [56] Robert H Sherrier and GA Johnson. Regionally adaptive histogram equalization of the chest. *IEEE transactions on medical imaging*, 6(1) :1–7, 1987.
- [57] MATLAB. *matlab version R2020b*. The MathWorks Inc., Natick, Massachusetts, 2020.
- [58] Suresh Kumar, Papendra Kumar, Manoj Gupta, and Ashok Kumar Nagawat. Performance comparison of median and wiener filter in image de-noising. *International Journal of Computer Applications*, 12(4) :27–31, 2010.
- [59] H-S Park, DM Chambers, H-K Chung, RJ Clarke, R Eagleton, E Giraldez, T Goldsack, R Heathcote, N Izumi, MH Key, et al. High-energy k α radiography using high-intensity, short-pulse lasers. *Physics of plasmas*, 13(5) :056309, 2006.
- [60] Matthias Schnürer, MP Kalashnikov, PV Nickles, Th Schlegel, W Sandner, N Demchenko, R Nolte, and P Ambrosi. Hard x-ray emission from intense short pulse laser plasmas. *Physics of Plasmas*, 2(8) :3106–3110, 1995.
- [61] E. Brambrink, S. Baton, M. Koenig, R. Yurchak, N. Bidaut, B. Albertazzi, J. E. Cross, G. Gregori, A. Rigby, E. Falize, and et al. Short-pulse laser-driven x-ray radiography. *High Power Laser Science and Engineering*, 4 :e30, 2016.
- [62] F. Barbato, D. Batani, D. Mancelli, J. Trela, G. Zeraouli, G. Boutoux, P. Neumayer, S. Atzeni, A. Schiavi, L. Volpe, V. Bagnoud, C. Brabetz, B. Zielbauer, P. Bradford, N. Woolsey, B. Borm, and L. Antonelli. Propagation-based imaging phase-contrast enhanced imaging setup for single shot acquisition using laser-generated x-ray sources. *Journal of Instrumentation*, 14(03) :C03005–C03005, mar 2019.
- [63] Subrahmanyan Chandrasekhar. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Courier Corporation, 2013.
- [64] Akira Miura. Anomalous transport by magnetohydrodynamic kelvin-helmholtz instabilities in the solar wind-magnetosphere interaction. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 89(A2) :801–818, 1984.
- [65] VG Merkin, JG Lyon, and SG Claudepierre. Kelvin-helmholtz instability of the magnetospheric boundary in a three-dimensional global mhd simulation during northward imf conditions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 118(9) :5478–5496, 2013.

- [66] BM Walsh, EG Thomas, K-J Hwang, JBH Baker, JM Ruohoniemi, and J W Bonnell. Dense plasma and kelvin-helmholtz waves at earth's dayside magnetopause. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(7) :5560–5573, 2015.
- [67] Xiaohong Li, Jun Zhang, Shuhong Yang, Yijun Hou, and Robert Erdélyi. 2018.
- [68] W. Sun, J.Y. Zhong, S. Zhang, B.W. Tong, L.F. Wang, K.G. Zhao, J.Y. Liu, B. Han, B.J. Zhu, D.W. Yuan, X.X. Yuan, Z. Zhang, Y.T. Li, Q. Zhang, J.M. Peng, J.Z. Wang, Y.L. Ping, C.Q. Xing, H.G. Wei, G.Y. Liang, Z.Y. Xie, C. Wang, G. Zhao, and J. Zhang. The effect of external magnetic field on the linear stage evolution of kelvin-helmholtz instability in laser driven plasma. *High Energy Density Physics*, 31 :47–51, 2019.
- [69] Wei Sun, Jiayong Zhong, Zhu Lei, Shu Zhang, Lifeng Wang, Kaige Zhao, Weiming An, Yongli Ping, Bo Han, Dawei Yuan, Bowei Tong, Qian Zhang, Xiaoxia Yuan, Baojun Zhu, Zhe Zhang, Yutong Li, Bin Qiao, Lei Cheng, Jianzhao Wang, Chunqing Xing, Weiman Jiang, Huigang Wei, Guiyun Liang, Zhiyong Xie, Chen Wang, Mengqi Jin, Gang Zhao, and Jie Zhang. Suppressing kelvin-helmholtz instability with an external magnetic field. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 62(6) :065007, may 2020.
- [70] Armin Kögel, Alexandra Völkel, and Reinhard Richter. Calming the waves, not the storm : measuring the kelvin-helmholtz instability in a tangential magnetic field. *Journal of Fluid Mechanics*, 903 :A47, 2020.
- [71] Paulina Quijia, Federico Fraternali, Julia E Stawarz, Christian L Vásconez, Silvia Perri, Raffaele Marino, Emiliya Yordanova, and Luca Sorriso-Valvo. Comparing turbulence in a Kelvin-Helmholtz instability region across the terrestrial magnetopause. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 503(4) :4815–4827, 02 2021.
- [72] JJ MacFarlane, IE Golovkin, PR Woodruff, DR Welch, BV Oliver, TA Mehlhorn, and RB Campbell. Simulation of the ionization dynamics of aluminum irradiated by intense short-pulse lasers. In *Proc. Inertial Fusion and Sciences Applications*, volume 457, 2003.
- [73] JJ MacFarlane, IE Golovkin, and PR Woodruff. Helios-cr—a 1-d radiation-magnetohydrodynamics code with inline atomic kinetics modeling. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 99(1-3) :381–397, 2006.
- [74] BI Bennett, JD Johnson, GI Kerley, and GT Rood. Recent developments in the sesame equation-of-state library. Technical report, Los Alamos Scientific Lab., N. Mex.(USA), 1978.
- [75] JD Johnson. The sesame database. Technical report, Los Alamos National Lab.(LANL), Los Alamos, NM (United States), 1994.
- [76] E. C. Harding, J. F. Hansen, O. A. Hurricane, R. P. Drake, H. F. Robey, C. C. Kuranz, B. A. Remington, M. J. Bono, M. J. Grosskopf, and R. S. Gillespie. Observation of a kelvin-helmholtz instability in a high-energy-density plasma on the omega laser. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :045005, Jul 2009.

- [77] O. A. Hurricane, V. A. Smalyuk, K. Raman, O. Schilling, J. F. Hansen, G. Langstaff, D. Martinez, H.-S. Park, B. A. Remington, H. F. Robey, J. A. Greenough, R. Wallace, C. A. Di Stefano, R. P. Drake, D. Marion, C. M. Krauland, and C. C. Kuranz. Validation of a turbulent kelvin-helmholtz shear layer model using a high-energy-density omega laser experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :155004, Oct 2012.
- [78] O. A. Hurricane, J. F. Hansen, H. F. Robey, B. A. Remington, M. J. Bono, E. C. Harding, R. P. Drake, and C. C. Kuranz. A high energy density shock driven kelvin–helmholtz shear layer experiment. *Physics of Plasmas*, 16(5) :056305, 2009.
- [79] Felix Q Jin. Characterization and design of magnetic coils for the magneto-inertial fusion electrical discharge system (mifeds). 2011.
- [80] G. Fiksel, A. Agliata, D. Barnak, G. Brent, P.-Y. Chang, L. Folsbee, G. Gates, D. Hasset, D. Lonobile, J. Magoon, D. Mastrosimone, M. J. Shoup, and R. Betti. Note : Experimental platform for magnetized high-energy-density plasma studies at the omega laser facility. *Review of Scientific Instruments*, 86(1) :016105, 2015.
- [81] D. H. Barnak, J. R. Davies, G. Fiksel, P.-Y. Chang, E. Zabir, and R. Betti. Increasing the magnetic-field capability of the magneto-inertial fusion electrical discharge system using an inductively coupled coil. *Review of Scientific Instruments*, 89(3) :033501, 2018.
- [82] R. V. Shapovalov, G. Brent, R. Moshier, M. Shoup, R. B. Spielman, and P.-A. Gourdain. Design of 30-t pulsed magnetic field generator for magnetized high-energy-density plasma experiments. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 22 :080401, Aug 2019.
- [83] Joseph Levesque, Carolyn Kuranz, Rachel Young, Gennady Fiksel, Mario Manuel, Matthew Trantham, Sallee Klein, Patrick Hartigan, Andy Liao, and Chikang Li. Exploring astrophysically relevant bow shocks using mifeds and the omega laser. In *APS Division of Plasma Physics Meeting Abstracts*, volume 2016, pages NP10–126, 2016.
- [84] Gregory R Baker, Daniel I Meiron, and Steven A Orszag. Vortex simulations of the rayleigh–taylor instability. *The Physics of Fluids*, 23(8) :1485–1490, 1980.
- [85] Gréтар Tryggvason. Numerical simulations of the rayleigh-taylor instability. *Journal of Computational Physics*, 75(2) :253–282, 1988.
- [86] Scott A Wieland, Peter E Hamlington, Scott J Reckinger, and Daniel Livescu. Effects of isothermal stratification strength on vorticity dynamics for single-mode compressible rayleigh-taylor instability. *Physical Review Fluids*, 4(9) :093905, 2019.
- [87] LD Landau and EM Lifshitz. Fluid mechanics (course of theoretical physics, volume 6). *Reed Educational and Professional Publishing Ltd.*, 2000.
- [88] Andrew Robert Paterson. *A first course in fluid dynamics*. Cambridge university press, 1983.

- [89] V.A. Smalyuk, O.A. Hurricane, J.F. Hansen, G. Langstaff, D. Martinez, H.-S. Park, K. Raman, B.A. Remington, H.F. Robey, O. Schilling, R. Wallace, Y. Elbaz, A. Shimony, D. Shvarts, C. Di Stefano, R.P. Drake, D. Marion, C.M. Krauland, and C.C. Kuranz. Measurements of turbulent mixing due to kelvin–helmholtz instability in high-energy-density plasmas. *High Energy Density Physics*, 9(1) :47–51, 2013.
- [90] Vishnu Mohan, A Sameen, Balaji Srinivasan, and Sharath S Girimaji. Influence of knudsen and mach numbers on kelvin-helmholtz instability. *Physical Review E*, 103(5) :053104, 2021.
- [91] C. A. Di Stefano, F. W. Doss, E. C. Merritt, B. M. Haines, T. R. Desjardins, B. G. DeVolder, K. A. Flippo, L. Kot, H. F. Robey, D. W. Schmidt, and M. Millot. Experimental measurement of two copropagating shocks interacting with an unstable interface. *Phys. Rev. E*, 102 :043212, Oct 2020.
- [92] OL Landen, DR Farley, SG Glendinning, LM Logory, PM Bell, JA Koch, FD Lee, DK Bradley, DH Kalantar, CA Back, et al. X-ray backlighting for the national ignition facility. *Review of Scientific Instruments*, 72(1) :627–634, 2001.
- [93] H-S Park, DM Chambers, H-K Chung, RJ Clarke, R Eagleton, E Giraldez, T Goldsack, R Heathcote, N Izumi, MH Key, et al. High-energy k α radiography using high-intensity, short-pulse lasers. *Physics of plasmas*, 13(5) :056309, 2006.
- [94] WC Wan, Guy Malamud, A Shimony, CA Di Stefano, MR Trantham, SR Klein, JD Soltis, D Shvarts, RP Drake, and CC Kuranz. Impact of ablator thickness and laser drive duration on a platform for supersonic, shockwave-driven hydrodynamic instability experiments. *High Energy Density Physics*, 22 :6–11, 2017.
- [95] Assaf Shimony, Dov Shvarts, Guy Malamud, Carlos A. Di Stefano, Carolyn C. Kuranz, and R. P. Drake. The Effect of a Dominant Initial Single Mode on the Kelvin–Helmholtz Instability Evolution : New Insights on Previous Experimental Results. *Journal of Fluids Engineering*, 138(7), 04 2016. 070902.
- [96] Bruce A. Remington, David Arnett, R. Paul, null Drake, and Hideaki Takabe. Modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers. *Science*, 284(5419) :1488–1493, 1999.
- [97] DD Ryutov, RP Drake, and BA Remington. Criteria for scaled laboratory simulations of astrophysical mhd phenomena. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 127(2) :465, 2000.
- [98] A. Do, A. M. Angulo, G. N. Hall, S. R. Nagel, N. Izumi, B. J. Koziowski, T. McCarville, J. M. Ayers, and D. K. Bradley. X-ray imaging of rayleigh–taylor instabilities using fresnel zone plate at the national ignition facility. *Review of Scientific Instruments*, 92(5) :053511, 2021.
- [99] MJ-E Manuel, S Nagel, BB Pollock, EG Carroll, D Kalantar, KS Raman, C Samulski, B Srinivasan, Z Barbeau, B Albertazzi, et al. Development of the magrt experimental platform on the nif. In *APS Division of Plasma Physics Meeting Abstracts*, volume 2020, pages NM11–007, 2020.

- [100] D Ryutov, RP Drake, J Kane, E Liang, BA Remington, and WM Wood-Vasey. Similarity criteria for the laboratory simulation of supernova hydrodynamics. *The Astrophysical Journal*, 518(2) :821, 1999.
- [101] M Altarelli. The european x-ray free-electron laser facility in hamburg. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269(24) :2845–2849, 2011.
- [102] Takashi Kameshima, Akihisa Takeuchi, Kentaro Uesugi, Togo Kudo, Yoshiki Kohmura, Kenji Tamasaku, Katsuhiko Muramatsu, Takagimi Yanagitani, Makina Yabashi, and Takaki Hatsui. Development of an x-ray imaging detector to resolve 200 nm line-and-space patterns by using transparent ceramics layers bonded by solid-state diffusion. *Optics letters*, 44(6) :1403–1406, 2019.
- [103] D. Paganin, S. C. Mayo, T. E. Gureyev, P. R. Miller, and S. W. Wilkins. Simultaneous phase and amplitude extraction from a single defocused image of a homogeneous object. *Journal of Microscopy*, 206(1) :33–40, 2002.
- [104] Michael Reed Teague. Deterministic phase retrieval : a green’s function solution. *JOSA*, 73(11) :1434–1441, 1983.
- [105] Sergei M Rytov, Yurii A Kravtsov, and Valeryan I Tatarskii. *Principles of statistical radiophysics. 4. Wave propagation through random media*. 1989.
- [106] E. C. Dutra, J. A. Koch, R. Presura, W. A. Angermeier, T. Darling, S. Haque, R. C. Mancini, and A. M. Covington. Development of a spectroscopic technique for simultaneous magnetic field, electron density, and temperature measurements in icf-relevant plasmas. *Review of Scientific Instruments*, 87(11) :11E558, 2016.
- [107] G. Duchateau, S. X. Hu, A. Pineau, A. Kar, B. Chimier, A. Casner, V. Tikhonchuk, V. N. Goncharov, P. B. Radha, and E. M. Campbell. Modeling the solid-to-plasma transition for laser imprinting in direct-drive inertial confinement fusion. *Phys. Rev. E*, 100 :033201, Sep 2019.
- [108] A. Pineau, B. Chimier, S. X. Hu, and G. Duchateau. Improved modeling of the solid-to-plasma transition of polystyrene ablator for laser direct-drive inertial confinement fusion hydrocodes. *Phys. Rev. E*, 104 :015210, Jul 2021.
- [109] G. Faussurier, C. Blancard, P. Combis, A. Decoster, and L. Videau. Electronic transport coefficients in plasmas using an effective energy-dependent electron-ion collision-frequency. *Physics of Plasmas*, 24(10) :102701, 2017.
- [110] Chong Lv, Feng Wan, Mo-Ran Jia, Zi-Liang Li, Hai-Bo Sang, and Bai-Song Xie. Electronic transport of lorentz plasma with collision and magnetic field effects. *Chinese Physics B*, 25(10) :105201, sep 2016.
- [111] R. Sadighi-Bonabi and M. Etehad-Abari. The electron density distribution and field profile in underdense magnetized plasma. *Physics of Plasmas*, 17(3) :032101, 2010.

Chapitre 6

Développement de l'interférométrie X et application à l'imagerie de phase de plasmas denses.

Tout le monde sait que c'est dans
le sens vertical que les rayures
amincissent !

Obélix dans
Astérix, La rose et le glaive
A. Uderzo

6.1 Principe de l'interférométrie Talbot-Lau

6.1.1 Interférométrie

Avant de parler de l'interférométrie et de ses avantages, il est nécessaire de définir le terme d'interférence tel que nous l'utiliserons plus tard. Une interférence est le résultat de la combinaison de deux ondes. Ainsi, l'interférométrie est une méthode de mesure exploitant le phénomène d'interférence afin d'en déduire des propriétés d'un système. En effet, les structures d'interférence sont extrêmement dépendantes de la longueur d'onde incidente, ainsi que de la phase du front d'onde associé. Cette phase est particulièrement intéressante puisqu'elle peut permettre une évaluation de l'épaisseur d'un milieu lorsque l'indice optique du milieu est connu, ou à l'inverse, permettre la mesure de l'indice optique d'un milieu lorsque la géométrie du milieu est connue. Cette méthode de mesure est ainsi assez commune dans de nombreux domaines allant de l'astronomie [1, 2], à l'océanographie [3, 4], la sismologie [5, 6] ou la physique des plasmas [7, 8, 9, 10, 11], et bien d'autres encore de par la richesse des informations qu'elle peut prodiguer (métrologie, indice de réfraction et plus généralement indice optique, etc...).

Ainsi, dans notre cas, dans l'optique de la réalisation d'imagerie de phase de plasmas denses et turbulents, l'intérêt de cette méthode devient extrêmement limpide. Dans le cas de l'imagerie de phase en propagation, nous étions limités par le fait que nous devons

supposer un indice optique pour déconvoluer une image [12, 13]. Ici, la récupération de la phase du système se fait par l'étude du motif d'interférence final donné par l'interféromètre. La seule connaissance du motif de référence de l'interféromètre est suffisante pour l'analyse qualitative et quantitative du système sondé sans hypothèse majeure. Pour finir, l'indice optique du milieu sondé peut être facilement déduit depuis les propriétés de l'interférogramme du milieu sondé permettant une mesure absolue de l'indice optique [14]. Ainsi, non seulement il n'est plus nécessaire de réaliser des hypothèses sur l'indice optique pour l'obtention d'images de phase, mais cet indice devient un résultat de mesure.

Dans notre cas, nous nous concentrerons par la suite sur une interférométrie de réseaux particulière dite de Talbot-Lau [15, 16, 17, 18, 19] dans le domaine des rayons X.

6.1.2 Effet Talbot

Réseaux de phase et réseaux d'absorption

Avant de parler de l'effet Talbot [20, 21, 22], il est nécessaire de parler des réseaux qui seront utilisés dans la suite du manuscrit pour le réaliser. Ainsi, nous distinguerons deux types de réseaux particuliers : les réseaux d'absorption et les réseaux de phase. La différence principale entre ces deux types d'optiques peut être rapidement exprimée en partant de la fonction de transmission d'un réseau [13].

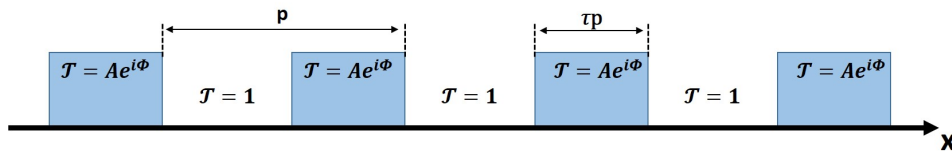


FIGURE 6.1 – Schémas d'un réseau

En exprimant la fonction de transmission d'un réseau simple comme :

$$\mathcal{T} = \begin{cases} 1, & \text{si } 0 \leq \text{mod}(x, p) \leq (1 - \tau)p \\ Ae^{i\phi}, & \text{si } (1 - \tau)p \leq \text{mod}(x, p) \leq p \end{cases} \quad (6.1)$$

où p est la période du réseau, τ est le rapport d'aspect entre la largeur d'une barre du réseau sur sa période.

Dans le cas où $A \ll 1$, on parle de réseau en absorption puisque les barres du réseaux sont totalement opaques aux rayons X, et si $\phi \gg \|1 - A\|$, on parle de réseau de phase. Les barreaux du réseau sont partiellement transparents à la lumière et introduisent un déphasage par rapport aux zones où $\mathcal{T} = 1$. Il est à noter que A est fonction de la longueur d'onde incidente et qu'un réseau sera donc considéré comme un réseau de phase ou d'absorption en fonction de la longueur d'onde à laquelle il est utilisé.

Un second point important sur les réseaux de phase est leur période effective. Cette grandeur est alors décrite [23] comme :

$$p_e = \frac{p}{\eta} \quad (6.2)$$

où p est la période géométrique du réseau. Dans le cas d'un réseau $\frac{\pi}{2}$ -shift, $\eta = 1$ et dans le cas où le réseau est π -shift, le facteur vaut $\eta = 2$.

Cas de l'éclairement monochromatique une source collimatée

Afin de développer l'interférométrie X pour sonder les plasmas générés sur grandes installations, nous avons choisi de développer un interféromètre de Talbot-Lau qui présente un certain nombre d'avantages décrits en section 6.1.3. L'interférométrie Talbot-Lau, est une interférométrie de réseaux se basant sur l'effet Talbot [20, 21] qui est un effet lié à la diffraction d'un objet périodique. Le phénomène de diffraction mène l'objet périodique à s'auto-imager en des plans spécifiques régulièrement espacés appelés plans de Talbot. Cet effet a été observé pour la première fois en 1836 par H.F. Talbot [20], et fut décrit analytiquement pour la première fois par Lord Rayleigh en 1881 [21]. Il prédit que les plans d'auto-imagerie se situent tous les :

$$z_T = \frac{\lambda}{1 - \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{p^2}}} \quad (6.3)$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière incidente, et p est la période de l'objet (ici un réseau d'absorption). La grandeur p étant généralement grande devant la longueur d'onde de la lumière incidente, cette relation est généralement directement simplifiée comme :

$$z_T = \frac{2p^2}{\lambda} \quad (6.4)$$

Pour retrouver ce résultat, une analyse simple et rapide peut être obtenue en passant par les bases de l'optique de Fourier [24].

Considérons un réseau d'absorption en transmission de période p dont la fonction de transmission serait de la forme :

$$T_G = \frac{1}{2} \left(1 + A \cos \left(\frac{2\pi x}{p} \right) \right) \quad (6.5)$$

En passant cette équation dans l'espace de Fourier, on obtient ainsi la transformée de Fourier de la fonction de transmission de notre réseau telle que :

$$\mathcal{T}_G(\nu_x) = \frac{1}{2} \delta(\nu_x) + \frac{A}{4} \delta \left(\nu_x - \frac{1}{p} \right) + \frac{A}{4} \delta \left(\nu_x + \frac{1}{p} \right), \quad (6.6)$$

où δ est la fonction de Dirac. En exprimant la fonction de transfert en libre propagation sur une distance z comme :

$$\mathcal{H} = e^{-i\pi\lambda z \nu_x^2} \quad (6.7)$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement, la fonction de transfert totale de la propagation de la lumière au travers du réseau et à une distance z du réseau devient :

$$\mathcal{U} = \mathcal{T}_G \mathcal{H} \quad (6.8)$$

soit :

$$\mathcal{U}(\nu_x, z) = \frac{1}{2}\delta(\nu_x) + \frac{A}{4}\delta\left(\nu_x - \frac{1}{p}\right)e^{-i\pi\lambda z\nu_x^2} + \frac{A}{4}\delta\left(\nu_x + \frac{1}{p}\right)e^{-i\pi\lambda z\nu_x^2} \quad (6.9)$$

En utilisant la transformée inverse de Fourier, on retrouve la fonction de transmission du système :

$$U(x, z) = \frac{1}{2} + \frac{A}{4}e^{-i\pi\frac{\lambda z}{p^2}}e^{2i\pi\frac{x}{p}} + \frac{A}{4}e^{-i\pi\frac{\lambda z}{p^2}}e^{-2i\pi\frac{x}{p}} \quad (6.10)$$

pouvant se remettre sous la forme plus simple :

$$U(x, z) = \frac{1}{2}\left(1 + A e^{-i\pi\frac{\lambda z}{p^2}} \cos\left(2\pi\frac{x}{p}\right)\right) \quad (6.11)$$

où l'on retrouve bien que dans le cas où

$$z = \frac{2np^2}{\lambda} \quad (6.12)$$

avec n un entier naturel, nous obtenons des plans où la distribution d'intensité est spatialement similaire à la fonction de transmission du réseau. Cette formulation est l'approximation classique des plans d'auto-imagerie tel que décrit dans le résultat de Rayleigh tandis que dans le cas où :

$$z = \frac{(2n+1)p^2}{\lambda} \quad (6.13)$$

comme prédit aussi par Rayleigh, nous obtenons un négatif de l'image du réseau.

Une description plus fine et complète du phénomène fut apportée dans les années 50 au travers des travaux de Cowley, Moody et al [22] qui prédisent ainsi des ordres fractionnaires dit réurgeants pour l'apparition de ces plans entre les plans principaux calculés précédemment. L'enchaînement de plans entiers et fractionnaires donne au final une figure fractale appelée tapis de Talbot dont voici une représentation pour différents types de réseaux Fig6.2.

Comme montré en figure Fig.6.2, en fonction de la nature du réseau, le tapis de Talbot est modifié, changeant la position des plans où la lumière forme des franges de contraste maximal, défini comme :

$$\mathcal{C} = \frac{\mathcal{I}_{max} - \mathcal{I}_{min}}{\mathcal{I}_{max} + \mathcal{I}_{min}} \quad (6.14)$$

où \mathcal{I} est l'intensité lumineuse mesurée.

En considérant une onde incidente plane, cohérente et monochromatique, les plans d'interférences constructives sont situés aux positions :

$$D_m = \frac{mp^2}{2\eta^2\lambda} \quad (6.15)$$

où m est impair, et où m est le m^{eme} plan de Talbot aussi appelé ordre de Talbot, p est la période du réseau utilisé, λ est la longueur d'onde incidente, et η est le correctif en fonction de la nature du réseau (évoqué en Sec.6.1.2) où :

$$\eta = \begin{cases} 1, & \text{si } \phi = \frac{\pi}{2} \\ 2, & \text{si } \phi = \pi \end{cases} \quad (6.16)$$

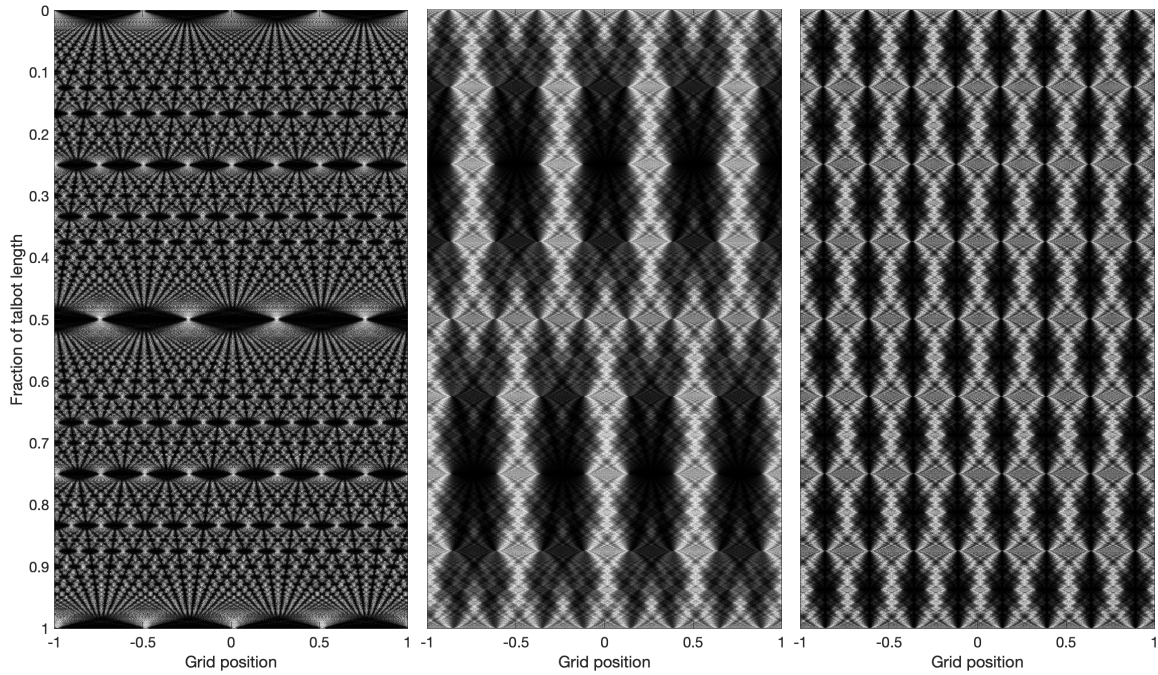


FIGURE 6.2 – De gauche à droite, tapis de Talbot pour un réseau d'absorption parfait, pour un réseau de phase $\pi/2$ -shift, pour un réseau de phase π -shift (Source : G. Perez et al, [25])

Il est à noter que dans le cas où m serait pair, l'on obtient le négatif de l'image du réseau lorsque le réseau utilisé est un réseau de phase.

Dans le cas d'un réseau d'absorption, D_m est alors modifié et s'écrit :

$$D_m = m \frac{p^2}{\lambda} \quad (6.17)$$

avec m pair, les valeurs impaires correspondant au négatif de l'image du réseau. Ainsi, l'on retrouve bien la position du premier plan constructif calculé par Lord Rayleigh et exprimé par Eq.(6.4).

La transmission des réseaux de phase étant plus importante que celle obtenue avec les réseaux d'absorption, nous privilégierons par la suite les réseaux de phase pour la réalisation de l'effet Talbot.

Cas de la lumière polychromatique

Afin d'appréhender la construction des plans d'auto-imagerie de Talbot en lumière polychromatique, il est possible de passer par une description à deux longueurs d'onde. Pour le cas de spectres continus, il suffira de généraliser le concept vu dans le cas à 2 longueurs d'ondes.

Considérons donc la fonction d'onde suivante :

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi_{\omega_1}(x, y, z)e^{-i\omega_1 t} + \psi_{\omega_2}(x, y, z)e^{-i\omega_2 t} \quad (6.18)$$

où nous avons séparé les dépendances spatiales et temporelles de notre onde, et où ω_i est la pulsation de l'onde lié à la i^{eme} longueur d'onde tel que $\omega_i = \frac{2\pi c}{\lambda_i}$.

L'intensité lumineuse perçue en un point de l'espace est alors :

$$I(x, y, z, t) = |\Psi(x, y, z, t)|^2 \quad (6.19)$$

Pouvant alors être réécrite comme :

$$I(x, y, z, t) = I_{\omega_1}(x, y, z, t) + I_{\omega_2}(x, y, z, t) + 2\mathcal{R}_e [\psi_{\omega_1}^* \psi_{\omega_2} e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t}] \quad (6.20)$$

et donnant finalement :

$$I(x, y, z, t) = I_{\omega_1}(x, y, z, t) + I_{\omega_2}(x, y, z, t) + 2\sqrt{I_{\omega_1}(x, y, z, t)I_{\omega_2}(x, y, z, t)} \sin((\omega_1 - \omega_2)t) \quad (6.21)$$

En admettant un battement $\omega_1 - \omega_2 \ll 1$ il est possible de regarder les critères de formation d'un plan d'intensité maximale en trouvant les zones de formation de plans de Talbot pour chacune des longueurs d'onde qui se superposent. En considérant une structure périodique tel qu'un réseau en absorption de période \mathbf{p} , les plans de Talbot correspondant à chaque longueur d'onde se situent ainsi aux distances :

$$z_{T_i} = \frac{m_i p^2}{\lambda_i} \quad (6.22)$$

où m_i est un entier naturel pair et est l'ordre de Talbot pour la longueur d'onde λ_i considérée.

Les plans d'intensité maximale se trouvent ainsi aux positions où :

$$\frac{m_1 p^2}{\lambda_1} = \frac{m_2 p^2}{\lambda_2} \quad (6.23)$$

impliquant la condition :

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (6.24)$$

pour la formation de plans d'auto-imagerie. Il apparaît alors qu'il est préférable que λ_2 soit un multiple ou un harmonique de λ_1 pour réaliser une auto-imagerie à deux longueurs d'onde.

Dans le cas de lumière polychromatique en spectre continu, chaque longueur d'onde présente dans le spectre de la source X utilisée pour l'imagerie produira une figure de contraste maximal dans le plan fixé par sa longueur d'onde. Ainsi en lumière polychromatique, le tapis de Talbot se voit modifié dû à la superposition des tapis de l'ensemble des longueurs d'onde présents dans le spectre. Les plans d'intensité maximale dépendent ainsi de comment se superposent les plans de Talbot pour chaque longueur d'onde. Pour pouvoir prédire les positions des plans d'intensité maximale, il est donc nécessaire d'intégrer les équations de propagation sur le spectre de la source utilisée.

Ainsi, dans le cas de sources K_α générées par laser, le tapis obtenu est celui qui serait calculé pour l'émission K_α seule mais avec un contraste réduit dû à la superposition des autres composantes du spectre, et la figure d'interférences en un plan de Talbot donné est donc proche de celle obtenue en lumière monochromatique, mais avec un contraste réduit.

6.1.3 Interférométrie Talbot-Lau

Interférométrie de Talbot, à 1 réseau

L'intérêt de l'interférométrie de Talbot, réside dans le fort contraste des franges d'interférences obtenues dans les plans d'auto-imagerie, ainsi que dans la localisation aisée des plans de Talbot où placer le détecteur pour un contraste maximal. Le contraste élevé de la figure d'interférence permet ainsi une étude robuste des perturbations du motif d'interférence obtenu dans le plan du détecteur lorsqu'un objet est introduit sur le chemin des rayons X. Les perturbations du système de franges peuvent ensuite être retrouvées simplement par analyse de Fourier comme il sera montré dans la section suivante.

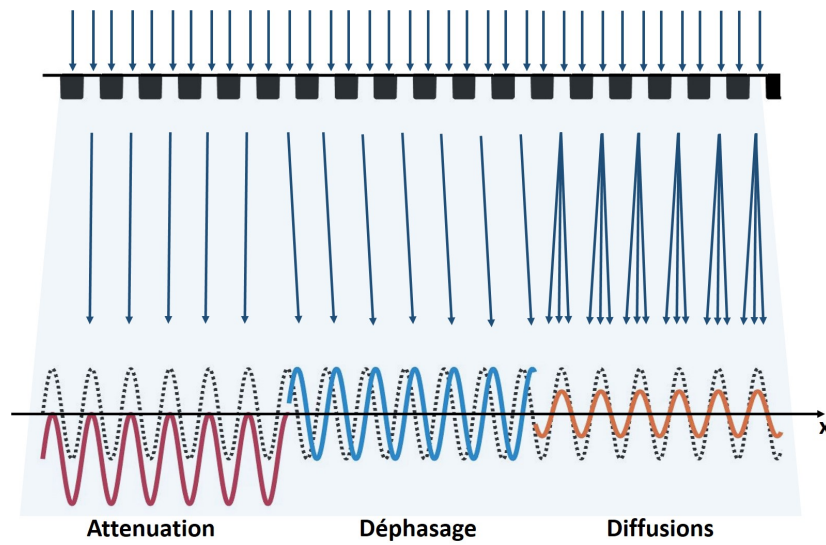


FIGURE 6.3 – Visualisation des altérations possibles du signal de référence obtenu avec un interféromètre de Talbot-Lau. Le signal pointillé noir montre le signal attendu lorsque rien n'est placé sur le chemin des rayons X. La courbe rouge montre comment le signal varierait avec un objet purement absorbant, la courbe bleue montre la variation du signal pour un objet purement réfractant, et la courbe orange montre le signal obtenu lorsque l'objet sondé est purement diffusant.

Comme illustré en Fig.6.3, l'atténuation liée à l'absorption induite par un milieu sondé se traduit à l'image par une baisse du niveau d'intensité. Les déphasages de la lumière dus à la variation de chemin optique dans le milieu sondé induisent quant à eux un déplacement des franges qui peut être facilement suivi tant que le niveau de bruit du signal reste suffisamment faible et que le contraste des franges reste suffisamment élevé. L'étude de la variation de la phase du motif interférométrique donne ainsi des informations sur la réfraction induite par le passage au travers de l'objet sondé. Dans un plasma, en considérant une propagation rectiligne du rayonnement X, la déflexion de la lumière observée dans le mouvement des franges peut ainsi être reliée au gradient transverse de densité électronique intégrée le long de l'axe optique [26, 27, 28] par :

$$\alpha = \frac{1}{n_c} \int \frac{\partial N_e(x, z)}{\partial x} dz \quad (6.25)$$

où n_c est la densité critique associée au plasma pour la longueur d'onde du rayonnement sonde, N_e la densité électronique totale intégrée selon z du milieu sondé, et Oz représente l'axe optique du système.

La dernière information qui peut être extraite du signal est l'image de champ sombre. L'imagerie en transmission de champ sombre est un type de mesure où l'éclairage utilisé pour sonder un échantillon n'atteint pas directement le détecteur, mais où seule les composantes lumineuses déviées par un échantillon atteignent le détecteur. En déflectométrie Talbot-Lau, l'image de champ sombre est obtenue en étudiant la variation de l'amplitude du signal cosinusoidal liée à la diffusion de la lumière induite par l'objet, ce qui altère le contraste des franges [29].

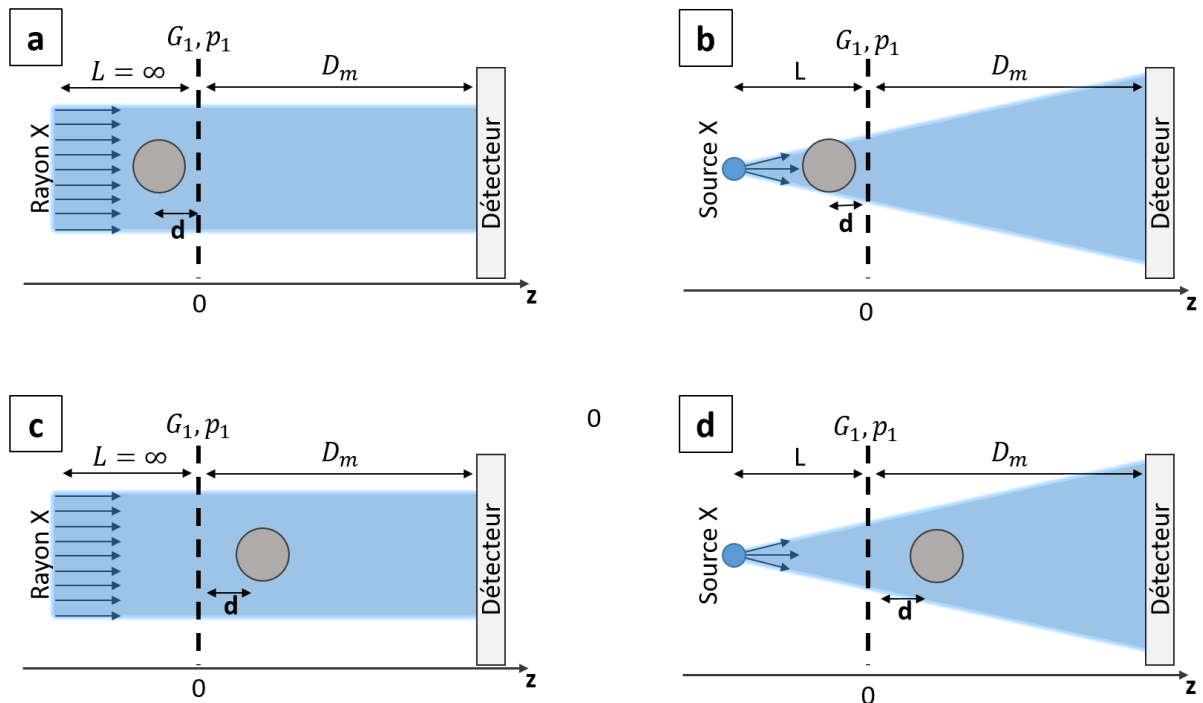


FIGURE 6.4 – Résolution angulaire en fonction de la position de l'objet par rapport au réseau de phase et en fonction de la nature de la source : **[a,c]** collimatée, **[b,d]** divergente et ponctuelle.

Dans le cas où la lumière utilisée lors de l'imagerie n'est pas parfaitement monochromatique, des corrections sont à apporter aux grandeurs présentées en amont pour en tenir compte. Néanmoins, tant que la majeure partie du rayonnement reste comprise dans l'intervalle $\lambda \pm \Delta\lambda$ avec :

$$\Delta\lambda \leq \frac{\lambda}{2m+1} \quad (6.26)$$

où $\Delta\lambda$ est l'acceptance en longueur d'onde de l'interféromètre, λ la longueur d'onde de travail, et m l'ordre de Talbot auquel l'imagerie est effectué, il n'est pas nécessaire de sortir de l'approximation monochromatique [30]. Il est alors à noter que plus l'ordre de Talbot

utilisé pour imager un système sera élevé, plus ce critère de monochromaticité sera exigeant.

Dans l'ensemble du manuscrit, l'effet Talbot sera produit par un réseau de phase π -shift. Les paramètres importants que nous regarderons dans la suite du manuscrit sont la résolution spatiale, donnant la plus petite échelle que l'interféromètre peut détecter, ainsi que sa sensibilité qui exprime sa capacité à faire varier le signal sur le détecteur en fonction de la variation du signal d'entrée, et peut ainsi être exprimée comme :

$$S = \frac{\Delta\Phi}{2\pi\alpha} \quad (6.27)$$

où $\Delta\Phi$ est la variation de phase observée sur l'interférogramme, et α est l'angle de réfraction induit par l'objet sondé. Cette relation peut aussi être exprimée comme :

$$S = \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{D_m} \right)^{-1} \frac{1}{p_{1,e}} f(d) \quad (6.28)$$

avec :

$$f(p) = \begin{cases} 1 + \frac{d}{L}, & \text{si } -L \leq d \leq 0 \\ 1 - \frac{d}{D_m}, & \text{si } 0 \leq d \leq D_m \end{cases} \quad (6.29)$$

où d est la position de l'objet que l'on veut imager, L est la distance entre la source X et le réseau G_1 , et D_m est la position du plan de Talbot où est placé le détecteur. La sensibilité maximale possible [30] pour un dimensionnement d'interféromètre donné est donc :

$$S_{max} = \frac{D_m}{p_{1,e}} \quad (6.30)$$

Ainsi, les interféromètres de Talbot voient leur sensibilité augmenter avec l'ordre de Talbot utilisé, impliquant que plus un interféromètre est long, plus il est sensible.

Interférométrie à deux réseaux

En imagerie cohérente et partiellement cohérente, les méthodes dites d'imagerie par analyseur consistent à utiliser un cristal ou un réseau afin de filtrer un signal lumineux pour en améliorer l'image résultante sur le détecteur. Cette technique d'imagerie de phase développée sur synchrotron à des fins médicales depuis les années 90 possède l'avantage de fournir un contraste amélioré par rapport à l'imagerie par propagation classique.

Dans le cas où le spectre de Fourier du signal est très étendu comparé au spectre de la fonction de transfert du réseau, l'analyseur agit comme un filtre et favorise les rayons réfractés par l'objet à imager pour former une image, agissant ainsi à la manière d'un Schlieren. On parle alors d'analyseur en mode de réfraction. Dans notre cas, nous nous cantonnerons au cas où l'analyseur est un réseau.

Ainsi, dans le cas d'un interféromètre à deux réseaux, la modification du système consiste à placer un réseau d'absorption (dit analyseur) dans un des plans de Talbot du réseau de phase. L'avantage de ce système est qu'il permet la filtration des franges obtenues par le biais du réseau de phase pour en augmenter le contraste sur le détecteur.

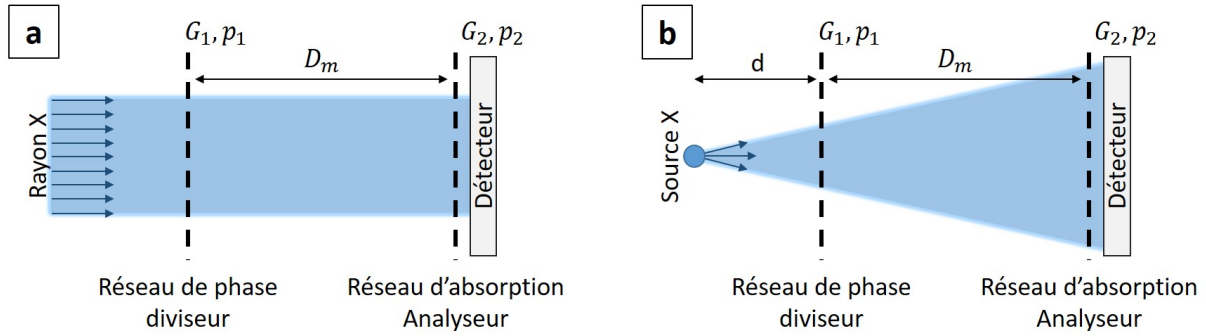


FIGURE 6.5 – *Interféromètres de Talbot en 2 réseaux. [a] cas en illumination monochromatique par une onde plane spatialement cohérente, [b] cas en illumination monochromatique par une onde sphérique spatialement cohérente.*

Afin de choisir la période la plus adaptée pour le réseau analyseur et obtenir un résultat optimal dans la filtration des franges, il est nécessaire de revenir sur la notion de période effective. La période effective p_e d'un réseau de phase [30] est définie comme :

$$p_e = \frac{p}{\tau} \quad (6.31)$$

où p est la période physique du motif du réseau de phase considéré, et τ est la fraction relative qu'occupe un barreau du réseau au sein du motif périodique (la largeur d'un barreau du réseau étant $e_b = \tau p$, cf Sec.[6.1.2]).

Dans le cas d'un rayonnement collimaté, n'induisant pas de grandissement, la période p_2 du réseau analyseur G_2 , est égale à la période effective du réseau de phase :

$$p_2 = p_{1,e} = \frac{p_1}{\tau} \quad (6.32)$$

Dans le cas de sources divergentes, la distance inter-réseaux doit être réajustée pour tenir compte des grandissements. Ainsi la distance entre réseaux devient :

$$D_{m,div} = M D_m \quad (6.33)$$

où M est le grandissement défini par :

$$M = \frac{d + D_{m,div}}{d} \quad (6.34)$$

où d est la distance entre le réseau G_1 et la source X ponctuelle. Le dimensionnement du réseau G_2 se réajuste alors comme :

$$p_2 = M p_{1,e} = \frac{M p_1}{\tau} \quad (6.35)$$

La résolution angulaire de l'interféromètre dans cette situation s'écrit alors comme :

$$W_{eff} = \max \left\{ \begin{array}{l} \frac{p_1}{\text{distance à l'objet}}, \\ \frac{p_1}{D_m} \end{array} \right. \quad (6.36)$$

Dans le cas où la source considérée est divergente, il convient d'utiliser $D_{m,div}$ pour prendre en compte le changement de géométrie du système.

Interférométrie à trois réseaux

Dans le cas de sources non initialement cohérentes spatialement, comme c'est le cas lorsque l'on génère une source X en irradiant une feuille métallique avec une impulsion laser courte, un réseau d'absorption appelé réseau source peut être placé en amont du système afin de conférer un minimum de cohérence aux rayons X incidents pour pouvoir obtenir des franges d'interférences en sortie du système. On ne parle plus d'interféromètre de Talbot, mais d'interféromètre de Talbot-Lau.

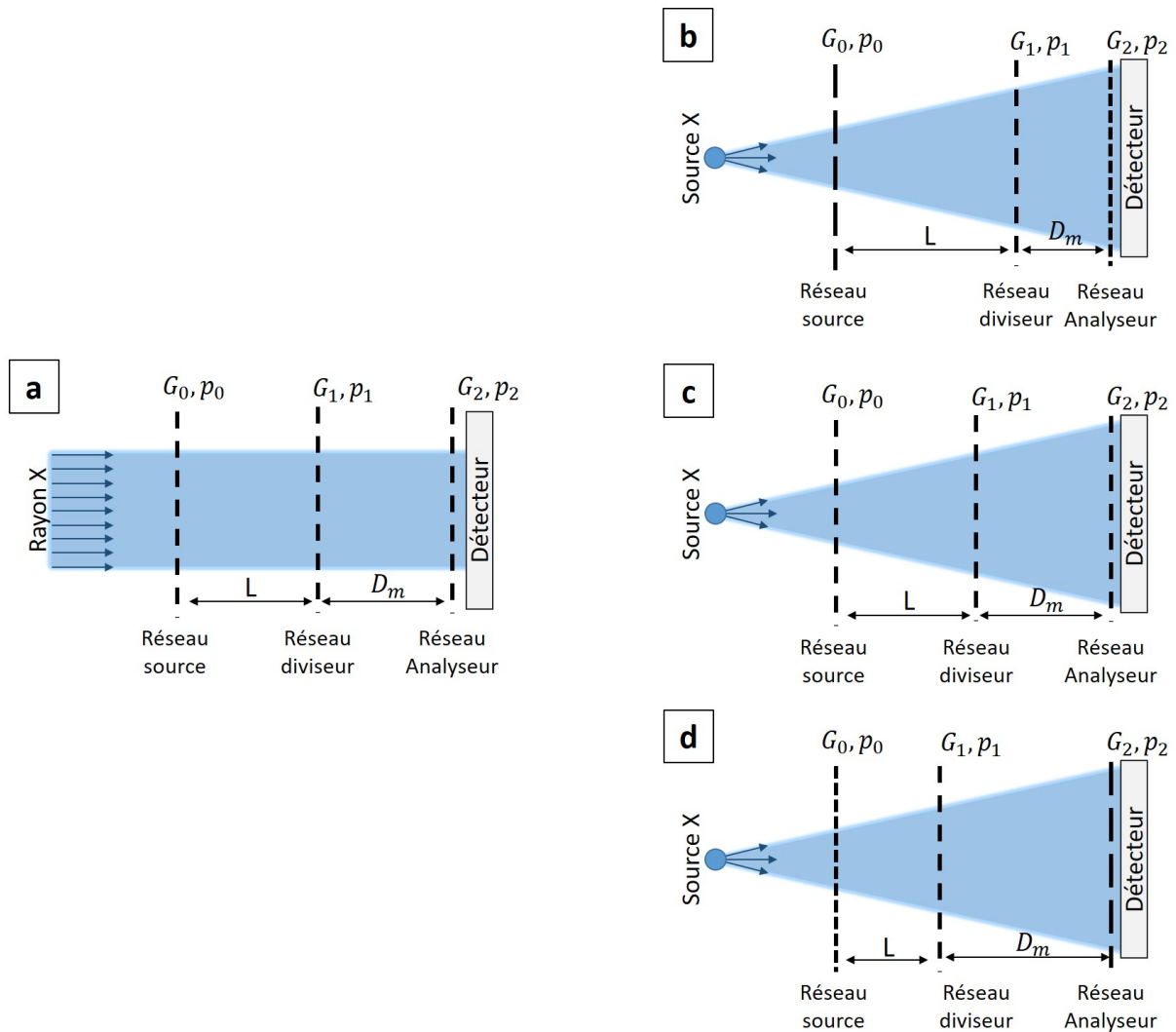


FIGURE 6.6 – Designs possibles pour l'interférométrie Talbot-Lau à trois réseaux dans le cas : **[a]** d'une source collimatée, **[b,c,d]** d'une source sphérique, avec : **[b]** Géométrie conventionnelle, **[c]** Géométrie symétrique, **[d]** géométrie inverse

La première différence qui apparaît dans l'utilisation d'un interféromètre à trois réseaux est la restriction imposée par la conjugaison des distances entre les réseaux et leurs périodes

[30, 31].

$$\frac{p_0}{p_2} = \frac{L}{D_m} \quad (6.37)$$

Cette relation, importante va imposer l'ensemble des caractéristiques de l'interféromètre telles que sa résolution angulaire, ainsi que l'encombrement en chambre expérimentale.

Ainsi, dans le cas d'une source de rayonnement collimatée incohérente la relation de conjugaison des réseaux impose une configuration symétrique de l'interféromètre, où les réseaux source et analyseur possèdent la même période. Cette période est égale à la période effective du réseau de phase utilisé pour produire l'effet Talbot.

Dans le cas de sources divergentes non cohérentes, comme celles sur installations lasers, il suffit de fixer trois grandeurs afin de déterminer l'ensemble des grandeurs de l'interféromètre. Dans notre cas, les grandeurs que nous avons arbitrairement fixées pour le dimensionnement de ces systèmes sont la période effective du réseau de phase $p_{1,e}$, l'ordre de Talbot m auquel nous souhaitons travailler, et le grandissement de Talbot M_T souhaité défini comme :

$$M_T = \frac{L + D_m}{L} \quad (6.38)$$

Il représente le grandissement de la projection du réseau π -shift dans le plan du réseau analyseur. Ainsi, les périodes des deux autres réseaux ainsi que les distances les séparant deviennent :

$$D_m = M_T m \frac{p_{1,e}^2}{2\lambda} \quad (6.39)$$

$$L = \frac{D_m}{M_T - 1} \quad (6.40)$$

$$p_2 = M_T p_{1,e} \quad (6.41)$$

$$p_0 = p_2 \frac{L}{D_m} \quad (6.42)$$

où $M_T \neq 1$ puisque nous sommes dans le cas de sources divergentes.

Dans le cas de l'imagerie d'un système, deux configurations sont généralement trouvées dans la littérature. La première place le milieu à imager après le réseau de phase, permettant de limiter la dose de rayonnement reçue par le milieu sondé, et trouve des applications en radiologie médicale. La seconde, que nous utiliserons consiste à placer le milieu à imager en amont du réseau de phase, et permet d'optimiser la résolution angulaire du système. La résolution angulaire de l'interféromètre est donnée dans ces conditions [32] par :

$$W_{eff} = \frac{p_2}{D_m} \frac{L}{l} = \frac{p_0}{l} \quad (6.43)$$

et la sensibilité angulaire est donnée par :

$$S_{eff} = \frac{1}{W_{eff}} \quad (6.44)$$

où l est la distance entre l'objet et le réseau source. Afin d'optimiser la résolution angulaire du système, la configuration préférentiellement utilisée sur laser correspond à la

configuration (d) présentée en figure Fig.6.6 puisqu'elle permet la résolution spatiale la plus fine du système, le réseau source étant celui de plus faible période. Un autre avantage de ce système est que cette configuration permet de maintenir une distance faible entre les cibles de sources X et à imager de l'expérience. Cela permet que le pointage des lasers reste à une distance raisonnable du centre chambre.

6.2 TNT une approche de déconvolution d'images interférométriques par FFT

6.2.1 Présentation générale du code

Afin d'analyser les données obtenues par le biais de l'interféromètre, nous avons choisi de déconvoluer les images enregistrées sur détecteur en se basant sur des techniques simples d'analyse de Fourier [33, 34, 35]. Cette méthode classique d'analyse de données possède de nombreux avantages. Le code qui a été développé est simple et n'utilise pas d'outils plus complexes que l'analyse de Fourier. La rapidité d'exécution pour un couple d'images référence / objet est aussi un point important. L'analyse complète pour retrouver les images de phase, d'atténuation et de champ sombre, est effectuée en moins d'une minute pour des images de 2048x2048 pixels. Un dernier avantage se situe ensuite sur l'architecture du code, très linéaire (cf Fig.[6.7]). Chaque action du code peut être effectuée par une fonction simple et courte. Le code en lui-même est ainsi composé d'un fichier principal qui appelle au fur et à mesure qu'il avance dans l'analyse, les fonctions lui étant nécessaires.

Le code ici présenté, sera généralement abrégé par la suite sous l'acronyme TNT pour *Talbot Numerical Tool* et a été écrit durant la thèse.

6.2.2 Fonctionnement de l'algorithme

Soit un système de coordonnées (x,y) où x représente l'axe horizontal. Dans le cas où l'interféromètre est réglé pour réaliser un motif de franges horizontales, le signal obtenu en sortie d'interféromètre et enregistré sur détecteur peut être modélisé comme suit :

$$S = A(x, y) + B(x, y) \cos(\vec{k}_{y_0} \cdot \vec{y} + \phi(x, y)). \quad (6.45)$$

$A(x, y)$ représente l'éclairement moyen perçu par le détecteur en (x,y) et peut-être perçu comme une partie invariante de notre signal, $B(x, y)$ représente l'amplitude du signal sinusoïdal, et porte l'information sur la réfraction des rayons X dans la matière, et enfin, k_{y_0} représente le vecteur d'onde lié au motif de franges de notre interféromètre. Enfin $\phi(x, y)$ représente le déphasage dû à la différence de marche introduite par le passage à travers le milieu sondé.

En passant le signal dans l'espace de Fourier, on peut alors le mettre sous la forme :

$$\hat{S} = \hat{A}(k_x, k_y) \delta_{k_x, k_y} + \frac{\hat{B}(k_x, k_y)}{2} [e^{i\phi} \delta(k_y - k_{y_0}) + e^{-i\phi} \delta(k_y + k_{y_0})] \quad (6.46)$$

où δ est la fonction de Dirac. Il devient alors clair dans l'analyse que l'ordre 0 dans notre spectre de Fourier, sera lié à l'information sur l'éclairement moyen du détecteur,

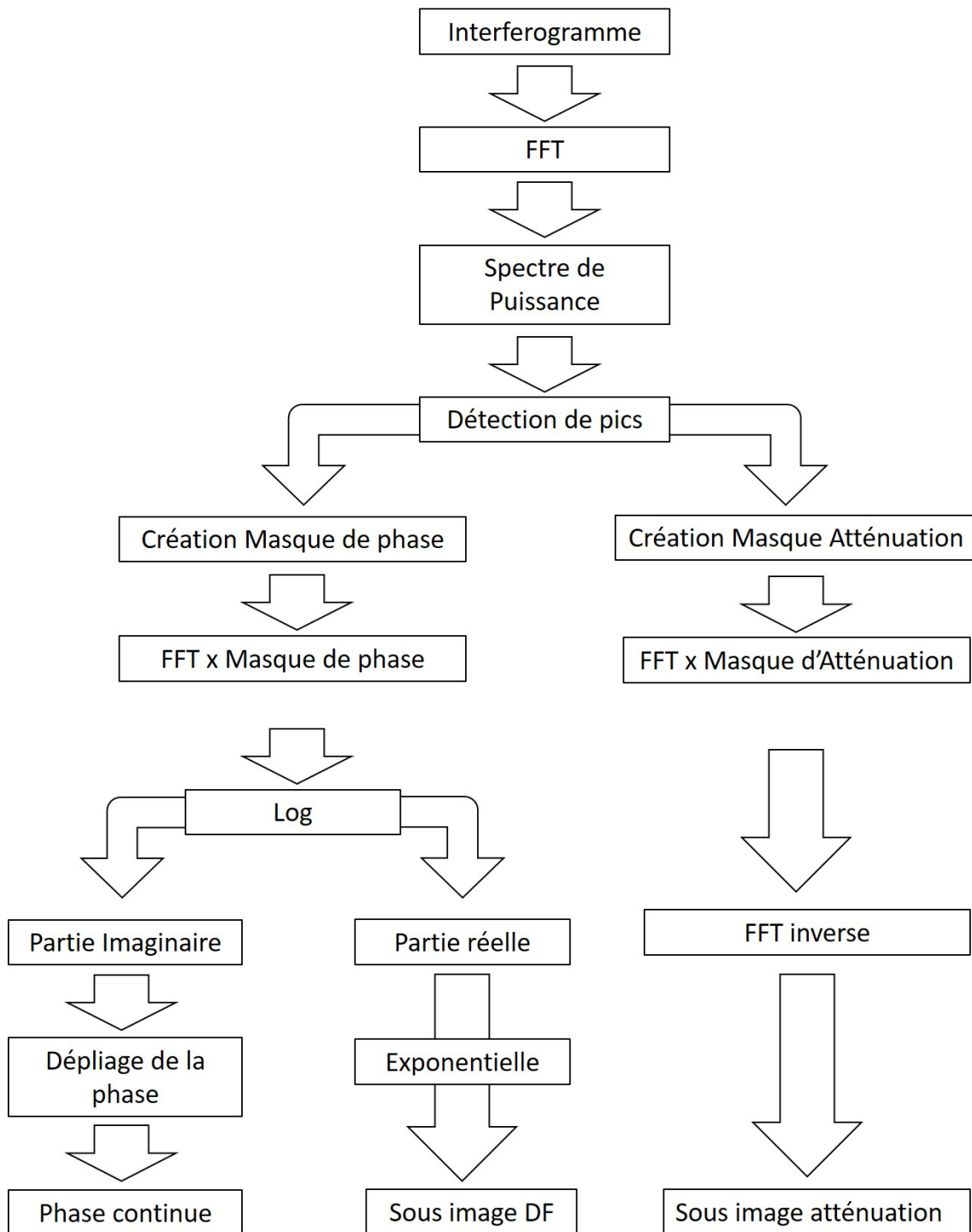


FIGURE 6.7 – Méthode de Fourier implémentée dans TNT pour l'analyse d'images générées par interférométrie Talbot-Lau

et correspond globalement au cas d'une radiographie classique. L'information que nous rajoute l'interféromètre se situera dans les deux pics symétriques (ordres 1 et -1) à la distance k_{y0} de l'ordre 0.

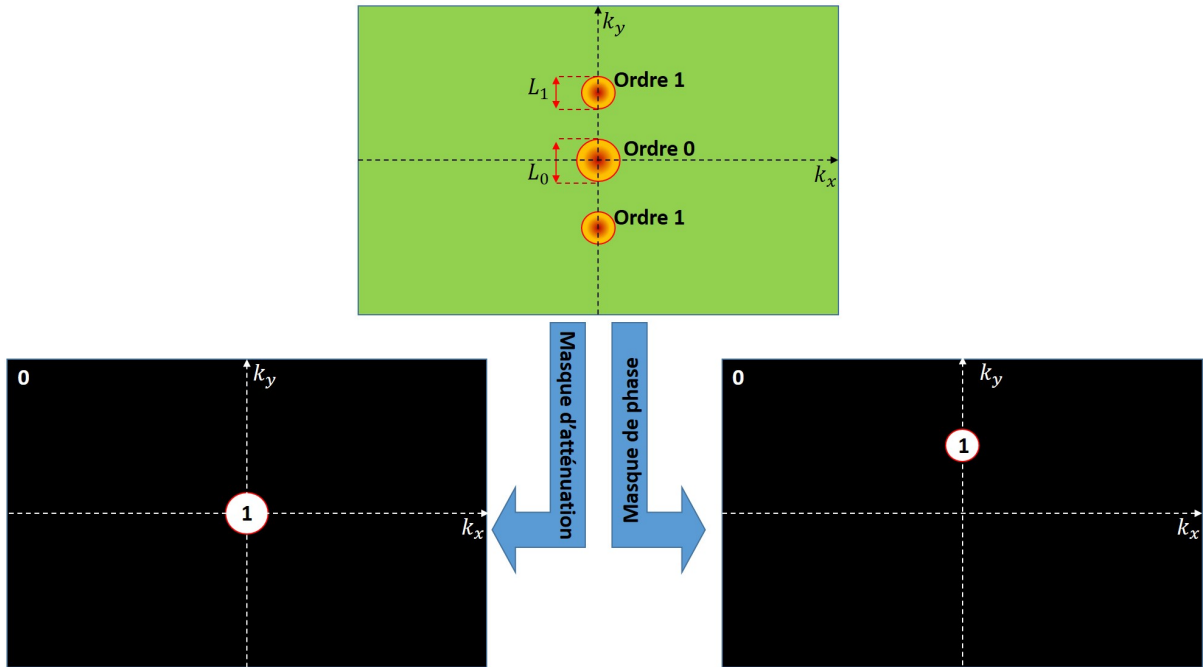


FIGURE 6.8 – Génération des masques de Fourier pour isoler les termes de phase et d'atténuation. L'image du haut présente le spectre de puissance du signal dans l'espace (k_x, k_y) . L'image en bas à gauche représente le masque pour isoler l'ordre 0, et l'image en bas à droite représente le masque pour l'ordre 1.

Ainsi, dans la suite de l'analyse, l'idée principale sera de pouvoir dans un premier temps séparer dans l'espace de Fourier le pic d'ordre 0 qui porte en lui l'information sur l'éclairement moyen à la surface du détecteur, et des pics d'ordre 1 et -1 qui portent l'information du motif d'interférence (phase).

La méthode consiste à masquer la transformée de Fourier du signal [36, 37, 38] afin de garder les parties d'intérêts. Dans un premier temps, le spectre de puissance du signal est calculé. Il est possible de créer un masque pour isoler le terme $\hat{A}(k_x, k_y)$ puisque nous connaissons sa position. Il suffit d'estimer la largeur de ce pic (notée L_0) pour ensuite créer notre masque d'atténuation. Ce dernier consiste en une matrice globalement nulle de mêmes dimensions que spectre de puissance. La région dont la distance au centre du spectre de puissance est inférieure à L_0 prend la valeur 1. Ainsi, pour isoler l'éclairement moyen il suffit de multiplier la transformée de Fourier du signal par le masque venant d'être créé. En effectuant la transformée de Fourier inverse du signal masqué, puis en prenant la norme de ce résultat, nous retrouvons ainsi l'éclairement moyen sur le détecteur. A ce stade, une fois effectué pour un interférogramme de référence, ainsi qu'un interférogramme perturbé par le passage au travers d'un objet à sonder, il est possible de retrouver l'image d'atténuation comme en radiographie classique. Il suffit simplement de calculer :

$$Transmission = \frac{A_{Obj}(x, y)}{A_{Ref}(x, y)} \quad (6.47)$$

L'image en transmission de l'objet fournit ainsi des valeurs comprises dans l'intervalle $[0, 1]$, où 0 signifie que les rayons X ont été totalement absorbés par le système, et une valeur de 1 signifie que les rayons X ont pu être parfaitement transmis par le système sans absorption.

Les deux pics d'ordre 1 et -1, symétriques de l'ordre 0 que nous avons précédemment traité, sont associés au signal périodique de la figure d'interférence et sont les conjugués complexes respectifs l'un de l'autre. Pour étudier ces pics, il suffit de sélectionner seulement le pic d'ordre 1 dans le spectre de puissance. Pour le sélectionner, il suffit de se limiter à rechercher l'ensemble des pics dans le spectre de puissance dans une moitié du spectre de puissance, et de sélectionner le pic le plus intense après le pic d'ordre 0. En déterminant par la suite la largeur du pic d'ordre 1, il suffit de créer un masque qui prendra la valeur 1 à la position du pic d'ordre 1, et 0 ailleurs dans le spectre.

Afin d'éviter l'apparition d'artefacts de Gibbs dans les images reconstruites, il est préférable de ne pas couper de manière abrupte dans l'espace de Fourier. Pour se faire, la transition entre la zone du masque valant 1, et celle valant 0 est obtenue en appliquant une pente gaussienne entre les deux régions. L'écart type de la pente gaussienne est choisi en prenant l'écart type du fit gaussien du pic à masquer.

Une fois le masque établi, de manière analogue au cas où nous avons isolé le terme \hat{A} , il suffit de multiplier la transformée de Fourier de l'interférogramme par le masque venant d'être défini.

Afin de maintenant séparer les termes \hat{B} et ϕ , il suffit de prendre le logarithme du signal. La partie réelle du résultat correspond ainsi à $\ln(\hat{B})$ et la partie imaginaire, à la phase du signal ϕ . Il suffit ensuite de prendre l'exponentielle de la partie réelle obtenue pour retrouver \hat{B} .

A partir de maintenant il est possible de retrouver les images de champ sombre. Dans un premier temps il est nécessaire de calculer la visibilité des franges de l'image. La visibilité, notée V , est définie comme [38] :

$$V = \frac{B}{A}. \quad (6.48)$$

L'image de champ sombre est donnée comme :

$$Champ\ Sombre = \frac{V_{Objet}}{V_{Reference}}. \quad (6.49)$$

L'image de champ sombre que nous venons de calculer est généralement utilisée à des fins d'études de diffusion du rayonnement par le milieu sondé [29, 39, 40, 41]. Elle permet une visualisation nette des structures en démarquant les contours des zones de forts gradients.

Les images de champ sombre et d'atténuation reconstruites, il ne nous reste maintenant plus qu'à obtenir l'image de différence de phase. La phase obtenue à ce stade de l'algorithme est donnée modulo 2π et est donc discontinue. Pour obtenir une phase continue, différentes méthodes sont possibles telles que les méthodes géométriques [33], de moindre

carré [42, 43, 44], de chemins aléatoires [45, 46], intégral-différentielle [47, 48], où encore des méthodes de machine learning [49, 50, 51]. Les méthodes par chemins aléatoires et machine learning ne seront pas traitées ici puisqu'elles n'ont pas été expérimentées durant la thèse, mais sont des ouvertures possibles pour des travaux à venir.

Typiquement dans le cadre du développement d'installations laser à haut taux de répétition, la rapidité d'exécution des méthodes numériques basées sur ces modèles "intelligents" pourrait permettre une analyse en direct des données dès l'acquisition.

Méthode géométrique

Afin de rendre continues les images de phase modulo 2π que nous venons d'obtenir, la méthode la plus directe est l'approche géométrique. Afin d'illustrer notre propos, nous proposons d'étudier un cas 1D (cf Fig.[6.9]).

Lorsqu'en parcourant le signal de phase un saut d'une valeur égale à 2π est enregistré, en fonction du signe de la différence entre les deux points de la discontinuité du signal, on ajoute ou soustrait 2π au reste de la liste.

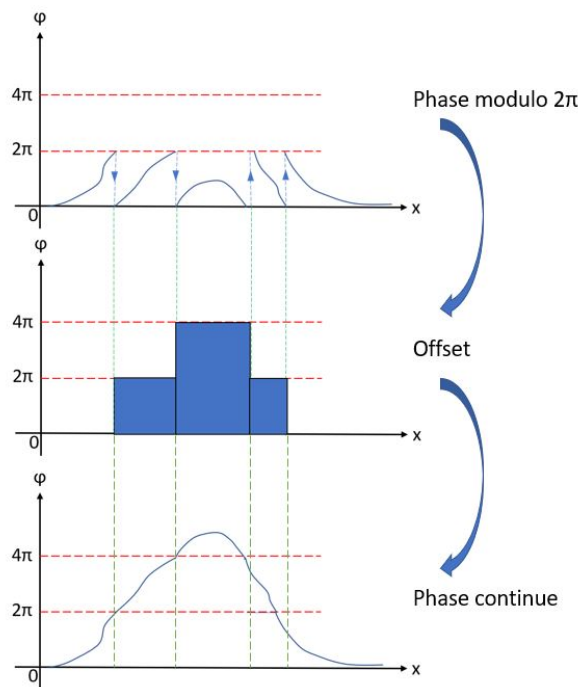


FIGURE 6.9 – Dépliage de phase par méthode géométrique. A chaque écart de phase supérieur à 2π entre 2 points, on ajoute ou retranche 2π tant qu'une discontinuité supérieure à 2π est observée entre 2 points.

Si la différence entre les points i et $i+1$ est telle que $\text{sign}[\phi(i) - \phi(i+1)] > 0$, on ajoute 2π entre le point $i+1$ et le reste de la liste, et à l'inverse si $\text{sign}[\phi(i) - \phi(i+1)] < 0$, on soustrait 2π entre le point $i+1$ et la fin de la liste jusqu'à ce que l'ensemble de la liste ait été parcouru. En fin d'algorithme les sauts de phase ayant été corrigés, le signal est alors

continu.

L'avantage de cette méthode est sa simplicité à mettre en place, ainsi que sa rapidité. Néanmoins, ce type d'algorithme est peu robuste au bruit et peut introduire de lourds artefacts de reconstruction dans les signaux présentant de nombreuses aberrations de valeur dans la distribution d'intensité de l'image. Comme il sera vu plus tard, les images obtenues avec des sources X générées par irradiation laser sont généralement assez bruitées, et ce genre de méthode n'est donc pas adapté. Il est donc préférable d'aller vers des méthodes plus robustes comme il sera présenté par la suite.

Méthode des moindres carrés

L'objectif de cette méthode est de réussir à minimiser la distance entre le gradient de la phase dépliée et celui de la phase modulo 2π .

Pour se faire, nous avons déjà commencé à noter ϕ la phase obtenue modulo 2π . Afin de différencier la phase continue (corrigée des sauts 2π) de celle discontinue (brute), nous choisissons de noter ψ la phase continue.

Considérons une matrice de taille (m, n) contenant l'information sur la phase modulo 2π d'un interférogramme. Nous pouvons nous doter des opérateurs :

$$\mathbf{D}_i = \mathbf{W}[\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j}] \quad (6.50)$$

$$\mathbf{D}_j = \mathbf{W}[\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j}] \quad (6.51)$$

où l'opérateur \mathbf{W} applique un modulo 2π au résultat, et le couple d'entiers naturels (i,j) appartiennent respectivement à $[0, m-1]$ et $[0, n-1]$. Dans le cas où i est égal à 0 :

$$\mathbf{D}_{i=0} = \mathbf{W}[\phi_{1,j} - \phi_{1,j}] \quad (6.52)$$

et l'on procède de même pour $\mathbf{D}_{j=0}$.

L'opérateur de moindre carré peut alors être écrit comme :

$$\sum_{i=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{n-1} [\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j} - \mathbf{D}_i] + \sum_{i=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{n-1} [\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j} - \mathbf{D}_j] \quad (6.53)$$

L'objectif de la méthode de moindre carré, est donc de déterminer la valeur de $\phi_{i,j}$ qui minimise l'équation ci-dessus. Pour ce faire, $\phi_{i,j}$ doit être solution de :

$$(\psi_{i+1,j} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i-1,j}) + (\psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i,j-1}) = (\mathbf{D}_i - \mathbf{D}_{i-1}) + (\mathbf{D}_j - \mathbf{D}_{j-1}) \quad (6.54)$$

Qui est analogue à résoudre une équation de Poisson discrétisée : $\nabla^2\Phi = \rho$ dont il existe aujourd'hui de nombreuses méthodes de résolution. Cette méthode a l'avantage d'être généralement assez rapide et résistante au bruit, et est donc un bon compromis.

Méthode intégral-différentielle

Cette autre façon consiste simplement à changer de paradigme, de sorte à ne pas avoir à déplier de phase, mais à retrouver directement une phase continue depuis la transformée

de Fourier.

Une fois le masque de phase appliqué à la transformée de Fourier, on applique une transformée de Fourier inverse au signal restant. Le signal résultant peut alors être écrit sous la forme complexe comme :

$$C = \frac{B}{2} e^{i\Phi} \quad (6.55)$$

où $\Phi = k_y \cdot y + \phi$, avec Φ la phase totale du signal, et ϕ le déphasage introduit par le passage à travers l'objet à imager. Dans le cas de l'image de référence, $\phi = 0$.

De là, notons H l'opérateur complexe tel que :

$$H = \frac{C}{C^*} = e^{2i\Phi} \quad (6.56)$$

L'avantage de cet opérateur est qu'il nous a fait perdre directement toute la partie réelle du signal ne nous laissant que l'exponentielle complexe qui contient l'information sur la phase du signal. Ainsi, en remarquant que :

$$\nabla\Phi = \frac{\nabla H}{2iH} \quad (6.57)$$

Il devient alors facile de retrouver la phase du système par simple intégration 2D. L'avantage de cette méthode est généralement sa robustesse face au bruit, et le fait que la phase directement retrouvée est continue. Le désavantage, étant que cette méthode est généralement plus coûteuse en terme de calcul et de temps.

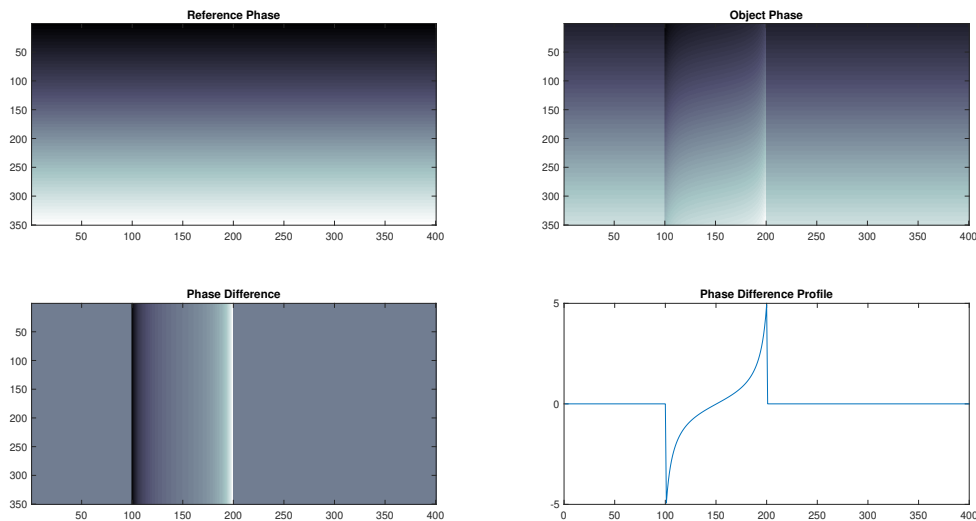


FIGURE 6.10 – Principe de l'imagerie par différence de phase. En haut à gauche est représentée l'image de phase synthétique d'un système d'imagerie Talbot-Lau une fois la phase dépliée. En haut à droite, la même image de phase synthétique obtenue lorsque cette fois-ci un barreau a été introduit dans le système. En bas à gauche de la figure se trouve la différence entre les deux phases obtenues juste au dessus. Le seul signal restant est celui introduit par le barreau, dont le profil est représenté dans la figure en bas à droite.

Obtention de l'image de différence de phase

Après avoir obtenu une phase continue pour l'image de référence et de l'objet sondé par la méthode choisie, il est possible de soustraire les deux cartes de phase continues pour obtenir l'image de différence de phase (cf Fig.[6.10]).

La phase de l'image de référence correspond à la phase du rayonnement X obtenue au niveau du détecteur après être passé au travers du diagnostic seulement. La distribution de phase obtenue depuis la radiographie de l'objet introduit le déphasage supplémentaires lié au passage du rayonnement X à travers l'échantillon. Ainsi, dans l'image de différence de phase ne reste plus que les déphasage introduit par le passage au travers de l'objet sondé seul.

$$\text{Difference de Phase} = \Phi_{\text{Objet}} - \Phi_{\text{Reference}} \quad (6.58)$$

$$\text{Difference de Phase} = \phi_{\text{Objet}} \quad (6.59)$$

Ce type d'imagerie est généralement intéressant dans le cas des milieux de numéro atomique Z faible. L'absorption étant principalement liée à l'interaction du rayonnement X avec la population ionique, ce terme est faible dans ce type de milieux. La réfraction est elle majoritairement liée à la densité électronique, et peut permettre un contraste plus important que par la seule absorption. Ainsi de même que l'atténuation peut nous permettre de remonter aux densités ioniques, l'image de différence de phase peut nous relier à l'indice de réfraction du milieu [26, 32, 52] et donc à la densité électronique dans le cas de plasmas [53, 54]. La réfraction α induite par le plasma est alors exprimée par :

$$\alpha(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\phi(x, y) \propto \frac{\partial}{\partial x} \left[\int n_e(x, y, z) dz \right] \quad (6.60)$$

$$\alpha(x, y) = \int_{-inf}^{+inf} \frac{\partial\delta(x, y, z)}{\partial x} dz \quad (6.61)$$

où n_e est la densité électronique totale du plasma, $\Delta\phi$ est la différence de phase retrouvée en Eq.6.59, et λ est la longueur d'onde du rayonnement utilisé. La combinaison des images d'atténuation et de différence de phase peuvent donc être utilisées pour ensuite remonter à une carte de la charge nucléaire effective locale (Z_{eff}) donnant une nouvelle information sur le milieu sondé.

6.3 Développement de l'interférométrie Talbot-Lau sur sources X générées par laser

6.3.1 Étude de faisabilité sur ECLIPSE 3

L'expérience ici présentée a pour but de démontrer la faisabilité de l'interférométrie Talbot-Lau à l'aide de sources de rayonnement X générées par laser ainsi que de quantifier le nombre de photons minimal pour réaliser une image avec ce diagnostic. Cet interféromètre a déjà été développé et démontré sur installations synchrotrons. L'objectif est donc d'amener ce diagnostic vers les installations lasers ou seul un rayonnement X polychromatique et

incohérent est disponible. Pour ce faire, il est nécessaire de passer à une configuration d'interférométrie Talbot-Lau en 3 réseaux.

Le premier réseau d'absorption (noté G_0) est positionné en amont de l'interféromètre pour donner un niveau de cohérence suffisant au réseau de phase (noté G_1) afin qu'il puisse diffracter la lumière X incidente et réaliser l'effet Talbot tout en optimisant le contraste de frange [55]. On parle alors d'effet Lau [31]. Comme dans le cas classique d'un interféromètre de Talbot, un réseau d'absorption jouant le rôle d'analyseur (noté G_2) est placé en bout de système pour filtrer le signal avant qu'il n'arrive au détecteur. Le bon fonctionnement du système est alors assuré par le respect de la relation de conjugaison des réseaux :

$$\frac{p_0}{L} = \frac{p_2}{D} \quad (6.62)$$

où p_0 et p_2 sont respectivement les périodes des réseaux G_0 et G_2 , et où L et D sont respectivement les distances entre les réseaux $G_0 - G_1$ et $G_1 - G_2$. Cette relation de conjugaison est une relation importante et intéressante sur le fonctionnement du diagnostic. Cette relation nous indique que la résolution angulaire possible avec le réseau analyseur est égale à la résolution angulaire avec laquelle est auto-imagé le réseau de phase.

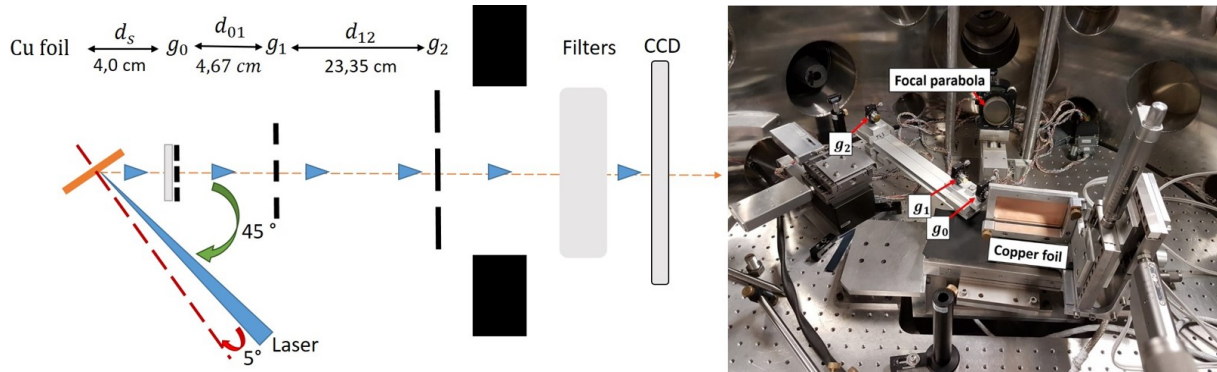


FIGURE 6.11 – *Setup expérimental de l'expérience sur l'installation ECLIPSE 3. Un laser pico-seconde irradie une feuille de cuivre à 10 Hz pour générer un rayonnement qui peut être utilisé pour la formation d'images à l'aide d'un interféromètre de Talbot-lau et d'une caméra CCD X.*

Dans notre cas, les périodes des réseaux G_0 , G_1 , et G_2 étaient respectivement $p_0 = 2.4 \mu\text{m}$, $p_1 = 4 \mu\text{m}$, et $p_2 = 12 \mu\text{m}$. Cet assemblage de réseaux a permis de dimensionner un interféromètre centré sur l'ordre de Talbot $m = 3$, avec un grandissement de Talbot intrinsèque à l'interféromètre de $M_T = 6$, et donnant une distance inter-réseaux de $L = 4.67 \text{ cm}$, et $D = 23.35 \text{ cm}$.

Afin de tester les capacités de l'interféromètre à imager un objet avec les sources de rayonnement X générées par laser, le diagnostic a été placé dans la chambre expérimentale du laser ECLIPSE 3 (cf. Fig.6.11). En accumulant des tirs lasers par paquets de 100, il est possible d'enregistrer un signal interférométrique sur une caméra CCD X, puis en sommant entre eux les différents sets d'images obtenus, il est possible de reconstituer

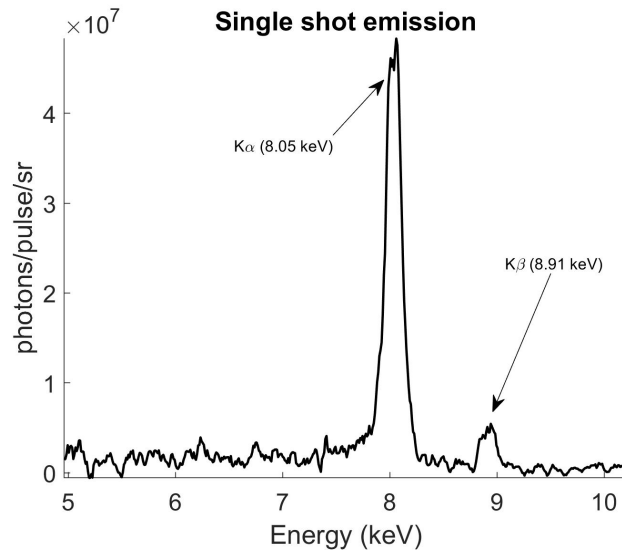


FIGURE 6.12 – Spectre de la source de rayonnement X obtenue avec une impulsion laser à l'intensité $2.5 \times 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$ et une énergie de 100 mJ.

l'image équivalente pour un nombre accumulé de tirs largement supérieur sans saturation de la caméra.

Le laser arrive avec une incidence de 5° par rapport à la normale d'une feuille de cuivre. Cette feuille est irradiée à la fréquence de 10 Hz avec une énergie de 100 mJ, en une impulsion de durée 1.5 ps. La tâche focale du laser a une largeur à mi hauteur de $15 \mu\text{m}$. L'intensité sur cible de $I = 2.5 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ a été utilisée pour générer une source de rayonnement K alpha (8.05 keV dans le cas du cuivre). Ce rayonnement sera utilisée pour notre démonstration de principe. Entre chaque tir laser, la feuille de cuivre est déplacée de quelques centaines de microns afin de s'assurer de tirer sur une zone intègre.

Afin d'évaluer le nombre de photons moyens obtenus pour un tir laser ainsi que la monochromaticité de la source X obtenue, des tirs simples ont été enregistrés sur la caméra CCD en mode de comptage de photons. Cette méthode a permis de reconstruire le spectre de la source ainsi que d'évaluer la transmission totale de l'interféromètre. Le spectre acquis en tir simple nous a ainsi permis d'extrapoler les caractéristiques de la source X (cf Fig.6.12) pour les images acquises en accumulations.

Il en résulte qu'en intégrant l'ensemble des photons dans le pic correspondant à l'émission K_α du cuivre à 8.05 keV et en le comparant à l'ensemble des photons présents dans le spectre sur la plage 5 – 10 keV, environ $75\% \pm 5\%$ du rayonnement émis était contenu dans l'intervalle de $8.05 \text{ keV} \pm 1.6 \text{ keV}$, correspondant à la bande d'acceptance en énergie de l'interféromètre.

Le système interférométrique montre une transmission de 11 %, tandis que l'efficacité quantique de la caméra CCD est de 50 %. L'ensemble présente ainsi une transmission totale de $5.7\% \pm 0.2\%$.

En observant l'évolution des caractéristiques du signal en fonction du nombre de tirs

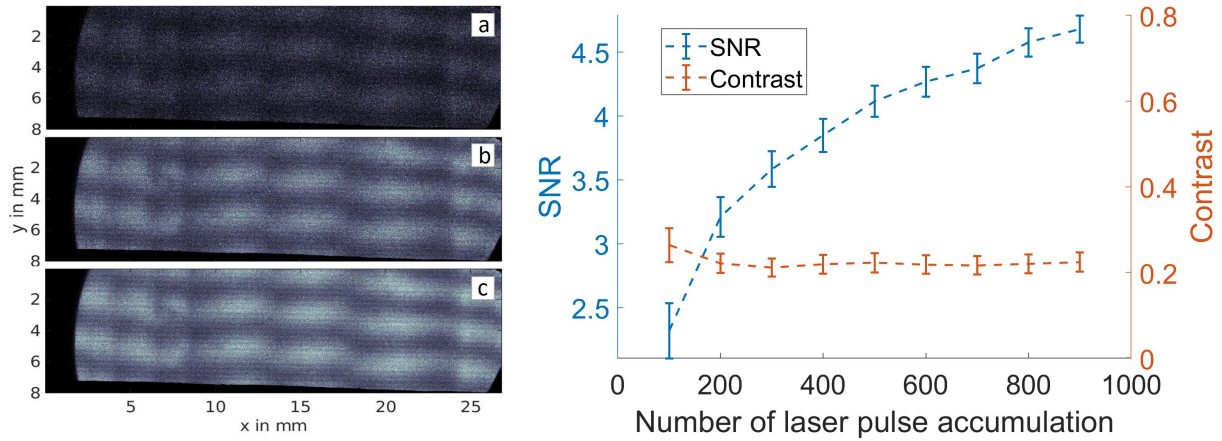


FIGURE 6.13 – Franges obtenues en fonction du nombre de tirs accumulés, respectivement 100 -500 - 900 tirs pour les images (a), (b), (c), et évolution du rapport signal sur bruit et du contraste en fonction du nombre de tirs accumulés.

accumulés (cf Fig.6.13), on observe que très rapidement, dès les 100 tirs accumulés, le contraste se stabilise aux alentours de 23%. Ce résultat est cohérent avec les contrastes observés en tirs simples sur l'installation MTW, et ce qui est relativement proche des contrastes de 28% obtenus sur tubes X pour le même interféromètre. Ce contraste est donc le contraste intrinsèque de notre diagnostic, et est lié à l'efficacité de nos réseaux à transmettre et diffracter le rayonnement X.

Afin d'éviter d'introduire des artefacts dans la reconstruction d'images liés à la sommation des sets accumulés sur 100 tirs, les images sont corrélées entre elles à l'aide de la fonction de corrélation intégrée du logiciel matlab. Le résultat de cette sommation est présenté sur les images (a) et (b) en figure Fig.6.14. L'image (a) montre l'image de référence pour un équivalent de 900 impulsions lasers accumulées tandis que l'image (b) représente le même interférogramme perturbé par l'introduction d'un barreau en PMMA. En appliquant à ce couple d'interférogramme l'algorithme TNT présenté précédemment, il est possible de reconstruire les images de transmission (images (c) et (d)), de phase (images (e) et (f)), et de champ sombre (images (g) et (h)). Afin d'obtenir les images finales du système, il est possible d'appliquer les opérations suivantes :

$$Attenuation = \frac{Attenuation_{Perturbe}(\mathbf{d})}{Attenuation_{Reference}(\mathbf{c})} \quad (6.63)$$

$$Champ\ Sombre = \frac{Visibilite\ des\ franges_{Perturbe}(\mathbf{f})}{Visibilite\ des\ franges_{Reference}(\mathbf{e})} \quad (6.64)$$

$$Difference\ de\ Phase = Phase_{Perturbe}(\mathbf{h}) - Phase_{Reference}(\mathbf{g}) \quad (6.65)$$

On obtient ainsi les images de transmission, de champ sombre et de différence de phase du barreau que l'on a voulu imager. Le résultat est présenté en figure Fig[6.15]. On observe que les courbes théoriques attendues pour un barreau de PMMA en atténuation et en phase sont extrêmement proches des valeurs attendues.

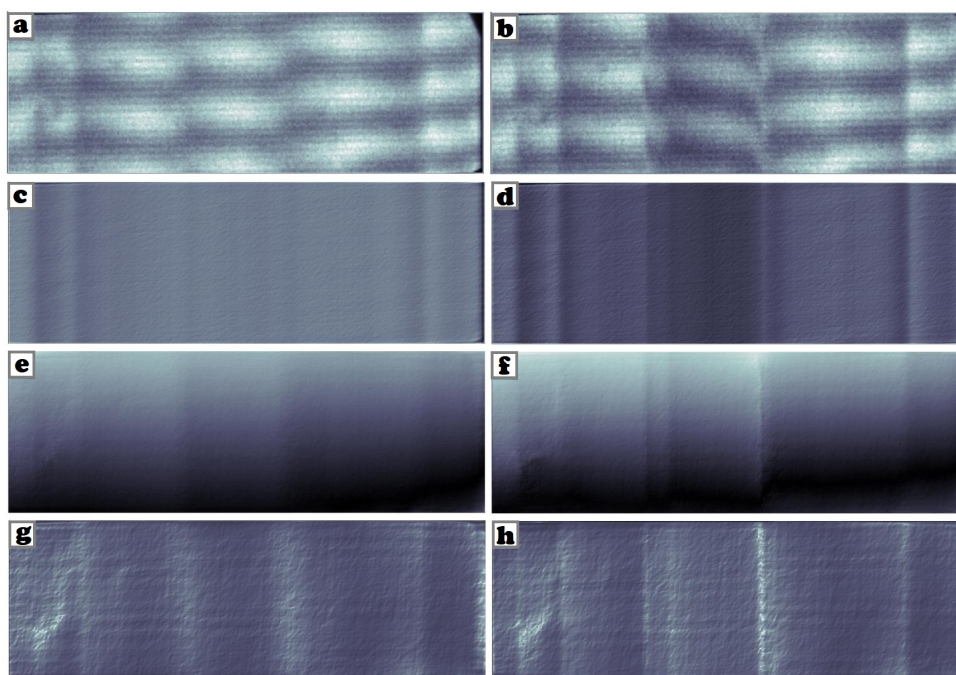


FIGURE 6.14 – Déconvolution des images brutes de référence (a) et objet (b). L'illumination moyenne retrouvée des images brutes est donnée en (c) et (d), la phase en images (e) et (f), et la visibilité des franges (pour le champ sombre) en (g) et (h) pour respectivement l'image de référence et l'image objet

L'écart observé entre l'image d'atténuation expérimentale et l'image d'atténuation théorique peut s'expliquer par plusieurs points. Suite à l'accumulation de tirs, le réseau le plus proche du système peut être endommagé par les débris de cuivre provenant de la plaque métallique irradiée par le laser. De plus, la pulvérisation du cuivre qui se dépose sur la protection mise devant le premier réseau peut faire varier le taux de transmission du système au fil des tirs. Les fluctuations d'émission X tir à tir peuvent aussi jouer sur le résultat final. De plus, le nombre de photons incidents peut ne pas être strictement identique d'un tir à l'autre. Le grand nombre de tirs accumulés peut ainsi mener à une légère différence dans l'atténuation calculée. Les dégradations du premier réseau au fil de l'accumulation des tirs peuvent aussi être responsables des dégradations de l'image de champ sombre où le bord gauche du barreau semble moins marqué à l'image que le bord droit. L'image de différence de phase, quant à elle semble assez peu impactée par ces défauts. En effet, cette dernière est moins sensible à la variation de transmission de l'interféromètre, l'important étant la morphologie du motif de frange et non son intensité.

Résultats importants de l'étude

De cette étude résultent différents points intéressants pour les développements futurs de l'imagerie de phase via des sources X générées par laser. Le point principal quant à la possibilité d'enregistrer un signal interférométrique ainsi qu'à le déconvoluer est extrêmement positif, donnant par ailleurs la première déconvolution complète d'images

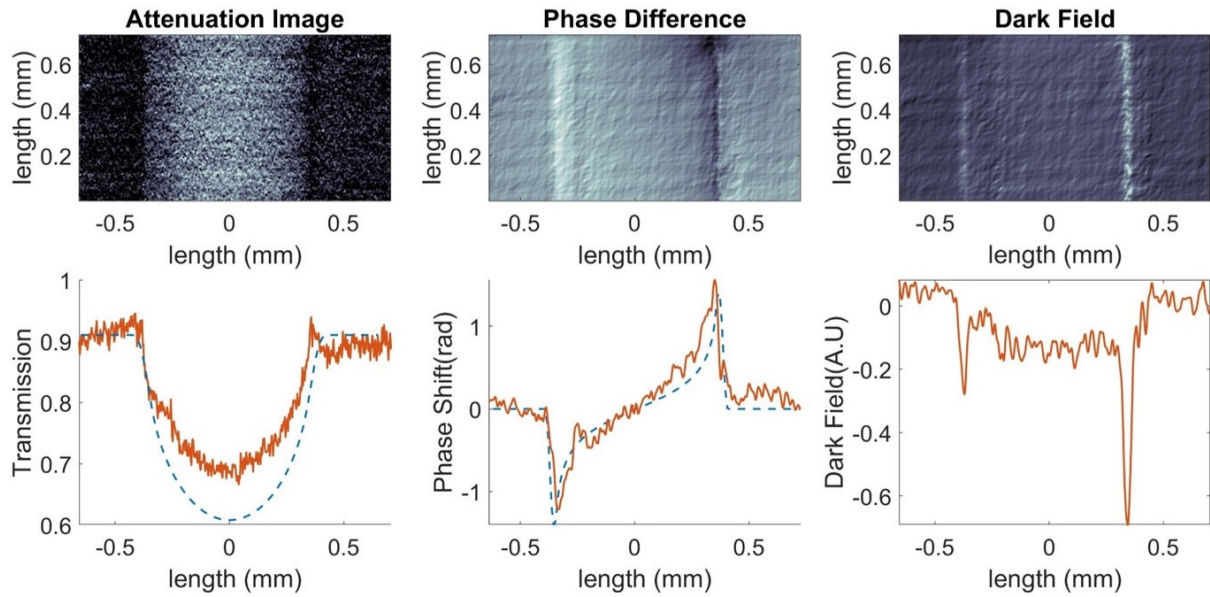


FIGURE 6.15 – *Reconstruction des images d'atténuation (gauche) de différence de phase (milieu) et de champ sombre (droite) obtenues sur l'installation ECLIPSE 3, ainsi que leurs profils théoriques et expérimentaux associés placés en dessous de leur image respective après intégration verticale sur pixels.*

acquises par interférométrie Talbot-Lau sur laser. Ce résultat est donc de bon augure pour la transposition vers des installations plus énergétiques.

Ainsi, afin de générer une image de bonne qualité avec notre dispositif expérimental, un total de 1×10^{11} photons/sr est nécessaire. Le taux de conversion X peut être défini comme le ratio entre l'énergie totale contenue dans notre raie d'émission K_α sur l'énergie laser incidente. Il est de l'ordre de $\epsilon_{K_\alpha} = 1.3 \times 10^{-5}$. Ce résultat est conforme à l'état de l'art actuel. Il n'est pas impossible avec les avancées sur l'étude de sources X générées par laser, de réussir à obtenir une meilleure conversion à intensité équivalente dans le futur. Cette avancée permettrait de réduire le nombre de tirs nécessaires pour obtenir une image. Ainsi, au total, un peu moins de 10 J sont nécessaires pour effectuer une image en un tir unique. Une discussion plus poussée sur le taux de conversion X des sources générées par laser sera apportée dans la section suivante. Nous y discuterons justement du développement de sources X pour l'interférométrie Talbot-Lau en acquisition mono-coup.

Afin de réduire encore le nombre de tirs nécessaires pour réaliser une acquisition d'image, l'utilisation d'une caméra CCD plus récente avec une meilleure efficacité quantique peut être envisagée. De plus, il a été montré récemment qu'il était possible d'obtenir une image par interférométrie Talbot-Lau en deux réseaux (G_1 et G_2) avec des sources X créées par lasers [56] augmentant la transmission du système, et aidant donc à diminuer le nombre de photons nécessaires pour réaliser une image.

Enfin, l'engouement actuel autour du développement de lasers à haut taux de répétition et haute intensité devrait aussi permettre de réduire le temps nécessaire pour effectuer

une radiographie. En considérant typiquement un laser pouvant tirer à une intensité équivalente d'ECLIPSE 3, mais avec un taux de répétition de 1 kHz, et à une énergie de 1 J tel qu'envisagé dans le projet Horizon au CELIA, une image pourrait être obtenue en moins d'un centième de seconde. Accompagné de l'amélioration des techniques de génération par laser de sources X, ce genre d'applications pourraient alors trouver un intérêt dans le cadre de l'imagerie de phase à but médical [57].

6.3.2 Développement de sources de radiographie sur l'installation MTW

Dispositif expérimental

Afin de réaliser l'image de phénomènes dynamiques sur grandes installations lasers, nous devons adapter le système utilisé sur ECLIPSE 3 pour qu'il fonctionne en mode monocoup. L'objectif est de déterminer une géométrie de cibles et les paramètres lasers optimaux pour favoriser un flux important de photons tout en restant le plus monochromatique possible. Dans notre cas, nous avons effectué cette étude de sources X générées par laser sur l'installation MTW au Laboratory for Lasers Energetics à l'Université de Rochester. En faisant varier les géométries de cibles, les paramètres et l'incidence laser, nous avons cherché à trouver une configuration optimale qui se démarquerait dans la qualité de son imagerie.

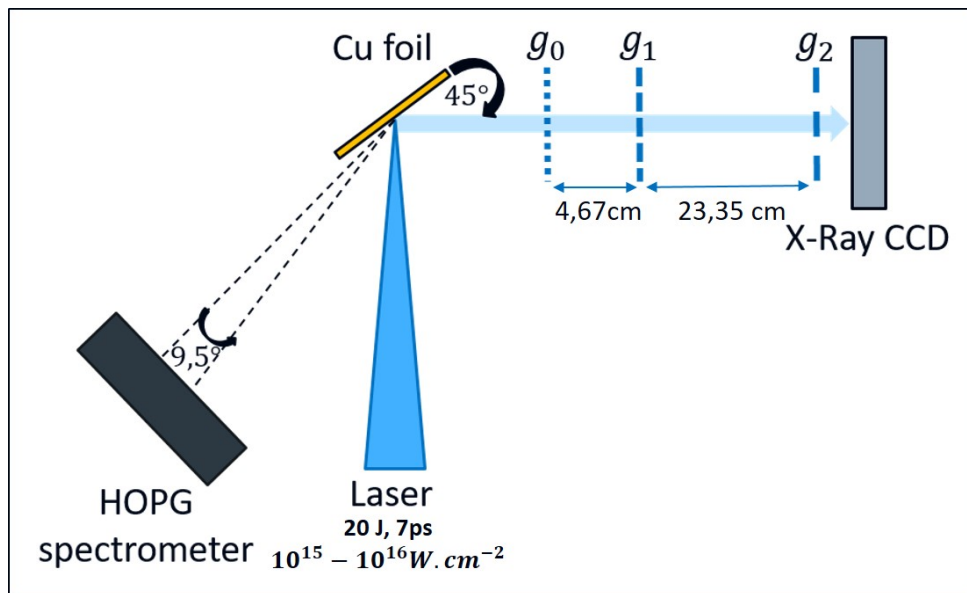


FIGURE 6.16 – Schéma expérimental de l'expérience sur MTW.

L'expérience se présente comme schématisé en Fig.6.16. Un laser intense à 2ω à l'intensité variable ($I \in [1 \times 10^{15} - 1 \times 10^{17}] \text{ W.cm}^{-2}$) irradie une cible, une feuille métallique à 45° dans le schéma, pour générer une source de rayonnement X. Le rayonnement X produit est alors émis sur $4\pi \text{ sr}$ et la partie du rayonnement dans le champ de vue de

l'interféromètre peut alors être diffractée par l'interféromètre. En même temps, le spectromètre DC-HOPG est placé pour observer le rayonnement provenant de la source X. Le spectromètre DC-HOPG est un diagnostic X qui possède deux voies distinctes pour l'évaluation du rayonnement. Dans notre cas, la première voie du spectromètre est utilisée pour étudier l'émission K_α du cuivre, tandis que la seconde voie est optimisée pour l'émission K_β .

Les différents types de cibles étudiées furent :

- feuilles minces de cuivre ;
- fils de cuivre collés sur une feuille de CH ;
- fils de cuivre collés au creux d'une feuille de CH pliée (bookend).

Elles sont montrées en Fig.6.17. Les feuilles de cuivres testées sont des feuilles de dimensions $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ et d'épaisseur variant entre $12.5 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$. L'angle d'incidence du laser sur la cible a été varié de l'incidence normale (en haut à gauche de la Fig.6.17), à 45° (en haut à droite de la Fig.6.17). Ces différents angles laser correspondent respectivement du point de vue de l'interféromètre à étudier une source vue par la tranche et à 45° par rapport à l'axe optique du diagnostic. Ce type de cibles permet l'exploitation de l'ensemble de l'énergie laser, puisque la surface d'interaction est égale à celle de la tâche focale du laser. L'avantage qui en découle directement repose sur un meilleur potentiel de conversion par rapport à d'autres cibles comme les fils proposant une surface d'interaction moindre. Néanmoins, ce plus haut potentiel de conversion est d'un autre côté contrebalancé par une taille de source X plus importante, de l'ordre de la taille de la tâche focale du laser, et donc par une résolution spatiale plus faible. La résolution maximale atteignable avec un interféromètre de Talbot-Lau [53] éclairé par une source étendue étant donnée par :

$$R = S \frac{L}{D} \quad (6.66)$$

où S est la taille de la source de rayonnement, L la distance entre les réseaux G_0 et G_1 , et D est la distance entre les réseaux G_1 et G_2 .

Les fils métalliques utilisés dans cette étude ont une surface réduite d'interaction avec le laser puisque leur diamètre est plus faible que la tâche focale du laser. Les cibles basées sur l'utilisation de fils sont présentées en deuxième ligne de la Fig.6.17, et sont utilisées sous deux géométries distinctes. Dans le premier cas, une feuille de CH est placée à l'arrière du fil afin d'éviter toute réflexion du laser sur les parois de la chambre qui pourraient par la suite endommager d'autres optiques aux alentours. La seconde géométrie de cible est en forme de livre entrouvert (bookend), et où le fil métallique est placé au creux du pli de la feuille de CH. Cette géométrie de cible est utilisée afin d'essayer de rediriger sur le fil une portion de l'énergie laser qui était en dehors de la zone du fil, optimisant la conversion de l'énergie laser en rayonnement X. L'avantage principal de ce type de source de rayonnement repose ainsi sur la faible extension spatiale de la source X puisque générée depuis un fil, mais avec une fraction d'énergie laser utile plus importante que dans le cas du simple fil.

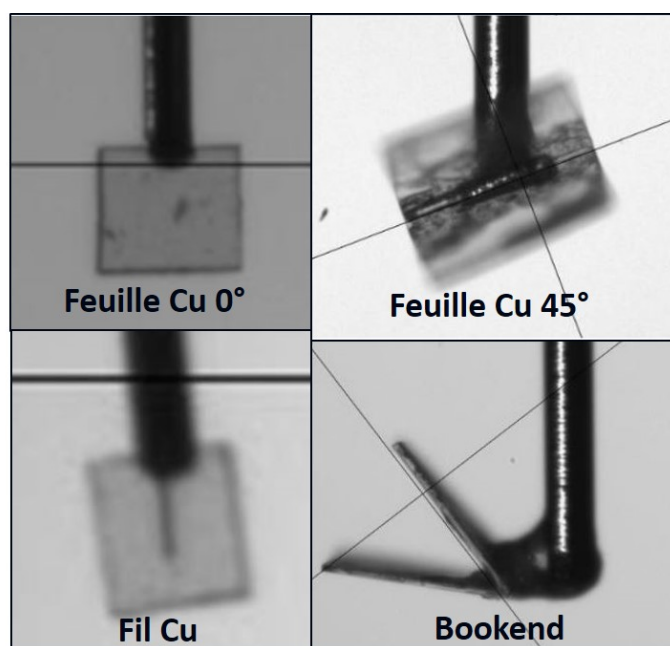


FIGURE 6.17 – Cibles testées pour la génération de rayonnement X une fois alignées en centre chambre, et avant irradiation laser.

Analyse de données

Les données brutes enregistrées par le spectromètre DC-HOPG se présentent comme montré en Fig.6.18. Le signal présenté correspond au spectre brut obtenu lors du tir 9260 de l'installation MTW. Il a été réalisé par irradiation d'une feuille de cuivre de dimensions $200 \times 200 \times 12.5 \mu\text{m}^3$ orientée à 45° par rapport à un laser pico-seconde d'intensité $5 \times 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$.

Les images présentées en première ligne de la Fig.6.18 montrent le signal dispersé par les cristaux HOPG des deux voies du spectromètre. Le signal est enregistré par une caméra CCD permettant ainsi une lecture rapide des résultats. En dessous du signal brut est montré le profil du spectre correspondant au signal perçu par le spectromètre. On voit que les lignes d'émission $K_{\alpha,1}$, et $K_{\alpha,2}$ sont clairement définies autour des valeurs 8.047 keV et 8.027 keV respectivement, et que la raie d'émission K_{β} est quant à elle bien centrée sur sa valeur de 8.905 keV montrant la bonne calibration de l'interféromètre.

La méthode d'analyse utilisée pour remonter du signal CCD vers la quantification du signal en unités physiques repose sur la méthode établie par H.S. Park et al [58], où un travail similaire utilisant ce même diagnostic a déjà été effectué sur une autre gamme d'énergie laser et de matériaux irradiés.

Les spectres de rayonnement X obtenus par laser se présentent généralement sous la forme d'un fond continu Bremsstrahlung auquel se superpose les lignes d'émission spécifiques du métal irradié. Dans notre cas, sur MTW, cette partie d'émission continue est initialement très basse dans de nombreux tirs comme présenté en Fig.6.18. Dans le cas

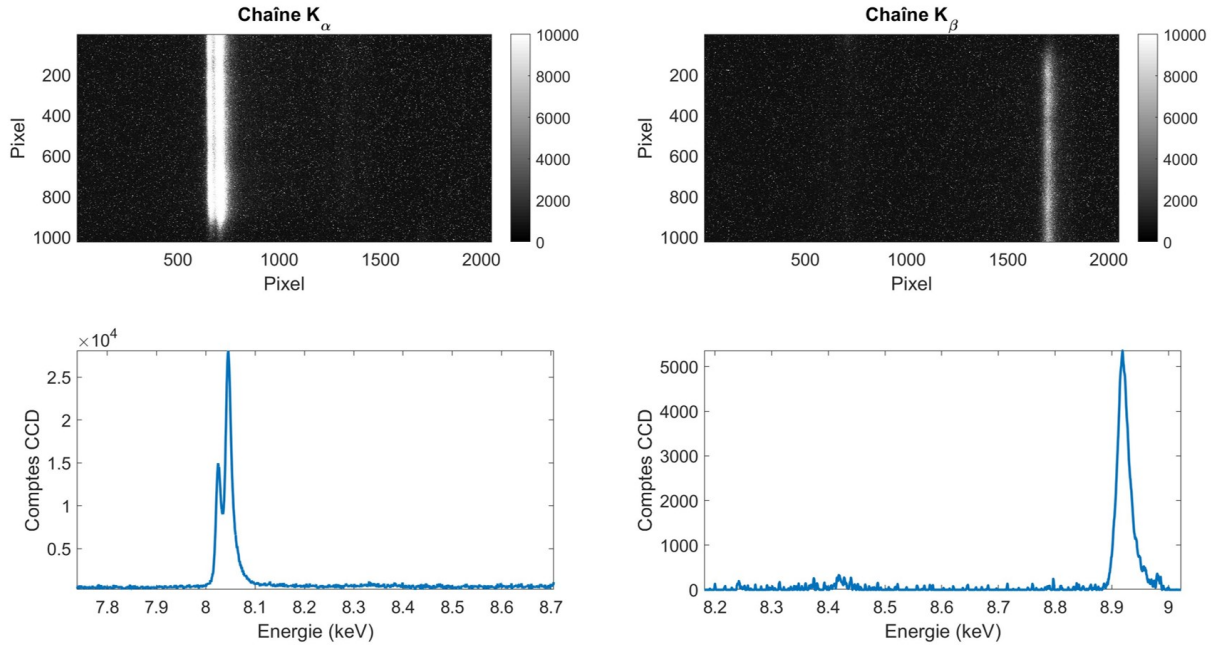


FIGURE 6.18 – Spectres bruts obtenus par le spectromètre DC-HOPG sur le tir 9260 lors de la campagne d'étude de backlighter de 2019 sur l'installation MTW.

où ce spectre d'émission continu est plus important, conformément à la méthode adoptée par Park et al, nous calculons une courbe d'ajustement polynomiale rendant compte du comportement de l'émission Bremsstrahlung. Une fois soustraite du signal brut, seule la composante d'émission de raies apparaît dans le spectre.

La transmission T_{Filtre} des filtres placés en amont du diagnostic ainsi que son efficacité quantique Q_{eff} , sont évaluées sur la bande d'énergie visible par le spectromètre. L'énergie du rayonnement pémis par la source X en fonction de l'énergie des photons incidents est alors obtenue comme :

$$E(\mathcal{E}) = 4\pi \frac{E_{mesure}}{T_{Filtre} Q_{eff} \Omega} \quad (6.67)$$

où Ω désigne le champ de vue du diagnostic, E_{mesure} représente le signal enregistré par la caméra CCD, \mathcal{E} désigne la bande d'énergie en keV des photons incidents et où l'hypothèse d'une émission sur 4π sr a été faite.

Le taux de conversion X par rapport à l'énergie incidente du laser est alors donné :

$$\varepsilon_{K_\alpha} = \frac{\mathcal{E}_{K_\alpha}}{E_{Laser}} \quad (6.68)$$

où E_α représente l'énergie totale rayonnée par la source X dans la gamme d'énergie de sa raie d'émission K_α , et où E_{Laser} représente l'énergie laser totale délivrée sur cible.

Résultats de l'étude de sources X générées par laser

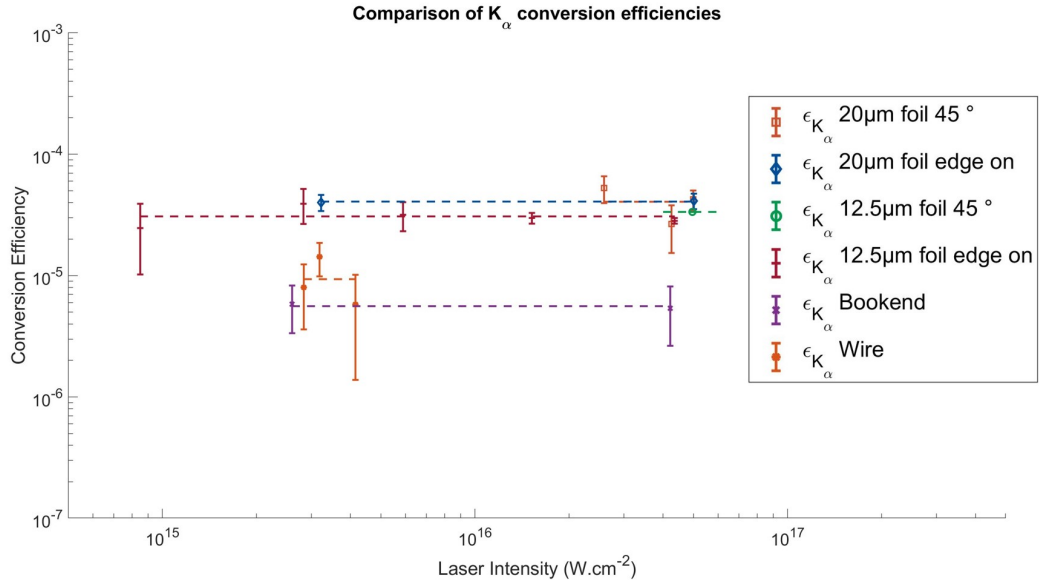


FIGURE 6.19 – Efficacité de conversion de l'énergie laser en rayonnement X en fonction de l'intensité laser incidente. Les lignes pointillées correspondent au niveau de conversion moyen.

Les résultats obtenus pour chacune des cibles testées sont représentés en Fig.6.19. Les points de mesures montrés sur le graphique sont obtenus en calculant la valeur moyenne des sets de données acquis pour une même valeur d'intensité laser sur une même cible. Les barres d'erreurs sont obtenues en calculant l'écart type de la distribution de points obtenus pour une même intensité laser. A ceci s'ajoute l'erreur due à l'intégration du pic K_{α} dont la sommation est effectuée sur la largeur à mi-hauteur du pic d'émission, et qui varie ainsi en fonction de l'étalement de la raie d'émission enregistrée sur le spectromètre. L'écart de valeur obtenu à l'intégration entre une sommation sur la largeur à mi hauteur de la raie d'émission comparé à une intégration sur l'ensemble de la même raie correspond à une incertitude d'environ $\varepsilon_{rr_{int}} \approx 0.1\varepsilon_{rr_{stat}}$, où $\varepsilon_{rr_{stat}}$ correspond à l'erreur statistique du nombre de photons émis tir à tir.

On observe ainsi en Fig.6.19 que les feuilles de cuivre semblent avoir un taux de conversion similaire compris dans la gamme $\varepsilon_{K_{\alpha}} = 3 - 5 \times 10^{-5}$ sans grande distinction en fonction de l'angle d'incidence du laser. Néanmoins, il semblerait tout de même que l'épaisseur joue légèrement permettant une amélioration de l'efficacité de conversion de l'ordre de 33 % en passant d'une épaisseur de $12.5 \mu\text{m}$ à une épaisseur de $20 \mu\text{m}$. Il convient cependant de rester prudent sur cette assertion de par les barres d'erreurs présentes pour chacun de nos points de mesures.

Quant aux sources générées par irradiation de fils, de par leur plus faible surface d'interaction, on observe un plus faible taux de conversion d'énergie laser en rayonnement X. L'écart ainsi mesuré est d'environ un ordre de grandeur par rapport aux feuilles de

cuivre. Un second point intéressant de cette expérience montre que les cibles bookend, sensées optimiser l'émission X par rapport à un fil simple semblent donner un niveau de rayonnement plus faible.

En comparant nos résultats à ceux de Park et al [58] en Fig.6.20. On observe que dans le cas d'irradiation de feuilles métalliques dont le numéro atomique est compris entre 10 et 30, le coefficient de conversion X peut être divisé en deux régions distinctes dans l'intervalle $1 \times 10^{15} - 1 \times 10^{21} \text{ W cm}^{-2}$:

- $\varepsilon_{K_\alpha} \approx 3 \times 10^{-5}$ sur l'intervalle $1 \times 10^{15} - 1 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$
- $\varepsilon_{K_\alpha} \approx 2 \times 10^{-4}$ pour $I > 1 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$

Ainsi, afin de maximiser le flux de photons X générés par laser, il semble intéressant d'utiliser des lasers intenses pouvant aller au-delà de $1 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ [59, 60, 61]. Le gain en conversion est alors d'environ un ordre de grandeur par rapport aux résultats obtenus pour une intensité inférieure. Cependant, il est à noter que le ratio entre émission continue et émission K_α n'est ici pas pris en compte. L'étendue spectrale de la source X est un paramètre important pour maximiser le contraste de l'interféromètre. Une étude spécifique à des intensités supérieures à $1 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ est donc à envisager pour voir si le gain en photons K_α par rapport à l'émission continue reste en faveur de l'imagerie. Dans le cas où l'émission Bremsstrahlung deviendrait trop importante à haute intensité laser, une autre solution pour augmenter la fluence laser pourrait simplement consister à augmenter l'énergie et la durée d'irradiation laser. Cela permet de rester à une intensité permettant un ratio satisfaisant entre émission de raie et spectre continu, tout en augmentant le nombre de photons utiles à la radiographie.

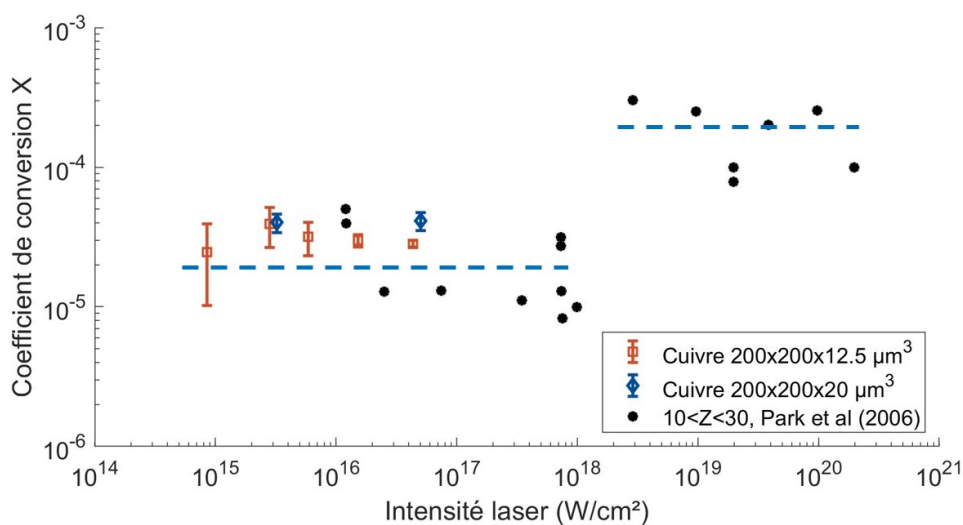


FIGURE 6.20 – Comparaison de taux de conversion X pour les feuilles de cuivre ($Z=29$) en incidence normale sur MTW par rapport aux résultats présentés dans Park et al [58], dans le cas de feuilles dont le numéro atomique Z est compris entre 10 et 30.

La transmission totale d'un interféromètre de Talbot-Lau tel que conçu pour les installations ECLIPSE, MTW, ou OMEGA-EP est d'environ 10 %. De par la faible transmission du système, il est nécessaire d'obtenir une source X avec le flux le plus élevé possible pour compenser le manque de transmission. De plus dans le cas de l'imagerie d'une cible ayant elle-même été irradiée, le flux X de la source de radiographie doit dépasser le flux X du plasma de couronne de la cible à imager (cf. Sec.5.2). Or le plasma de couronne n'a besoin de passer que par deux des réseaux de l'interféromètre tandis que le rayonnement provenant des sources X doit quant à lui en traverser trois. Le niveau de transmission du rayonnement à 8 keV de l'interféromètre est de 10 % pour le rayonnement provenant de la source X, tandis que la transmission à la même énergie du rayonnement du plasma de couronne de l'interféromètre est de l'ordre de 31 %, soit 3 fois supérieure. Ainsi, il semble nécessaire de produire un flux de photons K_α au moins 3 fois supérieur à celui de l'émission continue, ce qui correspond aux résultats obtenus sur ECLIPSE où l'émission K_α était 3 fois supérieure à l'émission de spectre continu de la source (75% de l'énergie du rayonnement émis étant contenu dans la ligne K_α).

Les composantes basses énergies du plasma de couronne ont néanmoins un faible impact sur l'imagerie, le réseau analyseur de l'interféromètre étant suffisant pour en bloquer la majeure partie. La composante à plus haute énergie pouvant traverser plus facilement l'interféromètre est quant à elle très problématique. Cette composante voyant moins de réseaux que le rayonnement de la source X, dépasser le niveau d'émission du plasma de couronne afin d'obtenir un contraste suffisant sur imageur devient ainsi un vrai défi.

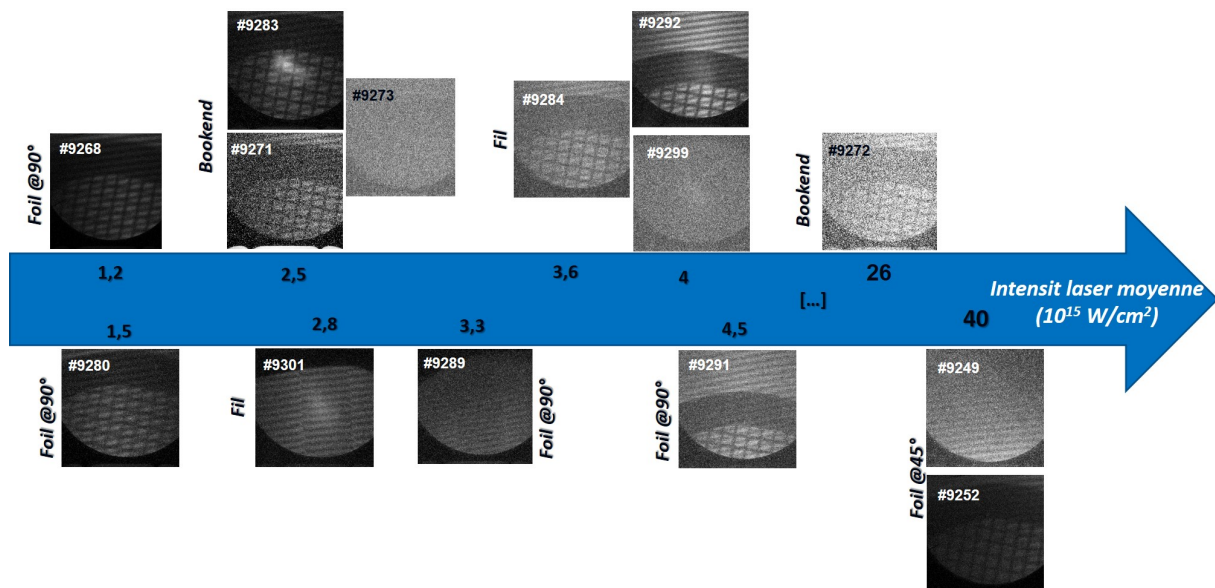


FIGURE 6.21 – Images statiques obtenues sur l'installation MTW en fonction de l'intensité laser sur cible, et du type de cible utilisé pour la génération de rayonnement X.

Nous montrons ici, en Fig.6.21 les résultats d'imagerie obtenus sur l'installation MTW en fonction de la cible et de l'intensité laser utilisées pour générer la source de rayonnement. Les images présentées sont des images statiques de grilles sauf pour l'image du tir 9301 ou

est présentée la radiographie d'un barreau en PMMA.

En Fig.6.21, on observe que dans le cas des feuilles de cuivre, il semble nécessaire de dépasser une intensité laser de l'ordre de $1 \times 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$ afin de commencer à obtenir un contraste de frange intéressant. De plus, tir à tir, il semble que le résultat obtenu soit assez reproductible comparé aux autres cibles. En effet, lorsqu'on regarde les résultats obtenus à l'aide des cibles de type bookend, il semble que dès lors que l'intensité de $1 \times 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$ est dépassée, l'émission de la source X à 8 keV est alors contrebalancée par l'émission de spectre continu, dégradant de ce fait l'imagerie. Pour le cas des fils simples, de par la faible extension spatiale de la source, ils permettent de réaliser d'excellents contrastes sur certains tirs, même si le nombre de photons produits est plus faible que dans le cas des feuilles de cuivre par exemple. De la même manière que les bookends, le défaut principal des fils en tant que cible repose sur le côté parfois aléatoire de l'intensité du signal X détecté pour des paramètres laser équivalents sur une même campagne expérimentale. Ainsi, même si le meilleur contraste de frange obtenu a été réalisé à l'aide de fils, le manque de reproductibilité des résultats obtenus est problématique.

Une explication de la variabilité des résultats obtenus dans la qualité de source X et donc d'image sur le détecteur peut provenir de plusieurs points. Dans un premier temps, les fils étant relativement fins, de l'ordre de grandeur de l'erreur de pointage des faisceaux laser, la surface de fil couverte par le laser peut facilement changer entre chaque tir. L'effet immédiat est alors une surface d'interaction réduite et donc une production de photons elle aussi diminuée.

Un deuxième point pouvant rajouter au côté aléatoire des résultats provient simplement du fait que la tâche laser elle-même est généralement loin d'être homogène. Les sur-intensités et sous-intensités locales présentes dans la tâche peuvent alors devenir la source de fortes variations de l'intensité laser réellement incidente sur la cible selon la proportion relative des zones de sur et sous-intensité laser sur cible.

Ces deux phénomènes sont ainsi probablement responsables des plus larges fluctuations de rayonnement X observés tir à tir sur les cibles bookend et fil simple.

L'énergie sur l'expérience MTW est limitée. Dans notre cas, l'ensemble des tirs ont été acquis en utilisant environ 20 J sur cible. Les grandes installations laser tel que LULI2000, OMEGA-EP, ou OMEGA-60 peuvent proposer des énergies sur cible bien plus importantes (au delà de 1 kJ sur OMEGA-60). Le nombre de photons créés pour une même intensité laser que sur MTW serait alors bien plus important. Cette amélioration du nombre de photons obtenus devrait donc aller dans le sens de l'amélioration de la qualité des images.

Conclusions sur l'utilisation de l'interféromètre Talbot-Lau sur installations laser

La faisabilité de l'interférométrie Talbot-Lau a bien été démontrée sur plusieurs installations laser que ce soit en accumulation de tirs sur ECLIPSE 3 ou en tir simple sur l'installation MTW. Le contraste maximal des franges obtenu avec le diagnostic a été

mesuré à 22 – 25 % sur chacune des deux installations [28, 62].

Le faible niveau de transmission de l'interféromètre, de l'ordre de 10 %, nous a amené à démarrer un travail d'étude des cibles utilisées pour la génération de rayonnement X par laser. En variant les géométries de cibles et les paramètres d'intensité laser nous avons pu observer que les fils de cuivre ainsi que les feuilles de cuivre sont pour le moment les cibles les plus prometteuses. Les feuilles de cuivre, de par leur surface d'interaction plus importante permettant un plus haut taux de conversion. De plus les feuilles de cuivre ont montré une stabilité accrue de l'émission X obtenue tirs à tirs. Ces propriétés des sources X générées depuis des feuilles de cuivre en font notre choix préférentiel. Les fils de cuivre ne sont néanmoins pas totalement à négliger. En effet, comparé aux résultats obtenus sur l'installation LULI2000 où l'intensité laser sur fil était similaire à celle utilisée sur MTW, le contraste des franges obtenu avec ce type de sources, est passé de 7 % sur LULI2000 à plus de 20 % sur MTW montrant un important progrès dans la technique employée, la différence principale étant le remplacement des images plates par une caméra CCD X, plus sensible au rayonnement X.

Néanmoins, que ce soit pour chacune de ces cibles de nombreux progrès restent à faire afin d'optimiser d'avantage la conversion d'énergie laser en énergie K_α , tout en limitant l'émission bremsstrahlung de la cible à un niveau suffisamment faible. Dans un premier temps, cette augmentation du nombre de photons pourrait être obtenue par utilisation d'impulsion laser plus énergétique, et plus longues. Ce futur développement est d'autant plus intéressant que les impulsions disponibles sur NIF ou sur OMEGA-60 sont de toute manière de l'ordre de 100 ps comparé à MTW où l'impulsion laser utilisée était de l'ordre de 7 ps. De plus, l'impact de l'utilisation de sources étendues est limité de par la géométrie de l'interféromètre, ou la résolution est donnée comme :

$$Res = S \frac{L}{D} \quad (6.69)$$

Où S est l'extension spatiale de la source, L et D sont respectivement les distances entre les réseaux $G_0 - G_1$ et $G_1 - G_2$. Le ratio $\frac{L}{D}$ étant généralement inférieur à 1/5 sur MTW ou OMEGA-EP, même une source d'extension spatiale de l'ordre de 50 μm peut donc permettre une résolution inférieure à 10 μm sur cible en théorie.

En conclusion, nous pouvons dire que l'interférométrie Talbot-Lau semble être un bon candidat comme diagnostic plasma sur installations laser, les études de faisabilité étant positives. Néanmoins, les problèmes de débris et de flux X nécessitent encore de nombreux développements au niveau de la géométrie du diagnostic ainsi que de la source de rayonnement X générée par laser afin de pouvoir pleinement rendre compte du potentiel de l'interféromètre.

6.4 Transfert vers les installations XFEL

6.4.1 Des installations laser aux installations XFEL

Afin de s'affranchir de la problématique des sources de rayonnement X disponibles sur installations laser, une solution possible consiste à aller sur une plateforme XFEL. Le

rayonnement produit sur ces installations est proche de ce qui pourrait s'apparenter à une source de rayonnement idéale. En effet, le spectre très étroit des rayons X produits combiné aux propriétés de fluence et de cohérence de la source est alors particulièrement adapté aux expériences de diffraction X. En ce qui concerne l'interférométrie Talbot-Lau, la cohérence spatiale de la lumière X émise sur XFEL permet de s'affranchir du réseau source de l'interféromètre. On parlera ainsi dans la suite du manuscrit d'interférométrie de Talbot [16, 63, 64].

Les avantages directs découlant de la suppression du premier réseau sont les suivants. La transmission totale de l'interféromètre est améliorée d'un facteur 3 par rapport à la transmission du système sur installations laser classiques. De plus, l'émission X du plasma de couronne émis par l'irradiation de la cible à imager n'est plus avantageée par rapport au rayonnement sonde qui n'a plus à passer à travers le réseau source. La géométrie expérimentale du système devient beaucoup plus simple puisque la cible à imager ne doit plus être nécessairement placée entre le réseau source et le réseau de phase de l'interféromètre facilitant l'alignement des cibles et l'accès du laser de pompe sans risquer d'obstruer son chemin avec le rail de l'interféromètre. De plus, le réseau source est généralement à l'origine de débris dans l'enceinte expérimentale de par sa proximité à la source de rayonnement X. Ici, dans le cas des installations XFEL, l'interféromètre pouvant être placé suffisamment en aval de la cible à irradier, la survie des réseaux est alors assurée, rendant le système moins coûteux à exploiter, tout en évitant d'avoir à assurer la gestion de débris. Pour finir, la cible n'étant plus enchâssée entre deux réseaux, le positionnement de diagnostics secondaires complémentaires est alors facilité alors que dans le cas des rails d'interféromètre à trois réseaux, il est généralement très difficile de placer d'autres diagnostics avec un champ de vue suffisamment dégagé.

Ainsi, sur installations XFEL, la plupart des contraintes rencontrées sur laser sont réglées tant du point de vue du rayonnement X pour imager un système que de par la simplification des géométries expérimentales possibles.

6.4.2 Présentation de l'expérience

L'expérience ici présentée est la première expérience d'imagerie de phase par interférométrie Talbot d'un système laser généré sur installation XFEL. L'expérience a été réalisée à la BL3-EH5 [65] de l'installation XFEL SACLA au Japon. L'expérience, acceptée en étude de faisabilité consiste à réaliser la démonstration de cette méthode pour l'imagerie d'un phénomène dynamique. Nous avons ainsi préféré étudier un système à la géométrie simple, soit l'irradiation de fines feuilles métalliques d'aluminium et de cuivre par un laser intense.

Le principe de la plateforme expérimentale montré en Fig.6.22 est relativement simple. Il est basé sur la plateforme de radiographie LiF qui avait été conceptualisée pour l'étude de la radiographie de l'instabilité Rayleigh-Taylor [66] en 2019 sur cette même installation et présenté en Sec.5.4. Un laser optique à 2ω arrive en centre chambre depuis le bas de l'enceinte expérimentale. Une feuille métallique est alors centrée en centre chambre au niveau du point focal du laser optique. L'énergie laser délivrée sur la cible est de l'ordre de 15 – 20 J en une impulsion de 5 ns. La tâche focale du laser cible est de l'ordre de

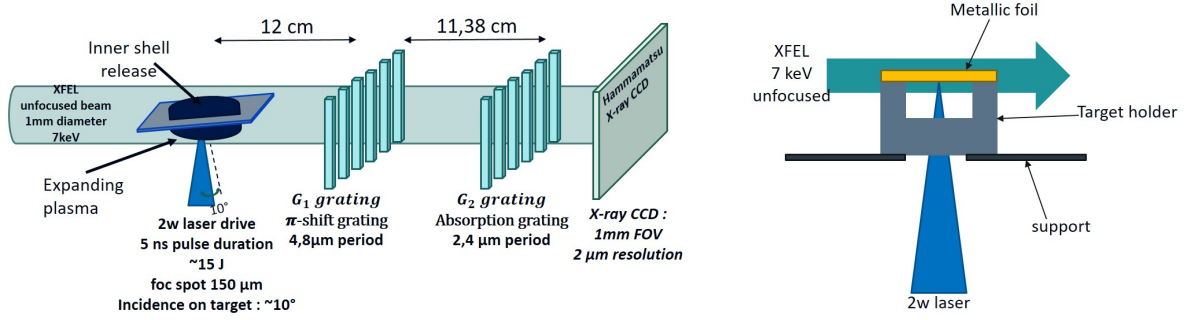


FIGURE 6.22 – *Design de la plateforme : Gauche schéma de l'expérience, Droite schéma du porte cible utilisé.*

170 μm permettant ainsi une intensité laser de $1.76 \times 10^{13} \text{ W cm}^{-2}$. Afin d'éviter tout retour laser dans la chaîne, il est imposé par l'installation une incidence minimale de 10° sur cible. Le laser étant fixe, c'est le support de cible qui est incliné par rapport au laser.

Le faisceau XFEL, est utilisé comme faisceau sonde. Il arrive en centre chambre de manière normale au faisceau laser avec un délai par rapport au laser optique qui sera varié entre chaque tir. Dans notre cas, nous avons utilisé le XFEL en impulsion simple de 8 fs, à l'énergie 7 keV en version collimatée de 1 mm de diamètre. L'énergie totale contenue dans une impulsion XFEL de 8 fs à 7 keV est de l'ordre de 300 μJ .

Dans l'axe du XFEL 12 cm en aval du centre chambre est placé un banc interférométrique de Talbot en Moiré [67, 68, 69, 18, 19]. L'interféromètre est spécifiquement adapté pour l'énergie de 7 keV du XFEL. Le rail est composé d'un réseau de phase π -shift de période 4.8 μm et de surface utile de 6 mm de diamètre. Le réseau analyseur qui termine notre interféromètre est un réseau d'absorption de 2.4 μm de période de même surface utile que le réseau de phase précédent. De par les dimensions de la chambre, la dimension totale du banc ne peut pas dépasser 15 cm en longueur, fixant ainsi notre distance inter-réseaux à 11.38 cm correspondant à un ordre de Talbot $m = 7$, et où aucun grandissement n'est appliqué de par la collimation du XFEL. Afin de pouvoir ajuster la distance entre les réseaux une fois installés dans l'axe du XFEL pour ajuster le contraste des franges, le réseau analyseur est monté sur une platine de translation piezo-électrique permettant de le translater selon l'axe optique de l'interféromètre sur une distance de ± 1 cm par pas de 0.1 mm.

Chacun des deux réseaux est inséré dans une monture de rotation permettant d'ajuster l'angle entre les deux réseaux pour l'effet de Moiré qui définit notre période de frange comme :

$$P_M = \frac{p}{2 \sin\left(\frac{\theta_M}{2}\right)} \quad (6.70)$$

où P_M est la période des franges de Moiré, p est la période effective du réseau de phase et est égale à la période du réseau analyseur. θ_M est l'angle de rotation du réseau analyseur

par rapport au réseau de phase. Dans notre cas, nous avons fixé $\theta_M = 7^\circ$ donnant une périodicité de frange attendue à $P_M = 18 \mu\text{m}$.

Le motif de franges réalisé par le XFEL est ensuite projeté 50 cm plus loin sur une caméra CCD Hamamatsu de très haute résolution de pavé 2048×2048 pixels. D'après calibration fournie par l'installation, la résolution de la caméra est donnée comme $0.56 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

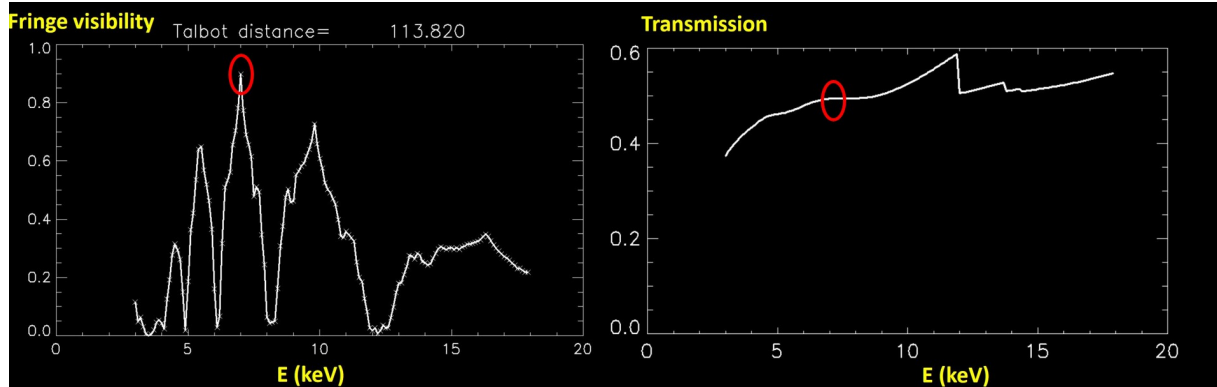


FIGURE 6.23 – *Contraste de frange et transmission de l'interféromètre à l'ordre de Talbot $m = 7$ théoriquement attendus en fonction de l'énergie des rayons X dans le cas de réseaux idéaux et d'une source de rayonnement idéale, calculé à l'aide du code XWFP [70]. Les points cerclés en rouge correspondent au mode de fonctionnement spécifiquement choisi sur SACLA.*

Nous représentons en Fig.6.23 les résultats de calculs obtenus avec le code XWFP [70] pour le contraste et la transmission du banc que nous avons développé pour cette expérience en fonction de la longueur d'onde incidente. On peut observer dans le graphique de gauche que le contraste des franges dans le cas de réseaux idéaux est attendu d'être maximal à l'énergie de 7 keV, pour laquelle nous avons spécifiquement optimisé l'interféromètre. Le contraste maximal des franges obtenu avec notre interféromètre est alors attendu près de 90 % pour une transmission moyenne de l'interféromètre de l'ordre de 50 %.

6.4.3 Présentation des cibles

L'installation XFEL SACLA est une installation prévue pour fonctionner à haut taux de répétition. Il est ainsi possible de charger jusqu'à 10 cibles en même temps dans l'enceinte sans avoir à rouvrir la chambre. Ce système permet de pouvoir gagner du temps dans la mise sous vide et la remise à l'air de l'enceinte qui n'ont ainsi pas besoin d'être réalisées entre chaque tir.

Les supports de cibles sur lesquels sont placées les feuilles métalliques à ablater ont été réalisés selon les caractéristiques présentées en Fig.6.24. Il s'agit de petits parallélépipèdes de largeur et longueur $5 \times 5 \text{ mm}^2$ et de hauteur 3 mm. Le centre de la pièce est percé de sorte à laisser passer le laser de pompe. Le haut de la pièce est crénelé afin de libérer

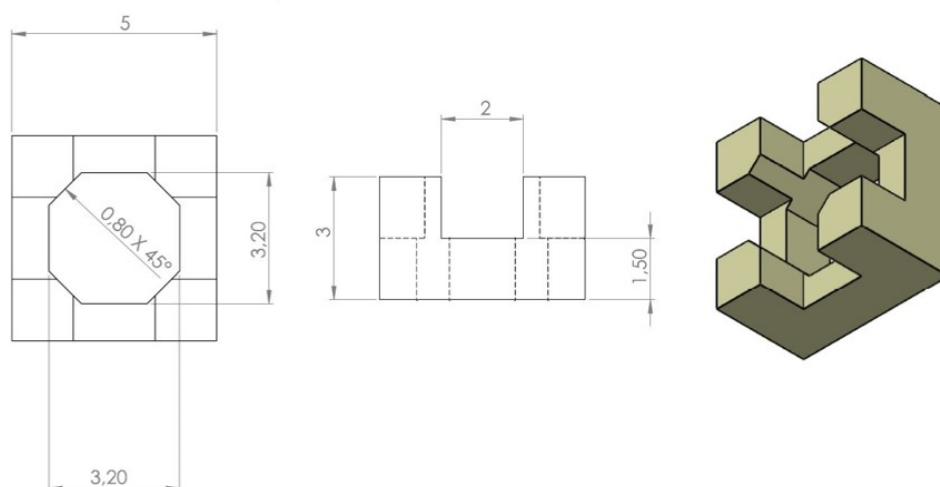


FIGURE 6.24 – Schéma et dimensions des supports de cibles développés pour l'expérience à SACLA. A gauche de la figure est présentée une vue de dessus du porte cible, au centre une vue de coté, les 4 cotés étant équivalents, et à droite une vue 3D de la pièce finale.

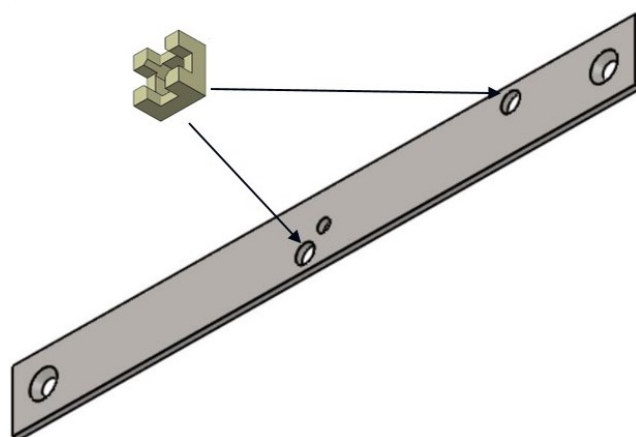


FIGURE 6.25 – Barrette d'aluminium servant de support aux portes cibles des feuilles métalliques à ablater.

le champ de vue en dessous de la feuille. Il permet ainsi de facilement situer la position de la feuille dans l'axe du XFEL qui sera utilisé pour l'alignement de la cible, tout en permettant aux caméras d'alignement dans l'axe horizontal perpendiculaire au XFEL de faire de même, facilitant le positionnement de la mince plaque métallique. Les quatre plots disposés en chaque coin de la feuille permettent quant à eux un support stable de la cible évitant au maximum qu'elle se courbe sous son propre poids.

Afin de pouvoir charger plusieurs cibles en même temps, comme montré en Fig.6.25, les cibles sont placées sur des barrettes en aluminium de dimension $1 \times 10 \text{ cm}^2$ dont les deux extrémités sont percées afin de pouvoir les fixer sur leur support dans la chambre. Une troisième perforation est ensuite réalisée au centre de la barrette à des fins d'alignement.

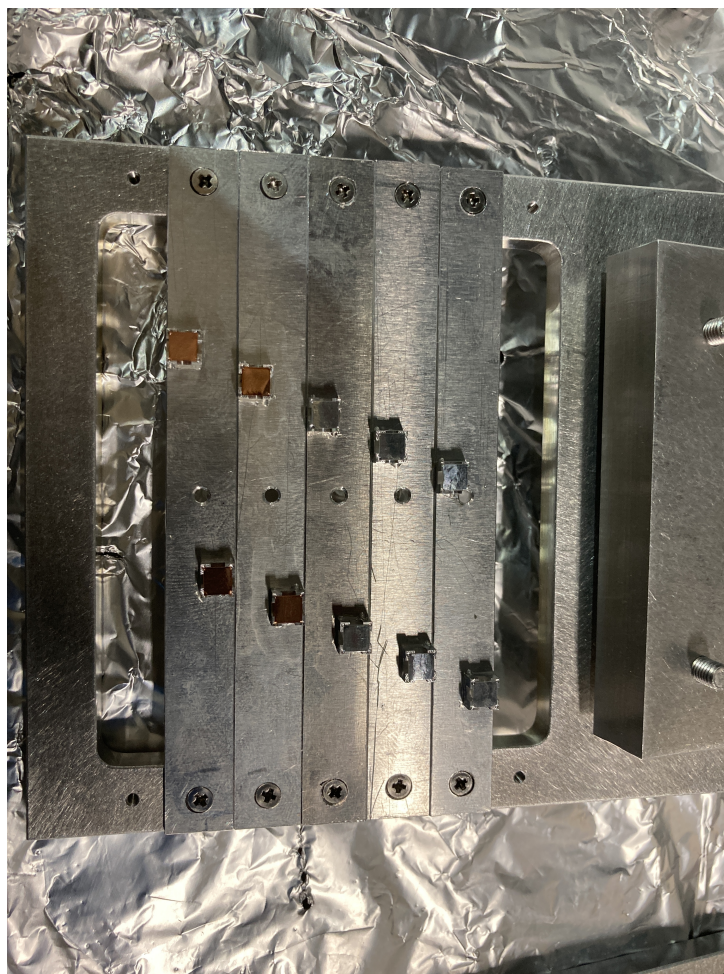


FIGURE 6.26 – Jeu de cibles d'aluminium (feuilles grises) et de cuivre (feuilles oranges) juste avant leur entrée en chambre expérimentale.

L'accès aux cibles à ablater, est obtenu à l'aide de deux trous supplémentaires percés de part et d'autre du centre de la barrette.

Les perforations des barrettes sont réalisées pour qu'elles soient décalées d'une lame à l'autre comme il est montré en Fig.6.26 afin de permettre un champ de vue dégagé pour l'alignement de chaque cible. Le jeu de cibles présenté en Fig.6.26 est constitué de six feuilles minces d'aluminium de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, ainsi que de quatre feuilles de cuivre de même épaisseur.

6.4.4 Pré-alignement de l'interféromètre

De par les problématiques liées à la pandémie actuelle, nous n'avons pas eu l'occasion de nous rendre sur le site pour réaliser l'expérience. Cette dernière a donc été réalisée par visio-conférence avec le groupe local de la collaboration. Ainsi, nous avons dû nous adapter puisque l'alignement de l'interféromètre n'a pas pu être réalisé à l'aide du rayonnement X du XFEL sur la plateforme comme prévu.

Afin de réaliser notre preuve de concept nous avons pré-aligné deux bancs interférométriques au CELIA de sorte qu'il ne restait plus qu'à les positionner dans la chambre du XFEL par le groupe qui pouvait être sur place. Pour ce faire, nous avons réalisé un alignement à l'aide d'un simple laser d'alignement optique.

Le dispositif expérimental pour l'alignement se présente comme suit en Fig.6.27. Deux miroirs plans sont utilisés afin de guider le faisceau laser de manière précise jusqu'au dos des réseaux dont on souhaite ajuster l'orientation. Le laser se fait alors réfléchir et diffracter par la surface du dos du réseau. Le motif de diffraction peut ensuite être observé sur un écran situé au mur environ 1.5 m plus loin. Nous aurions pu choisir d'observer le motif de diffraction de l'avant du réseau dans le cas du réseau d'absorption, mais le motif de diffraction obtenu était plus compliqué à utiliser pour régler finement l'orientation du réseau. Dans le cas du réseau de phase, l'illumination face arrière a été préférée de par la plus grande réflectivité obtenue permettant ainsi un meilleur contraste de la figure de diffraction.

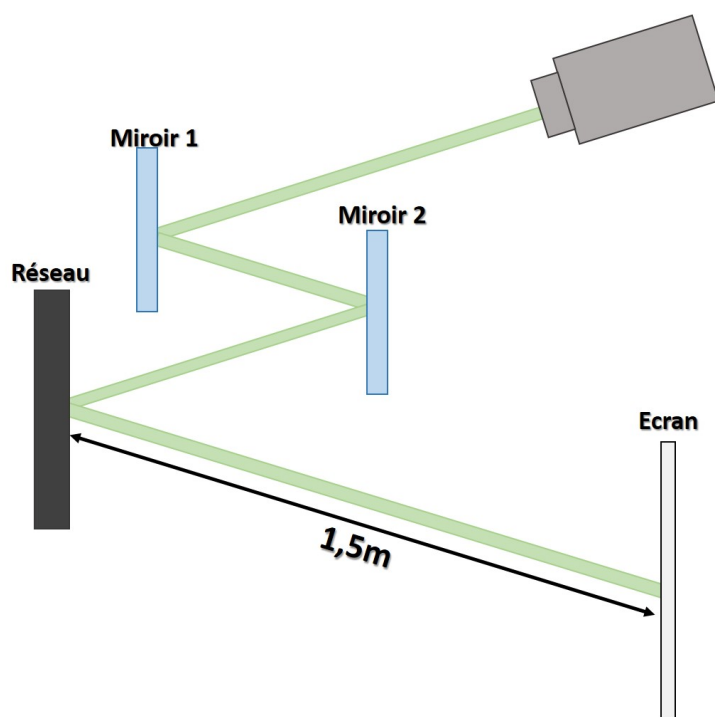


FIGURE 6.27 – Schéma du montage expérimental pour l'alignement des réseaux de l'interféromètre Talbot.

Pour notre expérience, nous souhaitons obtenir des franges verticales avec le rayonnement X. Pour ce faire, nous allons nous fier aux motifs de diffraction optiques des réseaux formés au mur. Les motifs de diffraction en réflexion attendus et obtenus sont montrés en Fig.6.28.

Les motifs de diffraction attendus et obtenu pour le réseau analyseur se présentent sous la forme d'une matrice de points brillants dont la ligne et la colonne centrale présentent

une intensité lumineuse accrue, formant ainsi une croix. Les deux bras de cette croix ne sont pas d'une luminosité égale. Dans notre cas, pour obtenir des franges verticales, il nous faut placer l'axe le plus brillant de la croix verticalement. Le motif de diffraction du réseau de phase, quant à lui est un motif se présentant sous la forme d'une ligne de points alignés qui lorsque parfaitement verticale permettront des franges verticales avec les rayons X. Dans notre cas, nous alignons donc l'axe de la ligne de points obtenus par diffraction du réseau de phase à l'axe brillant vertical obtenu pour le réseau d'absorption. Dans cette configuration, les deux réseaux ont exactement la même orientation, et nous pourrions faire une interférométrie Talbot classique. La période obtenue du système de frange serait alors importante, de l'ordre de plusieurs centaines de microns. La résolution maximale de l'interféromètre étant de l'ordre de la moitié de la période du motif de franges, nous souhaitons le resserrer au maximum.

Afin d'obtenir une densité de frange plus importante, nous utilisons un effet de Moiré. Le réseau le plus simple dont on peut régler l'orientation est le réseau de phase, puisque le motif est une simple ligne à suivre. Nous lui donnons un angle de 7° qui devrait nous permettre une périodicité du motif de frange de $20\ \mu\text{m}$. Un angle plus important pourrait permettre une densité de frange plus forte, et une meilleur résolution. Néanmoins, comme nous ne serons pas sur place, nous avons choisi cette période de motif puisqu'elle devrait être facilement résolue par la caméra CCD. De plus, une période plus importante des franges résulte généralement en un meilleur contraste avec l'interféromètre l'effet de Moiré ayant un impact d'autant plus important que l'angle entre les réseaux devient grand. Ainsi, les $20\ \mu\text{m}$ ont été choisis afin de s'assurer d'une bonne visibilité du motif de frange ainsi que d'un bon échantillonnage par la caméra CCD.

6.4.5 Installation dans la chambre

Une fois aligné, l'interféromètre a été expédié à l'installation SACLA, où l'équipe expérimentale a reçu le système. La distance entre les deux réseaux est de l'ordre de 11.38 cm. Le rail total en lui-même mesure environ 15 cm de long. De par les dimensions de la chambre d'interaction, cette taille d'interféromètre est la plus grande que nous pouvions introduire.

En Fig.6.29 est présenté l'interféromètre une fois installé et aligné dans l'axe du faisceau XFEL dans la chambre expérimentale juste avant fermeture pour les premiers tirs dynamiques.

L'alignement de l'interféromètre dans la chambre s'est déroulé comme suit. l'interféromètre est placé sur un pied de translation permettant de le déplacer dans les axes transversaux horizontaux et verticaux du faisceau du XFEL.

En plaçant un film radiochromique juste devant le premier réseau, il est possible de vérifier la position de l'interféromètre par rapport à l'axe du faisceau du XFEL. Ceci permet ainsi par incrément de translation de placer le premier réseau de façon centrée à l'axe du XFEL. Une fois que nous sommes contents du placement de l'avant de l'interféromètre, on place un film radiochromique devant le second réseau pour vérifier que le XFEL passe

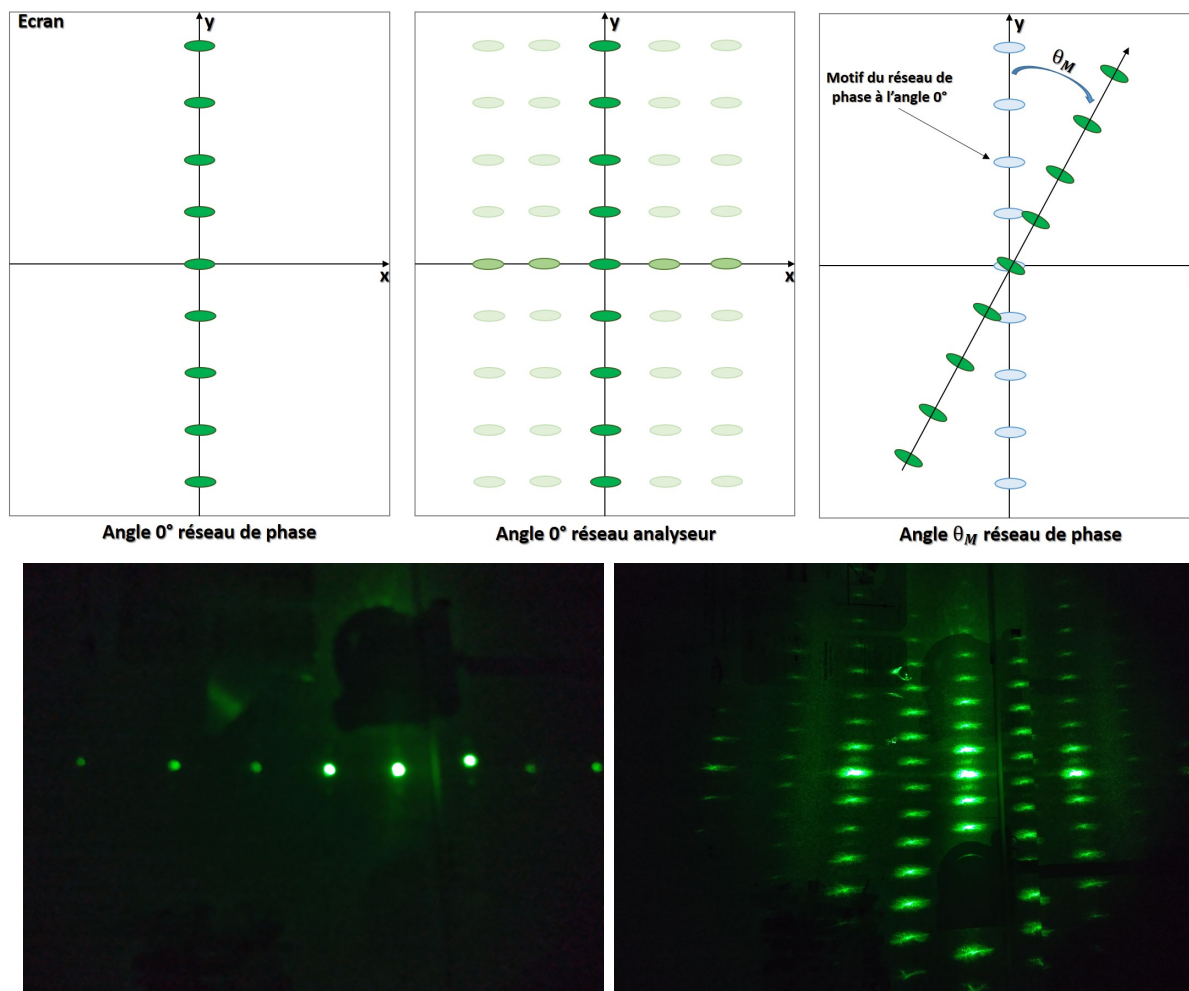


FIGURE 6.28 – En première ligne sont montrés les motifs attendus des motifs de diffraction en réflexion du laser optique par les faces arrières des réseaux de phase (à gauche), analyseur (au centre), et du réseau de phase une fois tourné (à droite). En deuxième ligne sont montrés les motifs obtenus réellement sur un écran d'observation placé au mur pour le réseau de phase (à gauche), et du réseau analyseur (à droite), lorsque positionnés à l'angle 0° .

bien par les centres des deux réseaux, et donc qu'il n'y a pas nécessité d'ajuster les angles de l'axe de détection par rapport à l'axe du XFEL.

La fin de l'installation de l'interféromètre nécessite maintenant l'utilisation de la caméra CCD Kameshima [71] placée à l'extérieur de la chambre afin de vérifier la périodicité du motif de frange, ainsi que son contraste.

La figure d'interférence obtenue sur CCD avec le faisceau XFEL est montrée en Fig.6.30. Sur la droite de la Fig.6.30 est présenté le motif d'interférence après correction de la tâche du XFEL. La période des franges ici montrée est mesurée à $20 \mu\text{m}$ comme prévu initialement, nous assurant donc que les rotations des réseaux de l'interféromètre n'ont pas

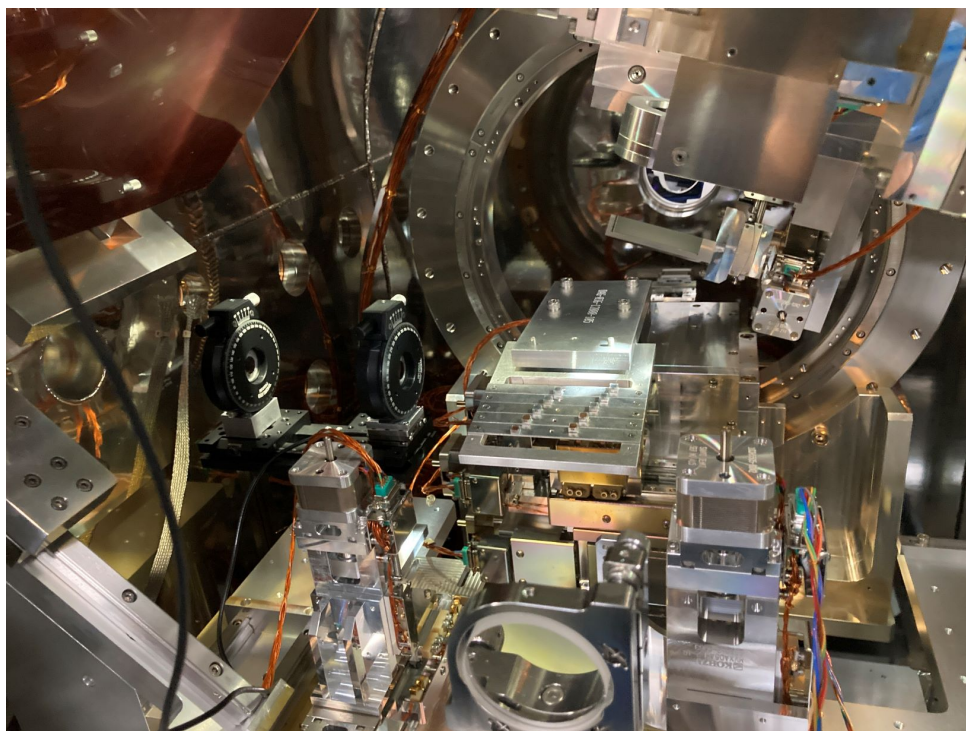


FIGURE 6.29 – Interféromètre et cibles installés dans la chambre expérimentale.

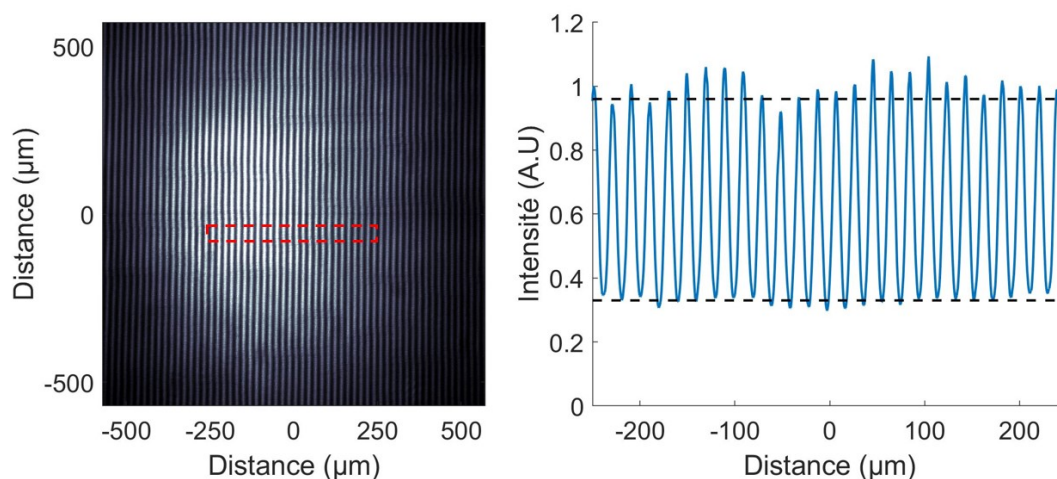


FIGURE 6.30 – Franges d'interférences brutes obtenues à la première illumination avec le faisceau XFEL de SACLA et enregistrées à l'aide d'une caméra CCD haute résolution. La figure de droite montre le profil d'intensité des franges au niveau du rectangle rouge dans l'image, une fois le profil d'intensité du faisceau XFEL corrigé.

subi de modifications majeures durant le voyage. Le contraste du motif de franges est de $48\% \pm 2\%$, ce qui est plus bas que le contraste prédit initialement. L'écart au contraste initialement prédit à 90% provient principalement de l'effet de Moiré, connu pour son effet sur le contraste des franges [18]. Afin de s'assurer de l'exactitude de la distance entre les

réseaux, l'interféromètre n'ayant pas été aligné à l'aide d'une source X, nous avons essayé d'ajuster la distance entre les réseaux à l'aide du plateau de translation piezo-électrique sur lequel repose le réseau analyseur. Il s'est avéré en faisant translater le réseau sur une distance de ± 5 mm que le contraste diminuait légèrement lorsque nous nous écartions de sa position d'origine. Ainsi nous sommes revenus à sa position initiale permettant les presque 50 % de contraste pour l'expérience.

Le motif d'interférence obtenu sur SACLA est le meilleur motif que nous ayons vu de la thèse indépendamment de la qualité de la source de rayonnement utilisée. La structure même et le niveau de défaut des franges ici observé est le plus faible constaté sur l'ensemble des 6 campagnes expérimentales où l'interféromètre a été utilisé pendant la thèse. Ainsi, combiné aux qualités de rayonnement X de l'installation XFEL de SACLA, ce motif est actuellement ce qui se rapproche le plus de ce que nous pourrions appeler la plateforme idéale.

6.4.6 Résultats préliminaires

Dans cette expérience, les cibles utilisées sont des feuilles d'aluminium et de cuivre de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Avant d'irradier une cible à l'aide du laser de pompe, une première image est acquise et servira d'image de référence dans la suite de l'analyse. Une seconde image est ensuite enregistrée comme image d'un système dynamique après irradiation de la feuille à l'aide du laser optique. Les différents temps d'imagerie sont ainsi ajustés en modifiant le délai du XFEL par rapport au laser optique de 15 ns à 125 ns.

Une fois qu'un couple d'images statiques et dynamique est obtenu, les deux images sont analysées mutuellement à l'aide du programme d'analyse TNT décrit en Sec.6.2, pour produire les images d'atténuation, de champ sombre et de différence de phase. Ces trois images classiques d'interférométrie Talbot sont présentées en Fig.6.31.

Les images ici présentées sont des images obtenues pour des milieux particulièrement denses et de numéro atomique Z élevé comparé à ce qui est usuellement réalisé en imagerie de phase classique où les milieux étudiés sont généralement des milieux de numéro atomique Z relativement faible ($Z < 13$), et où la densité n'excède que rarement celle de tissus biologiques. La démonstration de sonder des plasmas sous-critiques ayant été réalisée sur installations laser [27] et donnant des informations sur la qualification du diagnostic à basse densité, l'objectif était ici de pousser les capacités de l'interféromètre afin de vérifier sa capacité à suivre des changements abruptes pour des plasmas de forte densité. C'est en effet le cas puisque les trois types d'images confirment la visibilité des structures de la base et des doigts de l'éjectât métallique.

La résolution sur cible (perpendiculaire aux franges) est ici de l'ordre de $10 \mu\text{m}$. Elle est limitée par la périodicité du motif de franges de l'interféromètre ainsi que par les capacités du code de traitement d'images. La résolution spatiale maximale sur cible est de l'ordre de la moitié de la période des franges que divise le grandissement. Dans cette expérience, le faisceau XFEL étant collimaté, le grandissement du système est de 1, et la résolution

angulaire la plus fine de l'interféromètre est donnée par :

$$W_{eff} = \frac{p}{d} = 2.1 \times 10^{-5} \text{ rad} \quad (6.71)$$

où p est la période du réseau analyseur, et où d est la distance inter-réseaux. La résolution spatiale maximale sur cible de l'interféromètre est de l'ordre de $2 - 3 \mu\text{m}$ parallèlement au motif de franges. La résolution perpendiculaire au motif est de l'ordre de grandeur de 50% de la période du motif de diffraction (résolution observée) et pourrait donc encore être optimisé en réduisant la périodicité du motif en augmentant l'angle de Moiré.

Ces premiers résultats, donnant des images de franges fortement contrastées, laissent envisager la possibilité d'aller à des angles de Moiré plus importants afin de réduire la périodicité des franges pour améliorer la résolution jusqu'à un facteur au moins 2 avec le même dispositif. Cette modification pourrait ainsi permettre d'amener la résolution spatiale de l'interféromètre sous la barre des $5 \mu\text{m}$ dans la direction perpendiculaire aux franges.

Un second point d'amélioration possible de la résolution spatiale du diagnostic, peut consister à utiliser des réseaux de période plus faible. Cette seconde alternative permettrait de ramener un facteur deux sur la résolution maximale du système. L'avantage de cette méthode, est qu'elle améliorerait la résolution du système pour un angle de Moiré équivalent à celui utilisé dans notre expérience. Cela permettrait donc de garder un contraste de frange de 50%. Le côté négatif de cette méthode est qu'il nécessite un changement des réseaux et est donc plus coûteux que la première méthode où nous pouvons garder les réseaux déjà utilisés, mais où de par l'angle de Moiré plus important, nous sacrifierions une partie du contraste du motif de franges.

Afin de garder un nombre suffisant de pixels pour rendre compte du motif de franges, il ne nous paraît pas souhaitable de diminuer la périodicité du motif de frange sous la barre des $5 \mu\text{m}$. Ainsi pour améliorer encore la qualité d'imagerie du système en dessous de $2 \mu\text{m}$, il sera nécessaire d'utiliser un faisceau XFEL divergent pour obtenir un grandissement de l'objet à imager. En couplant l'une des deux premières méthodes à un grandissement de 2, il serait alors théoriquement possible de retrouver la résolution de $1.5 \mu\text{m}$ obtenue pour le cas de la plateforme Rayleigh-Taylor, voir de descendre à des résolutions submicrométriques.

6.4.7 Premières conclusions sur l'expérience

Malgré les difficultés de réalisation et de logistique liées à la situation sanitaire au moment où l'expérience a été réalisée, les résultats obtenus démontrent la faisabilité de l'interférométrie Talbot-Lau pour l'imagerie de plasmas denses sur XFEL.

Le contraste des franges d'interférence diminuant avec la périodicité du motif de franges (i.e. avec l'augmentation de l'angle de Moiré), un motif de $20 \mu\text{m}$ a été choisi afin de s'assurer de rester à un niveau de contraste suffisamment élevé. Les 50% de contraste des franges ont donc été préférées à la résolution dans notre cas afin d'assurer une reconstruction aisée dans l'espace de Fourier, les pics du signal y étant de fait plus marqués.

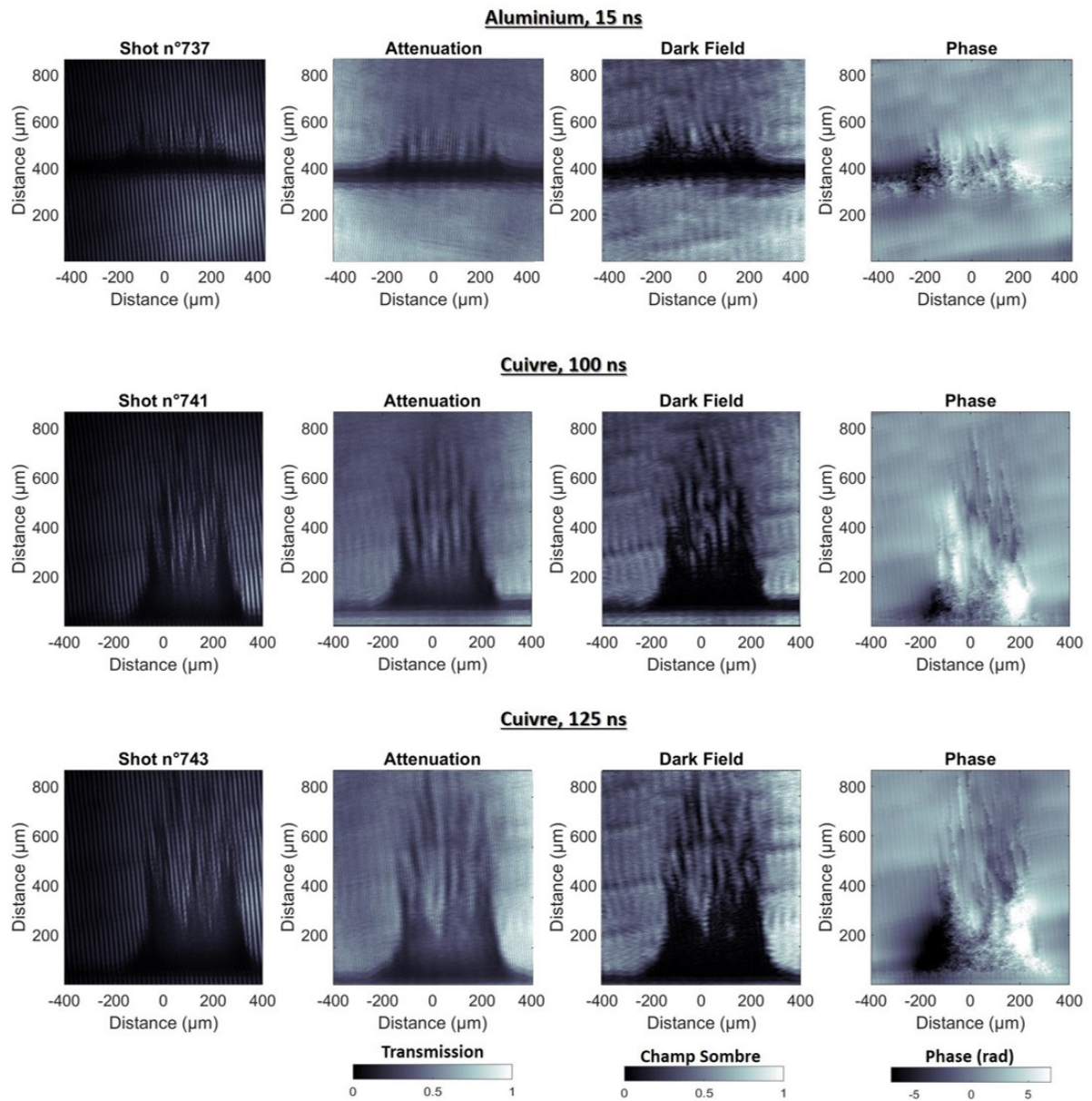


FIGURE 6.31 – De gauche à droite, images brute, d'atténuation, de différence de phase et de champ sombre obtenues respectivement après irradiation d'une feuille d'aluminium en première ligne, et d'une feuille de cuivre en seconde et troisième lignes.

Plusieurs affinages de réglage de l'interféromètre couplé à la possibilité technologique de fabrication de réseaux X en transmission nano-structurés de plus faible période que ceux utilisés dans cette étude laissent aujourd'hui penser que cette méthode sur XFEL pourrait permettre un excellent contrôle des termes de phase pour l'imagerie de systèmes micrométriques et submicrométriques.

Les résultats présentés ici ne sont encore qu'à l'état préliminaire, l'expérience n'ayant eu lieu que très récemment. La bonne capacité dans la reconstruction de phase et l'obtention

de l'image d'atténuation permettront plus tard de déduire des informations sur l'indice optique local des systèmes imagés à différents instants.

Cette expérience marque ainsi la première utilisation d'un interféromètre de Talbot sur installation XFEL, et la première reconstruction d'image totale d'un système plasma dense avec ce diagnostic sur ce type d'installation. Cette réalisation de déflectométrie X à l'aide d'un système de Talbot ouvre la voie vers des études fines de caractérisation de nombreux processus des plasmas denses jusqu'alors impossibles à sonder de par l'opacité de ce milieu complexe. Ainsi, les modèles de transport et d'indice optique de plasmas denses pourront dans le futur être étudiés expérimentalement sur XFEL à l'aide de ce diagnostic. Les combinaisons d'images de phase et d'atténuation permettant de retrouver le numéro atomique effectif local Z_{eff} . Elles permettront la caractérisation future des milieux turbulents dans les plasmas, tout en fournissant une image précise des inhomogénéités du milieu à l'aide de l'image de champ sombre.

6.5 Conclusion sur l'imagerie de phase par interférométrie Talbot

L'interférométrie Talbot et Talbot-Lau sont des méthodes de diagnostic pouvant paraître parfois complexes à mettre en oeuvre expérimentalement de par plusieurs aspects. Les dimensions du diagnostic, ainsi que les restrictions liées à son utilisation pouvant ne pas être nécessairement intuitives puisque majoritairement dépendante des gradients de densités des milieux sondés. Néanmoins, la richesse potentielle des informations pouvant être fournies par ce système valent l'effort d'investissement dans cette méthode.

La faisabilité de ce type d'imagerie a été réalisée sur de nombreuses installations laser allant de l'installation ECLIPSE, en passant par LULI, MTW et jusqu'OMEGA-EP (encore en cours d'analyse). Nous ne présentons ici que la démonstration sur l'installation ECLIPSE où pour la première fois, nous avons réalisé la première interférométrie Talbot-Lau à l'aide de sources K_α générées par un laser à haut taux de répétition. Néanmoins le faible niveau de transmission de l'interféromètre couplé aux problèmes d'émission du plasmas de couronne sont actuellement des freins au développement de la méthode sur installations lasers pour l'imagerie de systèmes dynamiques, même si de premières démonstrations de principe ont été réalisées. Nous avons ainsi présenté les développements actuels de sources X à haut flux générées par laser afin de pallier au manque de photons rendant l'imagerie Talbot-Lau difficile sur installations laser.

Afin de palier aux problèmes de sources de rayonnement X, nous avons réadapté l'interféromètre pour le conformer aux besoins de l'installation XFEL SACLA où nous avons pu pour la première fois démontrer la faisabilité de ce type d'imagerie sur un cas dynamique de plasma dense. La preuve de concept présentée dans le manuscrit démontre une résolution d'environ $10 \mu\text{m}$ perpendiculairement aux franges. Cependant, cette résolution peut facilement être optimisée pour gagner jusqu'à un facteur 4 avec le même système d'interféromètre. De simples changements de géométrie seraient suffisants et permettraient de maintenir un haut niveau de contraste de franges permettant donc une reconstruction robuste des images.

Les développements actuels sur installations lasers classiques et XFEL laissent ainsi envisager à court terme la possibilité de caractériser des systèmes plasma complexes tels que des plasmas denses et turbulents avec un haut niveau de précision et de richesse d'information pour la caractérisation des phénomènes de transport, de mélange, et de diffusion dans les plasmas denses.

Références

- [1] Antoine Labeyrie, Stephen G Lipson, and Peter Nisenson. *An introduction to optical stellar interferometry*. Cambridge University Press, 2006.
- [2] Enno Middelberg and Uwe Bach. High resolution radio astronomy using very long baseline interferometry. *Reports on Progress in Physics*, 71(6) :066901, 2008.
- [3] Jakov V Toporkov, Dragana Perkovic, Gordon Farquharson, Mark A Sletten, and Stephen J Frasier. Sea surface velocity vector retrieval using dual-beam interferometry : First demonstration. *IEEE transactions on geoscience and remote sensing*, 43(11) :2494–2502, 2005.
- [4] Lee-Lueng Fu, Dudley B Chelton, Pierre-Yves Le Traon, and Rosemary Morrow. Eddy dynamics from satellite altimetry. *Oceanography*, 23(4) :14–25, 2010.
- [5] Gerard Schuster. *Seismic interferometry*. Cambridge university press, 2009.
- [6] Kees Wapenaar, Deyan Draganov, Roel Snieder, Xander Campman, and Arie Verdel. Tutorial on seismic interferometry : Part 1—basic principles and applications. *Geophysics*, 75(5) :75A195–75A209, 2010.
- [7] S Yu Bogdanov, GV Dreiden, VS Markov, GV Ostrovskaya, and AG Frank. Holographic interferometry study of two-fluid properties of the plasma in current sheets formed in heavy noble gases. *Plasma Physics Reports*, 33(11) :930–941, 2007.
- [8] A Aliverdiev, D Batani, R Dezulian, T Vinci, A Benuzzi-Mounaix, M Koenig, and Victor Malka. Hydrodynamics of laser-produced plasma corona measured by optical interferometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 50(10) :105013, 2008.
- [9] A Mlynek, G Schramm, H Eixenberger, G Sips, K McCormick, M Zilker, K Behler, J Eheberg, and ASDEX Upgrade Team. Design of a digital multiradian phase detector and its application in fusion plasma interferometry. *Review of scientific instruments*, 81(3) :033507, 2010.
- [10] Zongwei Wang, Dangzhong Gao, Xiaojun Ma, and Jie Meng. White-light interferometry for measuring fuel pressure in icf polymer-microsphere targets. *Fusion Science and Technology*, 66(3) :432–437, 2014.
- [11] SQ Cao, MG Su, ZH Jiao, Q Min, DX Sun, PP Ma, KP Wang, and CZ Dong. Dynamics and density distribution of laser-produced plasma using optical interferometry. *Physics of Plasmas*, 25(6) :063302, 2018.

- [12] D. Paganin, S. C. Mayo, T. E. Gureyev, P. R. Miller, and S. W. Wilkins. Simultaneous phase and amplitude extraction from a single defocused image of a homogeneous object. *Journal of Microscopy*, 206(1) :33–40, 2002.
- [13] David Paganin et al. *Coherent X-ray optics*. Number 6. Oxford University Press on Demand, 2006.
- [14] Yong-Jae Kim, Peter M. Celliers, Jon H. Eggert, Amy Lazicki, and Marius Millot. Interferometric measurements of refractive index and dispersion at high pressure. *Scientific Reports*, 11 :5610, 03 2021.
- [15] Atsushi Momose, Wataru Yashiro, Yoshihiro Takeda, and Norihide Maikusa. Sensitivity of x-ray phase tomography based on talbot and talbot-lau interferometer. In *Developments in X-Ray Tomography VI*, volume 7078, page 707811. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [16] Atsushi Momose, Wataru Yashiro, Hirohide Maikusa, and Yoshihiro Takeda. High-speed x-ray phase imaging and x-ray phase tomography with talbot interferometer and white synchrotron radiation. *Optics express*, 17(15) :12540–12545, 2009.
- [17] D Stutman, M Finkenthal, and N Moldovan. Development of optics for x-ray phase-contrast imaging of high energy density plasmas. *Review of Scientific Instruments*, 81(10) :10E504, 2010.
- [18] M. P. Valdivia, D. Stutman, and M. Finkenthal. Talbot-lau based moiré deflectometry with non-coherent sources as potential high energy density plasma diagnostic. *Journal of Applied Physics*, 114(16) :163302, 2013.
- [19] M. P. Valdivia, D. Stutman, and M. Finkenthal. Moiré deflectometry using the talbot-lau interferometer as refraction diagnostic for high energy density plasmas at energies below 10 keV. *Review of Scientific Instruments*, 85(7) :073702, 2014.
- [20] H. F. Talbot. Lxxvi. facts relating to optical science. no. iv. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 9(56) :401–407, 1836.
- [21] Lord Rayleigh. Xxv. on copying diffraction-gratings, and on some phenomena connected therewith. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 11(67) :196–205, 1881.
- [22] J M Cowley and A F Moodie. Fourier images IV : The phase grating. *Proceedings of the Physical Society*, 76(3) :378–384, sep 1960.
- [23] Irène Zanette. *Interférométrie X à réseaux pour l’imagerie et l’analyse de front d’ondes au synchrotron*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [24] Joseph W Goodman. Introduction to fourier optics. 3rd. *Roberts and Company Publishers*, 2005.
- [25] G. Pérez-Callejo, V. Bouffetier, L. Ceurvorst, T. Goudal, M.P. Valdivia, D. Stutman, and A. Casner. Title : Tia : a forward model for talbot interferometry of dense plasmas coupled with the hydrocode flash. *Submitted at Physics of plasma*, 00 2022.

- [26] Dan Stutman, Thomas J Beck, John A Carrino, and Clifton O Bingham. Talbot phase-contrast x-ray imaging for the small joints of the hand. *Physics in Medicine & Biology*, 56(17) :5697, 2011.
- [27] M. P. Valdivia, D. Stutman, C. Stoeckl, C. Mileham, J. Zou, S. Muller, K. Kaiser, C. Sorce, P. A. Keiter, J. R. Fein, M. Trantham, R. P. Drake, and S. P. Regan. Implementation of a talbot-lau x-ray deflectometer diagnostic platform for the omega ep laser. *Review of Scientific Instruments*, 91(2) :023511, 2020.
- [28] M. P. Valdivia, D. Stutman, C. Stoeckl, W. Theobald, G. W. Collins, V. Bouffetier, M. Vescovi, C. Mileham, I. A. Begishev, S. R. Klein, R. Melean, S. Muller, J. Zou, F. Veloso, A. Casner, F. N. Beg, and S. P. Regan. Talbot-lau x-ray deflectometer : Refraction-based hede imaging diagnostic. *Review of Scientific Instruments*, 92(6) :065110, 2021.
- [29] Franz Pfeiffer, Martin Bech, Oliver Bunk, Philipp Kraft, Eric F Eikenberry, Ch Brönnimann, Christian Grünzweig, and Christian David. Hard-x-ray dark-field imaging using a grating interferometer. *Nature materials*, 7(2) :134–137, 2008.
- [30] Tilman Donath, Michael Chabior, Franz Pfeiffer, Oliver Bunk, Elena Reznikova, Juergen Mohr, Eckhard Hempel, Stefan Popescu, Martin Hoheisel, Manfred Schuster, et al. Inverse geometry for grating-based x-ray phase-contrast imaging. *Journal of Applied Physics*, 106(5) :054703, 2009.
- [31] Atsushi Momose, Hiroaki Kuwabara, and Wataru Yashiro. X-ray phase imaging using lau effect. *Applied physics express*, 4(6) :066603, 2011.
- [32] M. P. Valdivia, F. Veloso, D. Stutman, C. Stoeckl, C. Mileham, I. A. Begishev, W. Theobald, M. Vescovi, W. Useche, S. P. Regan, B. Albertazzi, G. Rigon, P. Mabey, T. Michel, S. A. Pikuz, M. Koenig, and A. Casner. X-ray backlighter requirements for refraction-based electron density diagnostics through talbot-lau deflectometry. *Review of Scientific Instruments*, 89(10) :10G127, 2018.
- [33] Mitsuo Takeda, Hideki Ina, and Seiji Kobayashi. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *JosA*, 72(1) :156–160, 1982.
- [34] Mitsuo Takeda and Z Tung. Subfringe holographic interferometry by computer-based spatial-carrier fringe-pattern analysis. *Journal of optics*, 16(3) :127, 1985.
- [35] Mitsuo Takeda. Spatial-carrier fringe-pattern analysis and its applications to precision interferometry and profilometry : an overview. *Industrial Metrology*, 1(2) :79–99, 1990.
- [36] M Seifert, S Kaeppler, C Hauke, F Horn, G Pelzer, J Rieger, T Michel, C Riess, and G Anton. Optimisation of image reconstruction for phase-contrast x-ray talbot-lau imaging with regard to mechanical robustness. *Physics in Medicine & Biology*, 61(17) :6441, 2016.
- [37] Sebastian Kaeppler, Jens Rieger, Georg Pelzer, Florian Horn, Thilo Michel, Andreas Maier, Gisela Anton, and Christian Riess. Improved reconstruction of phase-stepping data for talbot-lau x-ray imaging. *Journal of Medical Imaging*, 4(3) :034005, 2017.

- [38] Maria Seifert, Michael Gällersdorfer, Veronika Ludwig, Max Schuster, Florian Horn, Georg Pelzer, Jens Rieger, Thilo Michel, and Gisela Anton. Improved reconstruction technique for moiré imaging using an x-ray phase-contrast talbot–lau interferometer. *Journal of Imaging*, 4(5), 2018.
- [39] Zhen-Tian Wang, Ke-Jun Kang, Zhi-Feng Huang, and Zhi-Qiang Chen. Quantitative grating-based x-ray dark-field computed tomography. *Applied Physics Letters*, 95(9) :094105, 2009.
- [40] MJ Humphry, B Kraus, AC Hurst, AM Maiden, and JM Rodenburg. Ptychographic electron microscopy using high-angle dark-field scattering for sub-nanometre resolution imaging. *Nature communications*, 3(1) :1–7, 2012.
- [41] Markus Strobl. General solution for quantitative dark-field contrast imaging with grating interferometers. *Scientific reports*, 4(1) :1–6, 2014.
- [42] Dennis C Ghiglia and Louis A Romero. Robust two-dimensional weighted and unweighted phase unwrapping that uses fast transforms and iterative methods. *JOSA A*, 11(1) :107–117, 1994.
- [43] Yuangang Lu, Xiangzhao Wang, and Xuping Zhang. Weighted least-squares phase unwrapping algorithm based on derivative variance correlation map. *Optik*, 118(2) :62–66, 2007.
- [44] Yuan Guo, Xiaotian Chen, and Tao Zhang. Robust phase unwrapping algorithm based on least squares. *Optics and Lasers in Engineering*, 63 :25–29, 2014.
- [45] Jose L Marroquin, Maximino Tapia, Ramon Rodriguez-Vera, and Manuel Servin. Parallel algorithms for phase unwrapping based on markov random field models. *JOSA A*, 12(12) :2578–2585, 1995.
- [46] Miguel Arevallilo Herráez, David R Burton, Michael J Lalor, and Munther A Gdeisat. Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path. *Applied optics*, 41(35) :7437–7444, 2002.
- [47] Cruz Meneses-Fabian, Gustavo Rodriguez-Zurita, Alberto Cordero-Davila, and Carlos Robledo-Sanchez. Solving differential equations for phase retrieval in fourier-transform methods. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1236, pages 118–123. American Institute of Physics, 2010.
- [48] MA El-Morsy. A novel algorithm based on sub-fringe integration method for direct two-dimensional unwrapping phase reconstruction from the intensity of one-shot two-beam interference fringes. *Applied Physics B*, 125(11) :1–16, 2019.
- [49] Ye Yao, Xin Shu, and Renjie Zhou. Deep learning based phase retrieval in quantitative phase microscopy. In *Unconventional Optical Imaging II*, volume 11351, page 113510W. International Society for Optics and Photonics, 2020.
- [50] Kitsada Thadson, Sarinporn Visitsattapongse, and Suejit Pechprasarn. Deep learning-based single-shot phase retrieval algorithm for surface plasmon resonance microscope based refractive index sensing application. *Scientific Reports*, 11(1) :1–14, 2021.

- [51] Gabriel Popescu. Large-scale phase retrieval. *Light, Science & Applications*, 10, 2021.
- [52] Maria Pia Valdivia, Dan Stutman, Christian Stoeckl, Chad Mileham, Ildar A Begishev, Jake Bromage, and Sean P Regan. Talbot–lau x-ray deflectometry phase-retrieval methods for electron density diagnostics in high-energy density experiments. *Applied optics*, 57(2) :138–145, 2018.
- [53] Franz Pfeiffer, Timm Weitkamp, Oliver Bunk, and Christian David. Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance x-ray sources. *Nature Physics*, 2, Apr 2006.
- [54] Franz Pfeiffer, Christian Kottler, O Bunk, and C David. Hard x-ray phase tomography with low-brilliance sources. *Physical review letters*, 98(10) :108105, 2007.
- [55] Atsushi Momose, Wataru Yashiro, Yoshihiro Takeda, Yoshio Suzuki, and Tadashi Hattori. Phase tomography by x-ray talbot interferometry for biological imaging. *Japanese journal of applied physics*, 45(6R) :5254, 2006.
- [56] B Akstaller, S Schreiner, F Hofmann, P Meyer, P Neumayer, M Schuster, A Wolf, B Zielbauer, V Ludwig, T Michel, et al. Single-shot grating-based phase-contrast imaging of a micrometer sample at a laser-driven x-ray backlighter source. *Journal of Instrumentation*, 16(06) :P06021, 2021.
- [57] Maria Seifert, Veronika Ludwig, Sebastian Kaeppler, Florian Horn, Pascal Meyer, Georg Pelzer, Jens Rieger, Daniel Sand, Thilo Michel, Jürgen Mohr, Christian Riess, and Gisela Anton. Talbot-lau x-ray phase-contrast setup for fast scanning of large samples, 03 2019.
- [58] H-S Park, DM Chambers, H-K Chung, RJ Clarke, R Eagleton, E Giraldez, T Goldsack, R Heathcote, N Izumi, MH Key, et al. High-energy $k\alpha$ radiography using high-intensity, short-pulse lasers. *Physics of plasmas*, 13(5) :056309, 2006.
- [59] Y Azamoum, R Clady, A Ferré, M Gambari, O Utéza, and M Sentis. High photon flux $k\alpha$ mo x-ray source driven by a multi-terawatt femtosecond laser at 100 hz. *Optics Letters*, 43(15) :3574–3577, 2018.
- [60] M Gambari, R Clady, A Stolidi, O Utéza, M Sentis, and A Ferré. Exploring phase contrast imaging with a laser-based $k\alpha$ x-ray source up to relativistic laser intensity. *Scientific reports*, 10(1) :1–9, 2020.
- [61] M Gambari, R Clady, A Stolidi, O Utéza, M Sentis, and A Ferré. Exploring phase contrast imaging with a laser-based $k\alpha$ x-ray source up to relativistic laser intensity. *Scientific Reports*, 10(1) :1–9, 2020.
- [62] V. Bouffetier, L. Ceurvorst, M. P. Valdivia, F. Dorchies, S. Hulin, T. Goudal, D. Stutman, and A. Casner. Proof-of-concept talbot–lau x-ray interferometry with a high-intensity, high-repetition-rate, laser-driven k-alpha source. *Appl. Opt.*, 59(27) :8380–8387, Sep 2020.
- [63] Wataru Yashiro, Y Terui, K Kawabata, and A Momose. On the origin of visibility contrast in x-ray talbot interferometry. *Optics express*, 18(16) :16890–16901, 2010.

- [64] Atsushi Momose, Wataru Yashiro, Sébastien Harasse, and Hiroaki Kuwabara. Four-dimensional x-ray phase tomography with talbot interferometry and white synchrotron radiation : dynamic observation of a living worm. *Optics express*, 19(9) :8423–8432, 2011.
- [65] K Tono, T Togashi, Y Inubushi, T Sato, T Katayama, K Ogawa, H Ohashi, H Kimura, S Takahashi, K Takeshita, H Tomizawa, S Goto, T Ishikawa, and M Yabashi. Beamline, experimental stations and photon beam diagnostics for the hard x-ray free electron laser of SACLA. *New Journal of Physics*, 15(8) :083035, aug 2013.
- [66] G. Rigon, B. Albertazzi, T. Pikuz, P. Mabey, V. Bouffetier, N. Ozaki, T. Vinci, F. Barbato, E. Falize, Y. Inubushi, N. Kamimura, K. Katagiri, S. Makarov, M. J.-E. Manuel, K. Miyanishi, S. Pikuz, O. Poujade, K. Sueda, T. Togashi, Y. Umeda, M. Yabashi, T. Yabuuchi, G. Gregori, R. Kodama, A. Casner, and M. Koenig. Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma. *Nature Communications*, 12(2679), 2021.
- [67] Yoshiaki Nakano and Kazumi Murata. Measurements of phase objects using the talbot effect and moiré techniques. *Applied optics*, 23(14) :2296–2299, 1984.
- [68] Atsushi Momose, Shinya Kawamoto, Ichiro Koyama, Yoshitaka Hamaishi, Kengo Takai, and Yoshio Suzuki. Demonstration of x-ray talbot interferometry. *Japanese Journal of Applied Physics*, 42(Part 2, No. 7B) :L866–L868, jul 2003.
- [69] Timm Weitkamp, A. Diaz, Bernd Nohammer, Franz Pfeiffer, Marco Stampanoni, Eric Ziegler, and Christian David. Moiré interferometry formulas for hard x-ray wavefront sensing. In Ali M. Khounsary, Udo Dinger, and Kazuya Ota, editors, *Advances in Mirror Technology for X-Ray, EUV Lithography, Laser, and Other Applications II*, volume 5533, pages 140 – 144. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2004.
- [70] Timm Weitkamp. Xwfp : An x-ray wavefront propagation software package for the idl computer language. In *Advances in Computational Methods for X-Ray and Neutron Optics*, volume 5536, pages 181–189. International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [71] Takashi Kameshima, Akihisa Takeuchi, Kentaro Uesugi, Togo Kudo, Yoshiki Kohmura, Kenji Tamasaku, Katsuhiko Muramatsu, Takagimi Yanagitani, Makina Yabashi, and Takaki Hatsui. Development of an x-ray imaging detector to resolve 200 nm line-and-space patterns by using transparent ceramics layers bonded by solid-state diffusion. *Optics letters*, 44(6) :1403–1406, 2019.

Chapitre 7

Conclusion

Les ordinateurs, plus on s'en sert moins, moins ça a de chance de mal marcher.

Les Shadocks, Jacques Rouxel

7.1 Conclusions

Durant ces trois années de travail de développement de l'imagerie de phase X pour les plasmas denses et turbulents, nous avons eu l'opportunité incroyable de travailler régulièrement sur de grandes installations internationales. Cela nous a permis d'explorer différentes voies possibles pour l'imagerie de phase sur ces installations. Ainsi, ont été réalisées sur les 3 années de thèse près de vingt campagnes expérimentales sur installations laser et XFEL. Pour former ce manuscrit seulement un tiers de ces expériences ont été sélectionnées (les analyses de données étant encore en cours pour la plupart). Néanmoins, les expériences sélectionnées permettent une vue d'ensemble des résultats obtenus et de la direction des futurs travaux sur le sujet dans les prochaines années.

Dans un premier temps, nous avons commencé la thèse par des expériences visant à l'imagerie et à l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor sur l'installation OMEGA-EP, qui s'inscrivent dans la poursuite d'un travail entamé sur l'installation LULI2000 [1]. Le but visait à transposer la plateforme vers des installations de plus en plus énergétiques pour emmener la plateforme Rayleigh-Taylor vers des régimes de plus en plus extrêmes. Il s'est avéré que les développements réalisés d'une plateforme à une autre ne sont pas aussi directement transposables qu'envisagé initialement. Les émissions de plasma de couronne devenaient de plus en plus problématiques à contrebalancer par la fluence seule de la source de rayonnement X générée par laser dont la brillance est limitée.

Le gain en résolution possible à l'aide de sources X générées par l'irradiation de fils mis en balance avec leur faible fluence nous a poussé à envisager d'autres méthodes de radiographie afin de réaliser l'imagerie de plasmas turbulents. Nous en avons profité pour commencer à développer depuis une plateforme expérimentale pré-existante [2, 3], un nouvel environnement dédié à l'étude d'instabilités hydrodynamiques en régime magnétisé,

par le biais de l'instabilité Kelvin-Helmholtz. Les cibles de Kelvin-Helmholtz [2] ont été irradiées à l'aide de faisceaux à 2 kJ en impulsion nano-seconde offrant des conditions d'irradiations proches de l'instabilité Rayleigh-Taylor. Un cône de protection a ainsi été placé à la base de la cible afin de limiter l'impact du rayonnement du plasma de couronne. La réalisation d'imagerie X en atténuation par simple propagation a ici été réalisée à l'aide de feuilles de Vanadium irradiées en impulsion de 100 ps. Combiné à un système de pinhole, cette méthode nous a permis d'avoir une fluence X suffisamment importante pour obtenir des radiographies fortement contrastées et de résolution spatiale d'environ $12 \mu\text{m}$ sur films radiochromiques. Néanmoins, malgré la bonne qualité des images les effets de suppression de l'instabilité Kelvin-Helmholtz ne sont pas aussi visible que nous l'espérons. De plus amples investigations tant numériques qu'expérimentales seront donc requises par la suite pour comprendre et apporter des améliorations aux résultats futurs.

L'imagerie de phase est particulièrement intéressante en HED à cause de la transparence des milieux employés tels que les mousses, les capsules de DT, etc... ne permettant pas un contraste important en radiographie par absorption. Cependant, le rayonnement du plasma de couronne combiné à la faible fluence des sources X générées par laser ont donné de grandes difficultés à la réalisation d'imagerie de phase par libre propagation sur installations laser. Si une telle méthode semble envisageable dans le futur, d'importants développements sont nécessaires quant aux sources de rayonnement X générées par laser pour obtenir la fluence de rayonnement nécessaire à l'imagerie de phase de systèmes HED.

Afin de dépasser les problèmes des sources de rayonnement X sur installations laser, il est possible de passer sur installations XFEL fournissant les sources de rayonnement X les plus brillantes au monde. Les propriétés du rayonnement X produit (monochromaticité, cohérence, fluence) sont telles que les termes d'imagerie de phase apparaissent naturellement à la radiographie. Nous avons ainsi eu l'occasion de participer à la réalisation de l'imagerie de phase de l'instabilité Rayleigh-Taylor sur l'installation XFEL de SACLA, où une résolution record de $1.5 \mu\text{m}$ a été obtenue sur cristaux LiF sans utilisation de grandissement [4]. Cette expérience ouvre ainsi la voie vers la capacité à imager avec une résolution inégalée les systèmes plasma complexes.

Les hypothèses fortes sur l'indice optique à réaliser afin de déconvoluer la phase de l'atténuation en imagerie propagative sur cette plateforme nous ont ainsi poussé à développer une seconde méthode alternative où aucune hypothèse sur le milieu sondé ne sera à effectuer pour pouvoir séparer les deux composantes.

Afin d'éviter d'avoir à réaliser des hypothèses importantes dans l'interprétation et l'analyse de l'imagerie de phase X, nous avons, au sein d'une collaboration transatlantique, développé un interféromètre de Talbot-Lau [5, 6]. Ce diagnostic permet d'obtenir en impulsion unique un ensemble de trois images après déconvolution de Fourier. Cette déconvolution d'images interférométriques nous permet de remonter aux images d'atténuation, de phase et de champ sombre d'un milieu en une seule acquisition. Ces images correspondent respectivement à la densité ionique, ainsi qu'une mesure absolue de l'indice optique du milieu sondé menant à la densité électronique du plasma et aux anisotropies dans le milieu. De ces informations pourra ensuite être déduit le Z_{eff} local par exemple.

Ces informations peuvent être des paramètres importants dans les études de turbulence, de transport ou encore des équations d'état des plasmas.

Une première démonstration de cet interféromètre a été réalisée sur le laser ECLIPSE 3 au CELIA au travers de l'acquisition d'une image statique d'un barreau de PMMA. Une reconstruction des trois images d'atténuation, de phase et de champ sombre a ainsi été réalisée. Cela fait de cette expérience la première à réussir à obtenir ces trois informations avec un interféromètre Talbot-Lau couplé à une source X générée par un laser à haut taux de répétition.

Les premiers essais d'imagerie dynamique sur l'installation OMEGA-EP [7, 5] par nos collaborateurs montrant un besoin accru de fluence de rayonnement X pour pouvoir réaliser une imagerie dynamique contrastée, nous nous sommes concentrés sur le développement de sources de rayonnement X en préparation de futures expériences sur les installations laser. Les résultats sur le développement de ces sources X confirment nos observations d'imagerie classique. Une fluence de rayonnement X plus importante est obtenue dans le cas d'irradiation de feuilles. Néanmoins, malgré leur plus faible fluence, les fils semblent être en mesure de donner des franges plus contrastées dans certains cas que les feuilles de cuivre. Ainsi, même si la fluence et la reproductibilité des résultats tirés des sources X issues de fils est plus aléatoire que dans le cas de feuilles métalliques, ce mode de génération de rayonnement ne doit pas être négligé à l'avenir, même s'il est plus complexe à mettre en oeuvre pour le moment.

Afin de confirmer les potentialités de l'imagerie Talbot pour les systèmes HED, la démonstration en acquisition unique d'images de plasmas sous critiques ayant été faite sur installation laser [7], nous nous sommes concentrés sur l'imagerie de plasmas denses sur installations XFEL. Ce choix a été fait selon plusieurs critères. Le premier étant que SACLA était au moment de la thèse le seul XFEL proposant la possibilité de créer un plasma généré par un laser intense en impulsion nano-seconde (LCLS étant en phase de d'amélioration). En second, la qualité du rayonnement X sur installation XFEL est ce qui se rapprochera le plus d'un rayonnement idéal offrant ainsi une plateforme optimale pour la réalisation de ce type de mesures..

Ainsi, nous avons imagé pour la première fois sur installation XFEL un plasma dense généré par laser à l'aide d'un interféromètre de Talbot. Un contraste de frange de 50 % a été mesuré malgré un angle de Moiré important de 7° . La qualité du signal obtenu a ainsi permis la reconstruction des images d'atténuation, de phase et de champ sombre. Cette mesure est la première réalisée avec ce diagnostic sur installation XFEL (à ma connaissance). Elle a permis de pouvoir contrôler les termes de phase du faisceau X cohérent spatialement, nous permettant ainsi une imagerie de différence de phase de haute qualité. La résolution de $10\ \mu\text{m}$ sur cible pourra par la suite être aisément améliorée en ajustant les angles de Moiré, et les géométries expérimentales possibles de l'interféromètre.

Cette dernière expérience d'interférométrie Talbot ouvre la voie vers la caractérisation interférométrique de plasmas jusqu'ici complètement opaques au rayonnement optique, permettant une meilleure compréhension des processus physiques se déroulant au sein des

plasmas denses tels que les problèmes de transport, de mélange, etc... L'apport de cette nouvelle méthode pour sonder les plasma denses par rapport à la radiographie classique est qu'il permet ainsi de déterminer l'indice optique et donc la densité électronique du plasma.

7.2 Perspectives

Durant la thèse, nous avons développé des projets en collaboration avec des groupes de recherche et des installations allant des États-Unis au Japon. Ces premiers résultats sont à la base de futurs développements dans les années à venir.

Dans le cas de l'étude de Kelvin-Helmholtz, plusieurs projets visant à mieux comprendre nos observations sont en cours de réflexion et devraient conduire à des campagnes expérimentales complémentaires afin d'étudier les chocs magnétisés dans les mousses, voire les équations d'état dans des plasmas magnétisés. Pour ce qui est de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz en elle-même, des investigations plus poussées sur son comportement dans les régimes fortement compressibles hypersoniques sont proposées sur NIF en version magnétisée et non magnétisée.

La suite du développement de l'interférométrie Talbot peut être décomposée en deux parties distinctes. La première partie portera dans un premier temps sur la continuation du développement de sources X générées par laser. Les futures études sur le sujet porteront ainsi sur l'essai de différentes géométries de cible, ainsi que sur la rugosité de leur surface, afin de maximiser la surface d'interaction du laser avec le métal pour produire du rayonnement. Des études sur la mise en forme de l'impulsion laser seront aussi envisagées afin de quantifier l'importance du profil d'intensité du laser en fonction du temps dans la production de rayonnement.

Des études récentes montrant la faisabilité de l'interférométrie Talbot sur laser [8] sans réseau source nous amène à envisager un changement de géométrie du diagnostic. Ce changement de géométrie nous rapprocherait de celle utilisée sur installations XFEL, et permettrait d'améliorer la transmission totale de l'interféromètre, et donc de bénéficier de plus de photons pour participer à la formation du motif d'interférence.

Afin d'améliorer la qualité des images et la sensibilité de l'interféromètre, nous envisageons actuellement un second changement de géométrie visant à introduire un second réseau de phase qui pourrait, si le contraste obtenu des franges est suffisant, nous permettre de nous passer du réseau analyseur, limitant actuellement le champ de vue du diagnostic sur installations laser.

Pour ce qui sont des futurs développements pour la plateforme d'imagerie sur XFEL, nous envisageons actuellement de passer comme pour la plateforme laser à un système en double réseaux de phase pour améliorer la sensibilité du diagnostic. Nous envisageons aussi de passer à un système de réseaux de période plus faible permettant d'aller à des ordres de Talbot très élevés, et donc permettant une grande sensibilité du diagnostic. Le gain en résolution qui s'ajouterait avec ce nouveau banc interférométrique permettrait

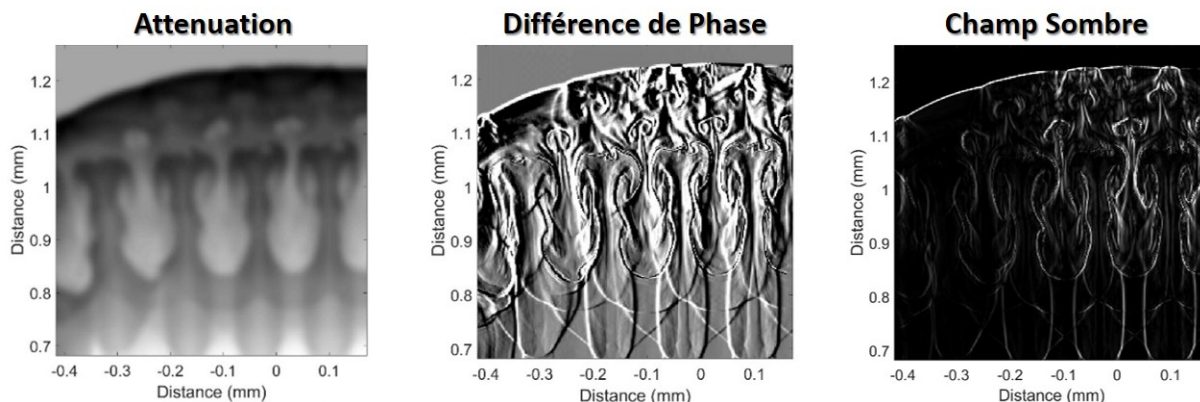


FIGURE 7.1 – *Simulation FLASH 2D de l'instabilité Rayleigh-Taylor puis traitées numériquement pour simuler le résultat attendu avec un interféromètre de Talbot-Lau avec $2\ \mu\text{m}$ de résolution*

ainsi la réalisation d'images de phase de systèmes complexes telle que l'instabilité de Rayleigh-Taylor, comme montré en Fig.7.1 où nous montrons le détail d'une imagerie de doigts de Rayleigh-Taylor, simulée à l'aide du code FLASH et traitée de sorte à redonner les trois images d'atténuation, de différence de phase et de champ sombre possibles avec l'interféromètre pour une résolution de $2\ \mu\text{m}$.

La dernière application envisagée sur un plus long terme serait la mise en oeuvre à l'aide de l'interféromètre de Talbot d'une plateforme de tomographie X de plasmas permettant ainsi de sonder ces systèmes en trois dimensions sur installations laser.

De nombreux axes de travaux sont possibles depuis ceux présentés dans cette thèse. Ceci offre la possibilité de continuer sur ce sujet pendant de nombreuses années de par les nombreux développements et applications encore à venir.

Venant d'être recruté par le groupe HED au XFEL européen à Schenefeld près de Hambourg, le premier développement que je poursuivrai dans les années à venir est celui de l'interférométrie X sur la plateforme XFEL. Néanmoins, je continuerai de participer aux développements de ce diagnostic sur installations laser classiques, ainsi qu'aux études d'instabilités hydrodynamiques dans les plasmas magnétisés entamées ici.

Références

- [1] G. Rigon, A. Casner, B. Albertazzi, Th. Michel, P. Mabey, E. Falize, J. Ballet, L. Van Box Som, S. Pikuz, Y. Sakawa, T. Sano, A. Faenov, T. Pikuz, N. Ozaki, Y. Kuramitsu, M. P. Valdivia, P. Tzeferacos, D. Lamb, and M. Koenig. Rayleigh-taylor instability experiments on the luli2000 laser in scaled conditions for young supernova remnants. *Phys. Rev. E*, 100 :021201, Aug 2019.
- [2] O. A. Hurricane. Design for a high energy density kelvin–helmholtz experiment. *High Energy Density Physics*, 4(3) :97–102, 2008.
- [3] V. A. Smalyuk, J. F. Hansen, O. A. Hurricane, G. Langstaff, D. Martinez, H.-S. Park, K. Raman, B. A. Remington, H. F. Robey, O. Schilling, R. Wallace, Y. Elbaz, A. Shimony, D. Shvarts, C. Di Stefano, R. P. Drake, D. Marion, C. M. Krauland, and C. C. Kuranz. Experimental observations of turbulent mixing due to kelvin–helmholtz instability on the omega laser facility. *Physics of Plasmas*, 19(9) :092702, 2012.
- [4] G. Rigon, B. Albertazzi, T. Pikuz, P. Mabey, V. Bouffetier, N. Ozaki, T. Vinci, F. Barbato, E. Falize, Y. Inubushi, N. Kamimura, K. Katagiri, S. Makarov, M. J.-E. Manuel, K. Miyanishi, S. Pikuz, O. Poujade, K. Sueda, T. Togashi, Y. Umeda, M. Yabashi, T. Yabuuchi, G. Gregori, R. Kodama, A. Casner, and M. Koenig. Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma. *Nature Communications*, 12(2679), 2021.
- [5] M. P. Valdivia, D. Stutman, C. Stoeckl, W. Theobald, G. W. Collins, V. Bouffetier, M. Vescovi, C. Mileham, I. A. Begishev, S. R. Klein, R. Melean, S. Muller, J. Zou, F. Veloso, A. Casner, F. N. Beg, and S. P. Regan. Talbot-lau x-ray deflectometer : Refraction-based hpdp imaging diagnostic. *Review of Scientific Instruments*, 92(6) :065110, 2021.
- [6] V. Bouffetier, L. Ceurvorst, M. P. Valdivia, F. Dorchie, S. Hulin, T. Goudal, D. Stutman, and A. Casner. Proof-of-concept talbot–lau x-ray interferometry with a high-intensity, high-repetition-rate, laser-driven k-alpha source. *Appl. Opt.*, 59(27) :8380–8387, Sep 2020.
- [7] M. P. Valdivia, D. Stutman, C. Stoeckl, C. Mileham, J. Zou, S. Muller, K. Kaiser, C. Sorce, P. A. Keiter, J. R. Fein, M. Trantham, R. P. Drake, and S. P. Regan. Implementation of a talbot–lau x-ray deflectometer diagnostic platform for the omega ep laser. *Review of Scientific Instruments*, 91(2) :023511, 2020.
- [8] B Akstaller, S Schreiner, F Hofmann, P Meyer, P Neumayer, M Schuster, A Wolf, B Zielbauer, V Ludwig, T Michel, et al. Single-shot grating-based phase-contrast

RÉFÉRENCES

imaging of a micrometer sample at a laser-driven x-ray backlighter source. *Journal of Instrumentation*, 16(06) :P06021, 2021.

Publications et Communications

Ga, Bu, Zo, Meu

Les Shadocks, Jacques Rouxel

Publications

[1] V. Bouffetier et al, Proof-of-concept talbot-lau x-ray interferometry with a high-intensity, high-repetition-rate, laser-driven k-alpha source. *Appl. Opt.*, 59(27) :8380–8387, 2020

[2] L Ceurvorst et al, Post-processing of face-on radiographic images for quantitative analysis in ablative rayleigh-taylor instability experiments. *High Energy Density Physics*, 37 :100851, 2020

[3] G. Rigon et al, Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma. *Nature Communications*, 12(2679), 2021

[4] M. P. Valdivia et al, Talbot-lau x-ray deflectometer : Refraction-based hdp imaging diagnostic. *Review of Scientific Instruments*, 92(6) :065110, 2021

[5] G. Rigon et al, Exploring the Atwood-number dependence of the highly nonlinear Rayleigh-Taylor instability regime in high-energy-density conditions, *Physical Review E*, 2021

[6] G. Pérez-Callejo et al, Tia : a forward model for talbot interferometry of dense plasmas coupled with the hydrocode flash. (En cours de soumission)

Conférences

Oraux

American Physical Society, Division of plasma physics **2020**, online : "Exploring the physics of compressible Kelvin-Helmholtz Instability in magnetized laser-produced plasma"

47th IEEE International Conference On Plasma Sciences , **2020**, online : "X-ray Backlighter Optimization for Talbot-Lau X-Ray Deflectometry Diagnostics of High Intensity

Laser Experiments"

41st International Workshop on High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams, **2021**, online : "Development of differential phase contrast imaging platforms for laser-plasma physics experiments on large laser facilities"

American Physical Society, Division of plasma physics, **2021**, online : "Development of Talbot-Lau interferometry for the study of laser generated HED plasmas at SACLA XFEL"

Posters

Matter in Extreme Conditions : from MATerial science to Plasmas for Laboratory Astrophysics (MECMATPLA), **2019**, Montgenèvre : "X-ray phase contrast imaging using a Talbot-Lau interferometer and a K-alpha laser driven X-ray source"

3rd European Conference on Plasma Diagnostics, **2019**, Lisbonne : "X-ray phase contrast imaging using a Talbot-Lau interferometer on a High repetition rate laser"

Abréviations

Abbréviations

BL - Beamline (ligne de faisceau)
CCD - Charge-Couple Device
CEA - Commissariat à l'Énergie Atomique
CELIA - Centre Lasers et Applications
DT - Deuterium - Tritium
FFT - Fast Fourier Transform
FOV - Field of view (Champ de vue)
HDE - Haute Densité d'Énergie
KHI - Instabilité Kelvin-Helmholtz
LED - Light-emitting diode
LLE - Laboratory for Laser Energetics
LLNL - Lawrence Livermore National Laboratory
LMJ - Laser Méga-Joule
LULI - Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses
MTW - Multi-Tera-Watt (laser)
NIF - National Ignition Facility
RTI - Instabilité Rayleigh-Taylor
SP-BL - Short-Pulse Backlighter
SP-SL - Short-Pulse Sidelighter
SRF - Shot Request Form (Formulaire de demande de tir)
TCC - Target Chamber Center (Centre chambre)
TIM - Ten-Inch Manipulator (Inserteur 10-inch)
TPS - Target Positioning System (Système de positionnement)
T-TPS - Tim-Based Target Positioning System
TXD - Talbot X-ray Deflectometry
XFEL - X-Ray Free Electron Laser (Laser X à électrons libres)
XPCI - X-ray Phase contrast Imaging

Notations

A - Nombre de masses atomiques
 \mathcal{A} - nombre d'Atwood
 ϵ_0 - Permittivité diélectrique du vide

CHAPITRE 7. ABRÉVIATIONS

m_e - Masse d'un électron
 μ_0 - Perméabilité magnétique du vide
 n_e - densité électronique
 ρ - densité massique
 ω_p - pulsation plasma
 χ - Susceptibilité diélectrique
 Z - numéro atomique
 Z_{eff} - charge nucléaire effective

Développement de l'interférométrie X et application à l'imagerie par contraste de phase de plasmas denses et turbulents

Résumé : L'avènement des lasers de forte puissance dans la seconde moitié du XXème siècle a donné la possibilité d'étudier en laboratoire la matière dans des conditions de pression et de température extrêmes. Les applications de fusion thermonucléaire, et d'astrophysique de laboratoire sont ainsi vite évoquées. Les matériaux généralement employés dans ces expériences sont de numéro atomiques faible (Deuterium-Tritium, mousses, etc..). Ils sont donc particulièrement peu absorbants. Le faible contraste qu'ils procurent à la radiographie impose de développer de nouvelles méthodes de radiographie plus fines.

Ainsi, dans ce manuscrit nous étudions les possibilités de réalisation expérimentale de la radiographie de phase X en propagation et par interférométrie pour les plasmas générés par laser. Dans un premier temps, sont abordées les notions de base en physique des plasmas et d'imagerie. Ensuite sont présentées les installations et les diagnostics utilisés lors des expériences. Enfin, nous montrons les résultats expérimentaux de radiographie classique et de phase sur installations laser et sur XFEL. Nous terminons le manuscrit sur les études en cours sur l'interférométrie Talbot-Lau pour l'imagerie X par différence de phase de plasmas denses. Nous présentons d'ailleurs la première démonstration d'interférométrie Talbot sur XFEL afin d'imager des plasmas denses dans un contexte de haute densité d'énergie.

Mots-clés : Radiographie X, Imagerie de Phase, Talbot-Lau, Interférométrie, Laser-Plasma, Instabilités Hydrodynamiques, Astrophysique de laboratoire

Development of X-ray interferometry and application to phase contrast imaging of dense and turbulent plasmas

Abstract:

With the advent of high-power laser facilities in the second half of the XXth century came the ability to study matter at extreme conditions of pressure and temperature. This advancement enabled research into thermonuclear fusion and laboratory astrophysics, two fields which often employ elements with low atomic numbers. These elements have weak x-ray absorption, resulting in poor contrast in traditional x-ray radiography. Thus, new and more refined methods are required to achieve high-contrast and high-resolution images.

This manuscript reports on the study of propagative and interferometric x-ray phase imaging methods for laser-generated plasmas at XFEL and other laser facilities. First, the needed fundamental plasma and imaging physics are presented to develop x-ray phase contrast imaging in a high-energy-density environment. This is followed by an overview of the facilities and primary diagnostics used in these studies. Next, experimental results are shown using propagative imaging methods at laser and XFEL facilities. The manuscript finishes by examining the current developments in differential x-ray phase contrast imaging of laser-generated plasmas using a Talbot-Lau x-ray interferometer, including its first demonstration at XFEL facilities.

Keywords: X-ray radiography, Phase Imaging, Talbot-Lau, Interferometry, Laser-Plasma physics, Hydrodynamic Instabilities, Laboratory Astrophysics