



HAL
open science

Modélisation et caractérisation expérimentale des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation dans les premiers instants d'irradiation laser en attaque directe.

Thibault Goudal

► To cite this version:

Thibault Goudal. Modélisation et caractérisation expérimentale des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation dans les premiers instants d'irradiation laser en attaque directe.. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2022. Français. NNT : 2022BORD0020 . tel-03714126

HAL Id: tel-03714126

<https://theses.hal.science/tel-03714126>

Submitted on 5 Jul 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 N°209 SCIENCES PHYSIQUE DE L'INGÉNIEUR
Spécialité : Astrophysique, Plasmas, Nucléaire

Par **Thibault GOUDAL**

**Modélisation et caractérisation expérimentale des
instabilités hydrodynamiques au front d'ablation dans
les premiers instants d'irradiation laser en attaque
directe.**

Soutenue le lundi 24 janvier 2022

Membres du jury :

M.	Hamid Kellay, Professeur, LOMA-Université de Bordeaux	Président
Mme.	Marina Olazabal-Loumé, Directrice de recherche, CEA/CESTA	Rapporteur
Mme.	Claire Michaut, Directrice de recherche, OCA-Université Côte d'Azur	Rapporteur
M.	Sébastien Le Pape, Directeur adjoint, LULI-École polytechnique	Examineur
M.	François Charru, Professeur, IMFT-Université de Toulouse	Examineur
M.	Alexis Casner, Directeur de Recherche, CEA/CESTA	Directeur
M.	Arnaud Colaïtis, Docteur, CELIA-Université de Bordeaux	Co-encadrant
M.	Laurent Masse, Docteur, CEA/DIF	Invité

Résumé Général

Titre : Modélisation et caractérisation expérimentale des instabilités hydrodynamiques au front d’ablation dans les premiers instants d’irradiation laser en attaque directe.

Les instabilités hydrodynamiques sont des phénomènes néfastes à l’obtention des conditions nécessaires à l’allumage des cibles en Fusion par Confinement Inertiel. Lorsque la capsule est accélérée, toute perturbation spatiale du front d’ablation peut croître exponentiellement sous l’influence de l’instabilité de Rayleigh-Taylor. Avant cette phase d’accélération, l’évolution de l’amplitude du front d’ablation est déterminée par les instabilités de Richtmyer-Meshkov et Landau-Darrieus. Ce travail présente au lecteur des études analytiques et numériques en géométrie plane permettant de décrire ces phénomènes complexes. Des expériences sur les installations OMEGA-EP et NIF ont été menées avec des mousses de faibles densités irradiées en attaque directe pour étudier l’évolution du front d’ablation sous l’influence de ces instabilités. Parmi ces mécanismes, l’instabilité de Landau-Darrieus n’a encore jamais été observée au front d’ablation. Afin de déterminer les conditions expérimentales permettant de la mettre en évidence, un nouveau modèle analytique a été développé pour décrire l’écoulement au sein de la cible. Sous certaines hypothèses, ce modèle permet en effet d’étudier la stabilité du système à travers un modèle perturbatif linéaire et de calculer les effets de l’instabilité de Landau-Darrieus sur le front d’ablation. Afin de comparer et de valider ce modèle, des calculs ont été réalisés avec le code d’hydrodynamique radiative FLASH sur des durées de plusieurs dizaines de nanosecondes. Comparé à d’autres modèles de la littérature et aux résultats des simulations, le modèle et les simulations numériques permettent de construire une stratégie expérimentale permettant pour la première fois l’étude de l’instabilité de Landau-Darrieus au front d’ablation. Pour accroître les chances d’observation, la taille de la zone de conduction en face avant de la cible doit être plus petite que les longueurs d’onde d’interface étudiées. Nécessitant des conditions expérimentales particulières et peu explorées jusqu’à maintenant, des expériences préliminaires ont ainsi été réalisées afin de valider nos outils numériques et notre modélisation. Les résultats d’expériences récentes réalisées sur le NIF confirment la signature d’un nouveau comportement du front d’ablation, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour l’étude de l’instabilité de Landau-Darrieus.

Mots-clés : Instabilités hydrodynamiques, Front d’ablation, Instabilité de Landau-Darrieus, Fusion par confinement inertiel, Simulation numérique, Expériences, Modélisation analytique.

Summary

Title : Modeling and experimental characterization of early ablative hydrodynamic instabilities in direct drive.

Hydrodynamic instabilities are harmful phenomena in obtaining the conditions necessary for the ignition of ICF targets. When the capsule is accelerated, any spatial disturbance of the ablation front can grow exponentially under the influence of Rayleigh-Taylor instability. Before this acceleration phase, the evolution of the amplitude of the ablation front is determined by the Richtmyer-Meshkov and Landau-Darrieus instabilities. This work presents to the reader analytical and numerical studies in plane geometry making it possible to describe these complex phenomena. Experiments at OMEGA-EP and NIF laser facilities were carried out using low density foams irradiated in direct drive configuration to study the evolution of the ablation front under the influence of the abovementioned instabilities. Among these mechanisms, the Landau-Darrieus instability has never been observed at the ablation front. In order to set up experimental conditions to demonstrate it for the first time, a new analytical model has been developed to describe the flow within the target. Under certain assumptions, this model makes possible to study the stability of the system through a linear perturbative model and to calculate the effects of Landau-Darrieus instability on the ablation front. In order to compare and validate this model, calculations were carried out with the radiative hydrodynamics code FLASH over durations of several tens of nanoseconds. Compared with other models in the literature and with the results of the simulations, the model and the numerical simulations allow us to construct an experimental strategy to measure for the first time the Landau-Darrieus instability growth at the ablation front. To increase the chances of observation, the size of the conduction zone must be smaller than the interface wavelengths studied. Requiring special experimental conditions that have not been explored so far, preliminary experiments were thus carried out in order to validate our numerical tools and our models. The results of recent experiments conducted on the NIF confirm the signature of a new behavior of the ablation front and open new perspectives for the study of the Landau-Darrieus instability at the ablation front.

Keywords : Hydrodynamic instabilities, Ablation front, Landau-Darrieus instability, Inertial confinement fusion, Numerical simulation, Experiments, Analytical modeling.

Remerciements

Avant de présenter les travaux réalisés ces trois dernières années, je voudrais m'adresser à toutes les personnes qui ont contribué à la réussite de ma thèse et de manière plus générale à mon épanouissement personnel.

Tout d'abord, je remercie sincèrement les membres du jury d'avoir participé à la qualité du manuscrit final. Plus précisément, je remercie mes deux rapportrices/euses (terme à définir officiellement) d'avoir corrigé avec précision mon manuscrit de thèse et de s'être rendu disponible en amont de la soutenance. Je remercie aussi tous mes examinateurs pour leur regard critique et la discussion qui s'en est suivi le jour de la soutenance.

Cet heureux dénouement est la juste continuité de trois années bien remplies. Un grand merci à l'ensemble du personnel du laboratoire CELIA pour m'avoir accueilli et offert un cadre professionnel d'une grande qualité. Les innombrables discussions scientifiques en conférence ou dans l'embrasement d'une porte de couloir m'ont beaucoup apportées. Merci à Xavier pour ses discussions, son humilité et sa curiosité. A Gaëtan et Richard, membres centraux du laboratoire, sans qui tout le monde resterait papier et crayon à la main (plutôt poétique). Merci pour la gentillesse de Céline et de Sonia, les gardiennes du temple. Un gros merci à toutes les bandes de jeunes qui se sont succédées au laboratoire. A ceux que j'ai vu dans l'effort de la fin de thèse lorsque moi je venais d'arriver sans aucune idée de ce qui m'attendait et aux autres qui m'ont supporté plus longtemps mais qui m'ont épaulé du début jusqu'à la fin dans une épreuve commune. Pour en citer quelques-uns : Adri, Erwan, Romain, Paul (aka Poyo, aka le grand, aka poyorularu), Paul (aka le chauve), Antoine, Lena, Ivan, Léo, Alessandrox2, Jocelin, Edoardo, Diegito et j'en oublie forcément que je ne devrais pas oublier.. Autrement dit, toute cette graine de scientifique avec laquelle j'ai partagée des moments conviviaux au laboratoire et autour de quelques verres bien remplis. Merci à Victorien pour sa motivation et sa passion pour la physique, à Donald d'être resté un peu plus que les trois mois annoncés (oui Donald). Cette thèse aurait été certainement différente si je l'avais passée tout seul. Merci à Luke et Gabriel, post-doctorants du groupe qui m'ont aidés à travers la qualité de leurs suggestions et leur soutien psychologique. Je voudrais remercier tout particulièrement mes encadrants : Alexis qui a cru en moi depuis le début, merci Alexis d'avoir gardé espoir quand franchement, moi-même je l'aurais perdu. Merci à Arnaud de s'être intéressé à mon travail et de s'être joint à la thèse, merci pour ton implication. Et puis une reconnaissance particulière pour Laurent, pour tes appels récurrents, les discussions sur mon sujet de recherche, notre sujet. Merci à Philippe, Didier et Patrick pour m'avoir permis de me défouler contre un mur pendant la période de rédaction, vraiment très utile. Plus largement, merci à tous mes amis, à ceux qui ont su rester patient quand j'avais tendance à rester seul. A Simon de garder que le meilleur quand le reste ne garde que le pire. A Christelle Marie Kelly

d'avoir partagé mes journées, d'être restée patiente et à l'écoute même si tout ça aura laissé quelques traces... Pour finir, the ultimate merci à mes parents de rester derrière moi quoiqu'il en soit. C'est à eux que je dois toute ma réussite.

PS : Je ne remercie pas la Covid de nous avoir pourri la vie et d'ajouter des difficultés là où franchement on n'en avait pas besoin.

Table des matières

Glossaire et Notations	8
I Introduction	10
I.1 Fluides et écoulements dans la nature	11
I.2 Contexte de la thèse : la fusion par confinement inertiel	13
I.2.1 Réactions de fusion nucléaire	13
I.2.2 Cibles et mécanisme d’implosion	15
I.2.3 Schémas d’allumage	16
I.3 Impact de l’instabilité de Rayleigh-Taylor en fusion par confinement inertiel	18
I.4 Conditions initiales et germes de l’instabilité	19
I.4.1 Objectifs de la thèse	20
I.4.2 Organisation du manuscrit	21
II Instabilités hydrodynamiques	23
II.1 Description des écoulements fluides	25
II.1.1 Équations d’Euler	25
II.1.2 Cas de la propagation d’un choc plan	26
II.1.3 Effet des perturbations sur la stabilité du système	29
II.2 Instabilités hydrodynamiques classiques	29
II.2.1 Instabilité de Rayleigh-Taylor	30
II.2.2 Instabilité de Richtmyer-Meshkov	33
II.2.3 Instabilité de Landau-Darrieus	35
II.3 Phénoménologie des instabilités hydrodynamiques au front d’ablation	37
II.3.1 Mécanisme d’ablation laser et lois d’échelle en attaque directe	37
II.3.2 Instabilités hydrodynamiques ablatives	39
II.4 Description des codes d’hydrodynamique radiative	44
II.4.1 Utilisation des codes en fusion par confinement inertiel	44
II.4.2 Équations d’Euler dans les codes d’hydrodynamique	46
II.4.3 Description des termes sources	48
II.5 Description du code FLASH	53
II.5.1 Présentation du code	54
II.5.2 Schéma hydrodynamique	55
II.5.3 Modèle de conduction	57
II.5.4 Équations d’état et opacités	57
III Description hydrodynamique de la mise en accélération d’une plaque dans le régime $kDc > 1$	59
III.1 Description de la plateforme expérimentale d’étude des instabilités hydrodynamiques au front d’ablation en impulsions longues	60

III.1.1	Présentation du NIF : National Ignition Facility	60
III.1.2	Configuration expérimentale de la plateforme HydroDD	64
III.1.3	Diagnostics expérimentaux	66
III.2	Description analytique combinée de l'évolution de l'amplitude des modulations au front d'ablation dans le régime $kD_c > 1$	68
III.2.1	Simulations FLASH des tirs sur plaque épaisse et plaque fine pré-modulée.	68
III.2.2	Reproduction analytique de l'évolution du front d'ablation	70
IV	Développement d'un modèle analytique fluide dans la zone de conduction : code ALPES	75
IV.1	Présentation du modèle analytique	76
IV.1.1	Équations d'Euler et hypothèses du modèle	76
IV.1.2	Écoulement de base	79
IV.1.3	Écoulement perturbé : linéarisation des équations	80
IV.1.4	Limite $kD_c \ll 1$: instabilité de Landau-Darrieus classique	82
IV.2	Analyse des résultats du modèle	84
IV.2.1	Résolution numérique : présentation du code ALPES	84
IV.2.2	Solutions de l'écoulement de base	86
IV.2.3	Maillage adaptatif pour description des écoulements	87
IV.2.4	Relation de dispersion et solutions de l'écoulement perturbé	88
IV.3	Validation du modèle par comparaison avec le code de simulation FLASH	90
IV.3.1	Validation de l'écoulement de base	90
IV.3.2	Validation de l'écoulement perturbé et comparaison des amplitudes de modulation	96
IV.3.3	Quantification des effets non linéaires de l'instabilité de Landau-Darrieus sur l'évolution du front d'ablation	104
IV.3.4	Limitations et domaine de validité des hypothèses du modèle	105
V	Conception d'une plateforme expérimentale d'étude de l'instabilité de Landau-Darrieus	108
V.1	Expérience préliminaire de caractérisation de mousses sur le laser OMEGA-EP	111
V.1.1	Présentation de l'installation laser OMEGA-EP	111
V.1.2	Configuration expérimentale	112
V.2	Résultats et analyse des images radiographiques X de côté	118
V.2.1	Analyse des images brutes	118
V.2.2	Validation des paramètres de simulations FLASH	128
V.2.3	Résumé de la première expérience OMEGA-EP	130
V.3	Expérience avec élargissement du champ de vue radiographique sur le laser OMEGA-EP	131
V.3.1	Modifications expérimentales	132
V.3.2	Images radiographiques X de côté avec champ de vue large	134
V.3.3	Étude de l'émission X générée par plasma de Molybdène et Tantale	139
V.3.4	Tentative d'imagerie de face par une caméra à balayage de fente	144
V.3.5	Résumé des expériences préliminaires sur OMEGA-EP	145
V.4	Mise en évidence de l'instabilité de Landau-Darrieus sur le laser NIF	145
V.4.1	Configuration expérimentale sur la plateforme HydroDD	145

V.4.2	Mesure de l'évolution temporelle du front d'ablation	148
VI	Conclusion	155
VII	Discussion et Perspectives	157
	Production scientifique	161
	Bibliographie	163
Annexe A	Fichier d'entrée standard du code FLASH	182
Annexe B	Forme matricielle de l'écoulement perturbé du modèle	189

Glossaire et Notations

Les conventions suivantes seront appliquées dans l'intégralité du manuscrit.

Pour la quantité scalaire X , la quantité vectorielle relative est écrite \mathbf{X} .

Les erreurs de mesure sont écrites entre parenthèses ().

$\nabla = \left[\partial/\partial x \quad \partial/\partial y \quad \partial/\partial z \right]$ désigne l'opérateur nabla.

$\Delta = \nabla^2 = \left[\partial^2/\partial x^2 \quad \partial^2/\partial y^2 \quad \partial^2/\partial z^2 \right]$ désigne l'opérateur laplacien.

Constantes physiques

$c = 2.9979 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$: vitesse de la lumière dans le vide
$\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$: permittivité diélectrique du vide
$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$: perméabilité magnétique du vide
$e = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ C}$: charge élémentaire
$k_B = 1.3806 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$: constante de Boltzmann
$\sigma_B = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^4$: constante de Stefan-Boltzmann
$m_p = 1.6726 \times 10^{-27} \text{ kg}$: masse d'un proton
$m_n = 1.6749 \times 10^{-27} \text{ kg}$: masse d'un neutron
$m_e = 9.1094 \times 10^{-31} \text{ kg}$: masse d'un électron

Sigles et acronymes (classés dans l'ordre alphabétique)

ALE	: Arbitrary Lagrangian Eulerian
ALPES	: Ablative Linearized Perturbative Eulerian System
AMR	: Adaptive Mesh Refinement
CBET	: Cross Beam Energy Transfer
CC	: Centre Chambre
CCD	: Charge Coupled Device
CPP	: Continuous Phase Plate
CRF	: Carbon Resorcinol Formaldehyde
DIM	: Diagnostic Instrument Manipulator
DISC	: Diagnostic Insertion Streak Camera
FABS	: Full Aperture Backscatter Station

FCI	: Fusion par Confinement Inertiel
FCM	: Fusion par Confinement Magnétique
FOA	: Final Optics Assembly
GMC	: Galette de Micro-Canaux
GXD	: Gated X-ray Diagnostic
HDE	: Haute Densité d'Énergie
HLL	: Harten Lax van Leer
IKH	: Instabilité de Kelvin-Helmholtz
ILD	: Instabilité de Landau-Darrieus
IRM	: Instabilité de Richtmyer-Meshkov
IRT	: Instabilité de Rayleigh-Taylor
LLE	: Laboratory for Laser Energetics
LLNL	: Lawrence Livermore National Laboratory
LMJ	: Laser MegaJoule
LPOM	: Laser Performance Operations Model
MHD	: MagnetoHydroDynamique
NIC	: National Ignition Campaign
NIF	: National Ignition Facility
NIS	: Neutron Imaging System
NTOF	: Neutron Time Of Flight
PO	: Profondeur Optique
PPM	: Piecewise Parabolic Method
RSPCA	: Rotating Static Pinhole Camera Array
SG	: Super-Gaussien
SOP	: Streaked Optical Pyrometry
SSD	: Spectral Smoothing Dispersion
SSP	: Stockpile Stewardship Program
TGCC	: Très Grand Centre de Calcul
TIM	: Target Inserter Manipulator
TPS	: Target Positioning System
TVS	: Target Viewing System
UV	: Ultra-Violet
VISAR	: Velocity Interferometry System for Any Reflector
VNR	: Von Neumann Richtmyer
XRFC	: X-Ray Framing Camera

Chapitre I

Introduction

Plan du chapitre

I.1	Fluides et écoulements dans la nature	11
I.2	Contexte de la thèse : la fusion par confinement inertiel	13
I.2.1	Réactions de fusion nucléaire	13
I.2.2	Cibles et mécanisme d'implosion	15
I.2.3	Schémas d'allumage	16
I.3	Impact de l'instabilité de Rayleigh-Taylor en fusion par confinement inertiel	18
I.4	Conditions initiales et germes de l'instabilité	19
I.4.1	Objectifs de la thèse	20
I.4.2	Organisation du manuscrit	21

I.1 Fluides et écoulements dans la nature

La quasi-totalité de l'univers observable est composée de matière à l'état fluide dont les écoulements se manifestent à toutes les échelles. Caractérisés par leurs propriétés déformables et leur capacité à s'écouler, les fluides regroupent trois des quatre états de la matière à savoir les états liquide, gaz et plasma. Sur Terre, l'eau est un milieu essentiel à la prolifération d'organismes vivants. Elle est omniprésente et intervient dans tous les processus biologiques, chimiques ou atmosphériques. De manière plus appliquée, l'étude des écoulements fluides, aussi appelée mécanique des fluides, a un large éventail d'applications, en aéronautique, physique de la combustion, pétrochimie, astrophysique, océanographie et beaucoup d'autres domaines nécessitant l'étude d'écoulements. Certains principes de dynamique des fluides sont aussi utilisés dans l'ingénierie du trafic automobile et la dynamique des foules (voir Fig. I.1).

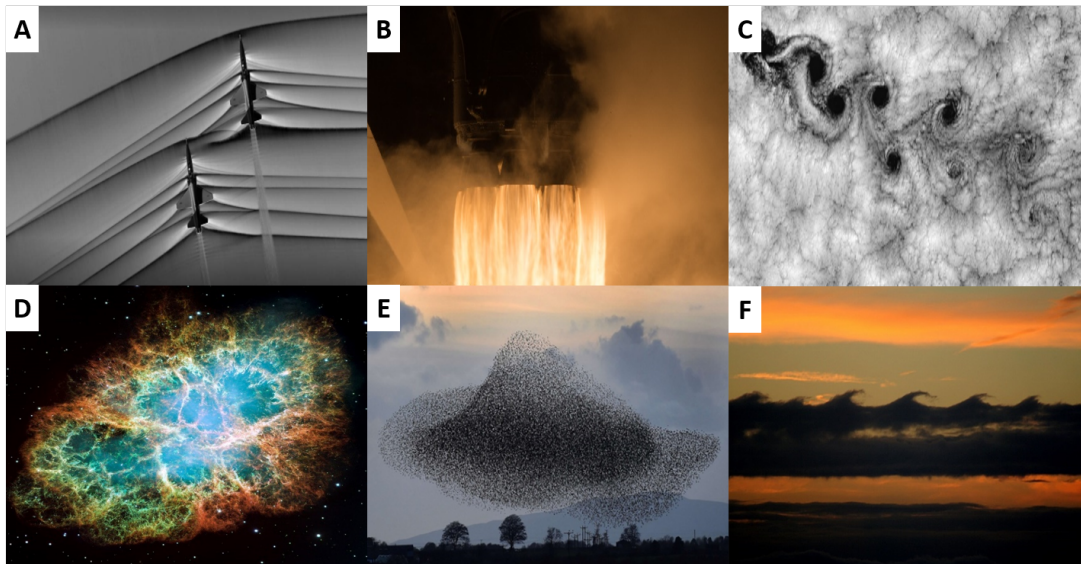


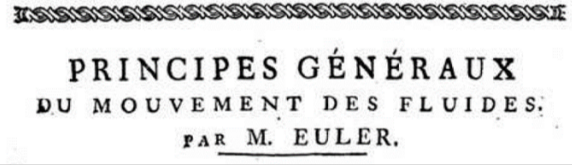
FIGURE I.1: *Mosaïque de phénomènes hydrodynamiques. (A) Cliché par imagerie schlieren de deux ondes de choc générées par des avions T-38 [1]. (B) Photographie de combustion des gaz de propulsion lors du lancement de la fusée Falcon 9 [2]. (C) Image satellite de tourbillons de Von Karman dans le sillage de l'île Selkirk [3]. (D) Nébuleuse du Crabe photographiée par le télescope Hubble [4]. (E) Capture d'une nuée d'étourneaux [5]. (F) Photographie de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans le ciel de San Francisco [6].*

Historiquement, la paternité de l'étude des fluides revient à Archimède au III^{ème} siècle avant notre ère notamment avec la publication des deux volumes du traité des corps flottants [7, 8] dans lesquels il pose les premières bases de l'hydrostatique. Au XVII^{ème} siècle, Blaise Pascal énonce le théorème fondamental de l'hydrostatique dans son traité de l'équilibre des liqueurs [9] stipulant que « dans un liquide en équilibre de masse volumique uniforme ρ , la différence des pressions en deux points est égale au poids de la colonne de liquide ayant pour section l'unité de surface et pour hauteur la différence de niveau des deux points », traduit en équation par :

$$\frac{dp}{dz} = \rho g, \quad (\text{I.1})$$

où p est la pression fluide, g l'accélération de pesanteur terrestre et z l'axe de la colonne de fluide.

En 1757, le mathématicien et physicien Leonhard Euler complète les travaux de Bernouilli et de d'Alembert pour décrire la dynamique de fluides en mouvement (à droite, l'extrait de l'article de 1957 paru dans Mémoires de l'académie des sciences de Berlin [10]). Dans son traité, il décrit le formalisme mathématique et les équations aux dérivées partielles régissant l'écoulement d'un fluide parfait incompressible supposé sans forces internes dissipatives. Il introduit la notion de particule fluide, volume unitaire suffisamment grand pour lui permettre d'utiliser l'approximation des milieux continus et de définir des grandeurs macroscopiques moyennées.



...
& notre équation différentielle deviendra :

$$\frac{dp}{g} = P dx + Q dy + R dz - d\Pi - u du - v dv - w dw$$

(dont le dernier membre est absolument intégrable),

& l'autre équation demeure :

$$\left(\frac{dq}{dz}\right) + \left(\frac{d.qv}{dx}\right) + \left(\frac{d.qv}{dy}\right) + \left(\frac{d.qv}{dz}\right) = 0.$$

En 1820, Claude-Louis Navier introduit la notion de frottement fluide dont la traduction mathématique est introduite dans les équations d'écoulement vingt cinq ans plus tard par George Gabriel Stokes [11]. Pour un fluide de densité ρ , de champ de vitesse \mathbf{v} et de tenseur de contrainte $\bar{\bar{\tau}}$ soumis au tenseur de pression \bar{p} et à d'éventuelles forces volumiques de résultante \mathcal{F} , l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\mathbf{v}) = -\nabla\bar{p} + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} + \rho\mathcal{F}. \quad (\text{I.2})$$

Pour un fluide dit newtonien, la réponse $\bar{\bar{\tau}}$ à une contrainte extérieure est linéaire. Sa divergence se réécrit en fonction du coefficient de viscosité dynamique μ :

$$\nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} = \mu \left(\nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) \right). \quad (\text{I.3})$$

L'existence et l'unicité des solutions des équations de Navier-Stokes est l'un des problèmes du millénaire « Millennium Clay Prize » [12]. La résolution des équations de Navier-Stokes constitue toujours un sujet de recherche très actif [13, 14].

Le membre de gauche dans l'équation (I.2) peut se réécrire sous forme convective de la manière suivante :

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\mathbf{v}) = \rho \left[\frac{\partial(\mathbf{v})}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right]. \quad (\text{I.4})$$

Cette forme permet de mieux visualiser le caractère non linéaire des équations fluides du fait de la présence du terme quadratique $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$ [15]. Sans terme dissipatif ou force extérieure s'opposant au mouvement, le système fluide isolé est instable. Dans l'une de ses correspondances rédigée en 1873 à Cambridge, James Clerk Maxwell énonça que

When the state of things is such that an infinitely small variation of the present state will alter only by an infinitely small quantity the state at some future rime, the condition of the system, whether it is at rest or in motion, is said to be stable; but when an infinitely small variation in the present state may bring about a finite difference in the state of the system in a finite time, the condition of the system is said to be unstable [16].

Depuis, une vaste zoologie d'instabilités hydrodynamiques (Plateau-Rayleigh, Kelvin-Helmholtz, Rayleigh-Taylor, ...) continue de motiver les travaux au sein de la communauté scientifique. L'outil informatique a considérablement élargi le champ d'étude numérique des instabilités et permis d'appréhender quantitativement l'évolution d'écoulements turbulents, dont la résolution analytique est inaccessible [17].

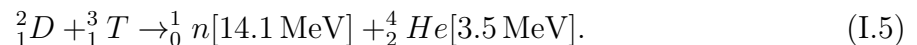
Les instabilités hydrodynamiques sont des processus incontrôlés et généralement néfastes (voir Figs. I.1[C], I.1[D] et I.1[F]). Ainsi, en aéronautique, l'angle d'inclinaison de l'aile et la vitesse de l'avion sont corrigées pour éviter son décrochage. La turbulence générée par le décollement de la couche limite derrière l'aile crée une perte de portance et déstabilise les manœuvres de l'appareil. Dans un tout autre domaine, en Fusion par Confinement Inertiel (FCI), la qualité de l'implosion est fortement corrélée à la stabilité hydrodynamique de la capsule.

I.2 Contexte de la thèse : la fusion par confinement inertiel

Le 8 août 2021, le laboratoire Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) a annoncé au reste de la communauté scientifique internationale l'obtention de 1.3 MJ d'énergie de fusion générée pour 1.9 MJ d'énergie laser injectée. Cette performance historique rapproche l'humanité de la faisabilité de production énergétique par le processus de fusion nucléaire en laboratoire. Cet exploit est l'aboutissement de nombreuses années de recherche et s'inscrit dans une démarche scientifique engagée cinquante ans plus tôt. En 1972, John Nuckolls introduit les bases de la FCI et expose son idée fondatrice qui consiste à comprimer une sphère irradiée par des faisceaux laser dans le but d'obtenir des réactions de fusion nucléaire [18]. Vingt ans plus tôt, la Fusion par Confinement Magnétique (FCM) voyait le jour avec les premiers prototypes de réacteurs magnétiques « Tokamaks » [19, 20].

I.2.1 Réactions de fusion nucléaire

L'objectif des deux approches (FCI et FCM) est de produire plus d'énergie qu'il n'en a été investi. A l'inverse de la fission, la fusion nucléaire libère de l'énergie lorsque deux noyaux légers fusionnent en un noyau lourd. Le mélange équimolaire de Deutérium-Tritium (D-T) est le combustible ayant la section efficace la plus élevée à basse température ($2 \times 10^{-30} \text{ m}^2$ contre $6 \times 10^{-32} \text{ m}^2$ pour le Deutérium-Deutérium (D-D)). Lorsque la barrière coulombienne est franchie, la fusion d'un noyau de deutérium et d'un noyau de tritium produit un neutron et un noyau d'hélium (ou particule α) :



Les neutrons produits par la réaction acquièrent une énergie cinétique de 14.1 MeV et s'échappent du plasma formé. Moins énergétiques, les particules α interagissent avec le plasma brûlant et redéposent leur énergie. Lorsque les conditions de pression et de température sont suffisantes pour brûler une fraction significative du combustible D-T tel que l'énergie dégagée est supérieure à l'énergie injectée dans le système, le point d'allumage est atteint.

Les conditions thermodynamiques nécessaires pour obtenir l'allumage sont quantifiées par le critère de Lawson [21] :

$$n\tau \geq \frac{12T_i}{E_\alpha \langle \sigma v \rangle}, \quad (\text{I.6})$$

où n est la densité de particules, τ le temps de confinement du plasma, T_i la température ionique, $\langle \sigma v \rangle$ la section efficace du mélange D-T à la température T_i et E_α l'énergie cinétique redéposée par les particules α .

En FCM, un gaz de D-T est injecté dans la chambre du Tokamak. Le gaz ionisé par des émetteurs à micro-ondes est confiné à l'état plasma dans le champ magnétique généré par des bobines supra-conductrices. La configuration des lignes de champ favorise les collisions entre particules et chauffe les populations ioniques. A $T_i = 26$ keV, la section efficace de réaction est maximale. Dans ces conditions de température, le critère de Lawson s'écrit $n\tau \geq 1.5 \times 10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}$. Pour $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, l'ignition est atteinte si $\tau \geq 1.5$ s.

En FCI, une sphère de combustible D-T est comprimée jusqu'à atteindre 1000X sa densité initiale. Le travail mécanique des forces de pression initie les réactions nucléaires et une onde thermonucléaire se propage et consume le combustible. Le temps de confinement du plasma au centre de la cible est de l'ordre de 100 ps [22]. Le critère de Lawson peut être réécrit selon des paramètres plus adaptés [23] :

$$n\tau \geq \frac{12T_i}{(f_c + \gamma_{\text{abs}}\gamma_{\text{pc}}Q_{\text{sci}}^{-1})\langle \sigma v \rangle \epsilon_F}, \quad (\text{I.7})$$

où f_c est la fraction d'énergie des particules α , γ_{abs} est l'efficacité d'absorption de l'énergie incidente par le combustible, γ_{pc} est l'efficacité de conversion de l'énergie cinétique en énergie thermique, ϵ_F est l'énergie dégagée par réaction de fusion et Q_{sci} le rapport de puissance dégagée sur la puissance investie (voir Fig. I.2).

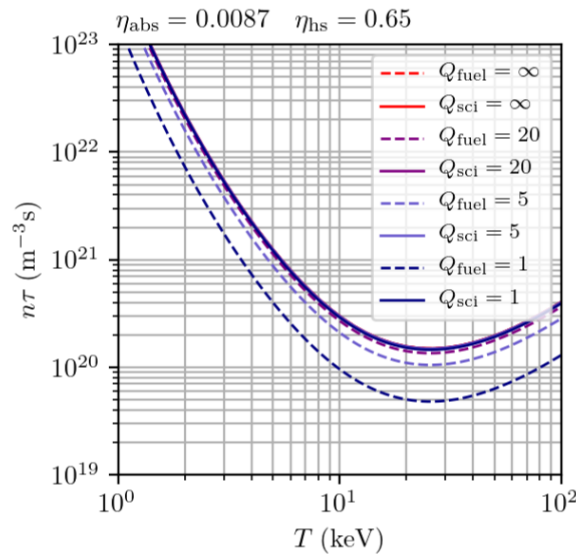


FIGURE I.2: Produit $n\tau$ en fonction de la température ionique T_i pour différentes valeurs de paramètre Q_{sci} . Les courbes sont aussi tracées pour le paramètre Q_{fuel} défini par la relation $Q_{\text{sci}} = \gamma_{\text{abs}}Q_{\text{fuel}}$.

Une vitesse d'implosion de $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ confère au point chaud une température de l'ordre de 5 keV, plus faible que celle obtenue en FCM. A cette température, le critère exprimé par l'inéquation (I.7) donne $n\tau \gtrsim 8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$. En considérant le temps de maintien des conditions d'allumage de l'ordre de 100 ps, il vient que $n \gtrsim 8 \times 10^{30} \text{ m}^{-3}$, très supérieur aux densités de plasma requises dans les tokamaks.

I.2.2 Cibles et mécanisme d'implosion

Les cibles de FCI sont en général composées de trois couches concentriques : la plus externe est l'ablateur, généralement du polystyrène de densité $1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. La couche intermédiaire est le combustible D-T sous forme cryogénique maintenu à une température proche de son point triple (18.3 K) [24, 25]. La partie centrale de la capsule est composée d'un gaz de D-T à $0.5 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-3}$ (voir Fig. I.3).

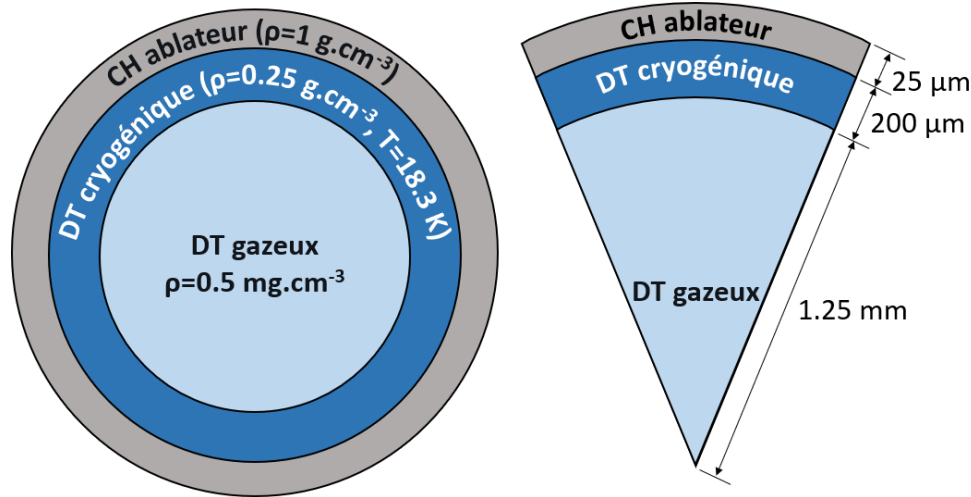


FIGURE I.3: Coupes d'une cible à gain dimensionnée sur l'installation NIF. Le dimensionnement des couches de la cible est choisi en corrélation avec les lois de puissance laser afin d'optimiser au mieux sa compression [26].

Lors d'une expérience de FCI, l'ablateur est irradié par des faisceaux laser ou un rayonnement X. Il est ionisé et se détend dans le vide formant une couronne plasma autour de la cible. En réaction, un choc hydrodynamique est généré et se propage dans l'ablateur. L'ensemble de la cible est mis en mouvement par effet fusée : lorsque le choc pénètre la couche de combustible, une onde de raréfaction se propage en sens opposé dans l'ablateur comprimé et induit l'accélération centripète de la cible. Initialement à une densité de $0.25 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, le combustible D-T comprimé atteint $1000 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. En fin de compression, la pression du gaz de l'ordre du Gbar s'oppose à l'implosion de la capsule qui décélère. Durant cette phase de décélération, l'énergie cinétique de compression est convertie en énergie thermique et chauffe le gaz jusqu'à ce qu'un point chaud atteigne les conditions thermodynamiques requises pour initier les premières réactions de fusion. La température finale du point chaud dépend essentiellement de la vitesse d'implosion v_{imp} de la capsule ($T_i \propto v_{\text{imp}}^{5/4}$).

Dans ces conditions extrêmes de température et de pression, matière et rayonnement interagissent de manière complexe. On parle de physique à Haute Densité d'Énergie (HDE)

lorsque la pression excède 1 Mbar et des températures supérieures à 100 eV. Loin des conditions standards de pression et de température, cet état de la matière existe uniquement dans le cosmos et entre en jeu lors de processus astrophysiques [27]. Depuis les années 1950 et l'invention du Maser [28], le développement de la technologie laser a rendu ces états de la matière accessibles en laboratoire notamment de par l'utilisation de lasers de puissance [29]. Les principaux lasers opérationnels sont listés ci-dessous (voir Tab. I.1).

Installation	Laboratoire	λ (nm)	Énergie max	Durée de pulse (ns)	Taux de répétition
NIF	LLNL (Livermore, USA)	351	2.1 MJ	3 - 20	8 h
LMJ	CEA (Le Barp, France)	351	1.4 MJ	3 - 20	8 h
Omega-60	LLE (Rochester, USA)	351	30 kJ	1 - 3	45 min
Omega-EP	LLE (Rochester, USA)	351	26 kJ	10	1.5 h
SG-III	SIOM (Shanghai, China)	351	180 kJ	5	3 h
Gekko XII	ILE (Osaka, Japan)	527	10 kJ	1	30 min
Orion	AWE (Aldermaston, UK)	351	5 kJ	1	45 min
LULI2000	LULI, CEA (Paris, France)	527	750 J	1.5	1.50 h

TABLE I.1: *Caractéristiques des principales installations laser hautes puissances [30].*

Une présentation détaillée sera faite des installations « National Ignition Facility » (NIF) et OMEGA-EP dans la suite du manuscrit. En FCI, de nombreux schémas expérimentaux sur ces grandes installations laser ont été imaginés pour atteindre les conditions d'allumage.

I.2.3 Schémas d'allumage

Actuellement, deux approches de configuration laser sont étudiées (voir Fig. I.4).

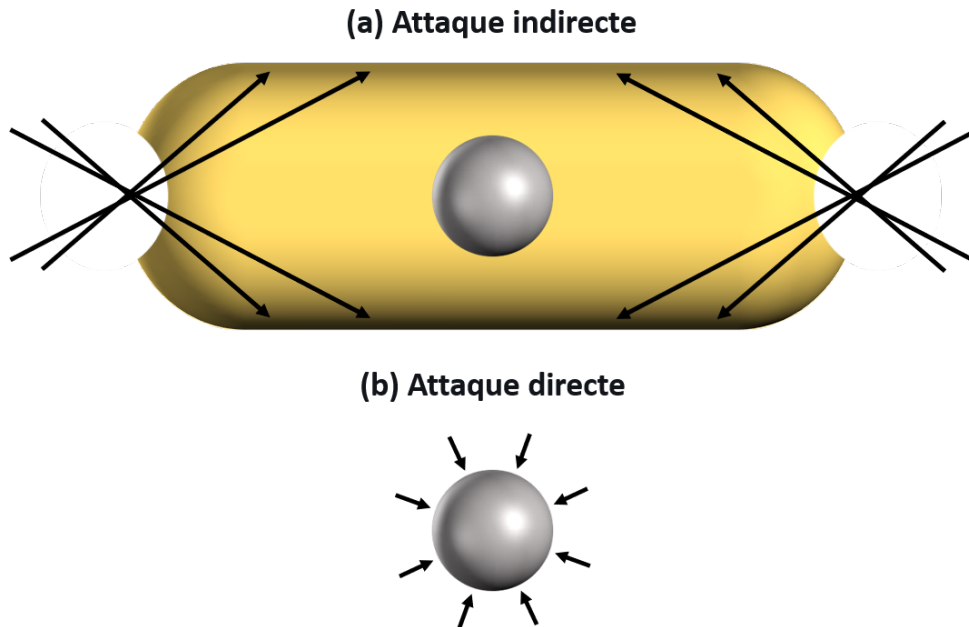


FIGURE I.4: *Illustrations des schémas d'allumage par point chaud en FCI : attaque indirecte (a) et attaque directe (b).*

- Attaque indirecte

En attaque indirecte, la capsule est insérée dans une cavité appelée « hohlraum » composée d'un matériau de numéro atomique Z élevé. Généralement de l'or, les parois du Hohlraum sont opaques aux rayonnements X [31]. L'interaction des faisceaux laser avec les parois de la cavité génère un rayonnement X uniforme de 300 eV qui baigne la sphère maintenue au centre de la cavité. A cette énergie, l'opacité de l'or est 10000X supérieure à celle du polystyrène CH par exemple. La pression générée par le rayonnement X ionise l'ablateur et exerce par réaction une pression d'ablation tout autour de la capsule. Cette configuration a été retenue pour de grands programmes nationaux de défense abritant notamment les plus grandes installations laser au monde telles que le NIF de Livermore [32], le Laser MegaJoule (LMJ) situé à Le Barp en France [33] ou plus récemment le laser chinois ShenGuang III [34]. Cependant, cette approche n'est pas optimale pour la production d'énergie. L'utilisation du hohlraum comme intermédiaire de conversion réduit le couplage entre le laser et la cible et donc le gain d'énergie potentiel.

- Attaque directe

Le schéma d'attaque directe consiste à irradier directement la cible par un grand nombre de faisceaux laser [35, 36]. C'est dans ce schéma d'allumage que la thèse est développée. Contrairement à l'attaque indirecte, le couplage énergétique laser/cible est optimisé de par l'absence de cavité de conversion. Pour 2 MJ d'énergie laser injectée, 100 kJ sont convertis en énergie cinétique de compression contre seulement 15 kJ dans le cas de l'attaque indirecte [37]. L'installation OMEGA-60 au Laboratory for Laser Energetics (LLE) a été construite pour étudier explicitement ce schéma d'allumage. Les soixante faisceaux sont répartis tout autour de la chambre d'expérimentation afin d'irradier le plus uniformément possible la cible placée en Centre Chambre (CC). Cependant, la symétrie des faisceaux accroît leurs recouvrements et des échanges énergétiques entre faisceaux peuvent se produire via le processus de « Cross Beam Transfer » (CBET) [38]. A des intensités supérieures à $1 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, la couronne plasma est le siège d'instabilités laser-plasma (diffusion Raman/Brillouin, instabilité à deux plasmons, ...) dissipant l'énergie laser [39]. Ces mécanismes génèrent des électrons énergétiques aussi appelés électrons chauds ou électrons rapides qui se propagent dans la coquille et la préchauffe.

- Schémas alternatifs

Des schémas alternatifs sont conçus sur la base du schéma d'attaque directe. Leur concept consiste à dissocier la phase de compression de la phase de chauffage du point chaud. Dans ces schémas, la capsule est comprimée à des vitesses plus faibles ($200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) de sorte à réduire les instabilités hydrodynamiques. En fin de compression, l'énergie manquante est communiquée au point chaud pour qu'il atteigne la température d'allumage (4.4 keV). Le schéma d'allumage rapide exploite la capacité des électrons chauds à redéposer leur énergie au centre de la cible [40]. Un faisceau laser très intense ($10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) irradie la cible en fin de compression. A cette intensité, les instabilités paramétriques génèrent des électrons chauds qui déposent leur énergie dans le combustible. Dans le schéma d'allumage par choc, un choc fort convergent est généré dans la cible par un pic d'intensité laser de l'ordre de $10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ qui dépose l'entropie nécessaire au point chaud pour franchir le seuil d'allumage [41, 42].

Pour tous ces schémas d'allumage, la compression sphérique de la cible est une phase sensible aux instabilités hydrodynamiques.

I.3 Impact de l'instabilité de Rayleigh-Taylor en fusion par confinement inertiel

Entre 2009 et 2012, le LLNL entama la National Ignition Campaign (NIC) ayant pour objectif l'allumage systématique des capsules de D-T en attaque indirecte [43]. Cette campagne d'expériences sur le NIF mit en lumière les lacunes des codes hydrodynamiques utilisés pour mettre au point les dispositifs expérimentaux. L'impact des instabilités hydrodynamiques sur la compression de la cible avait été largement sous-estimé [44]. L'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) a été identifiée comme l'un des mécanismes les plus néfastes à la compression efficace de la capsule. La tente utilisée pour maintenir la capsule au centre du hohlraum et le tube de remplissage de la cible étaient à l'origine d'importantes modulations en surface de l'ablateur provoquant la destruction totale de la capsule pendant son implosion. La présence de défauts de manufacture dans l'ablateur (trous, irrégularités) est aussi un facteur important à la croissance des instabilités (voir Fig. I.5).

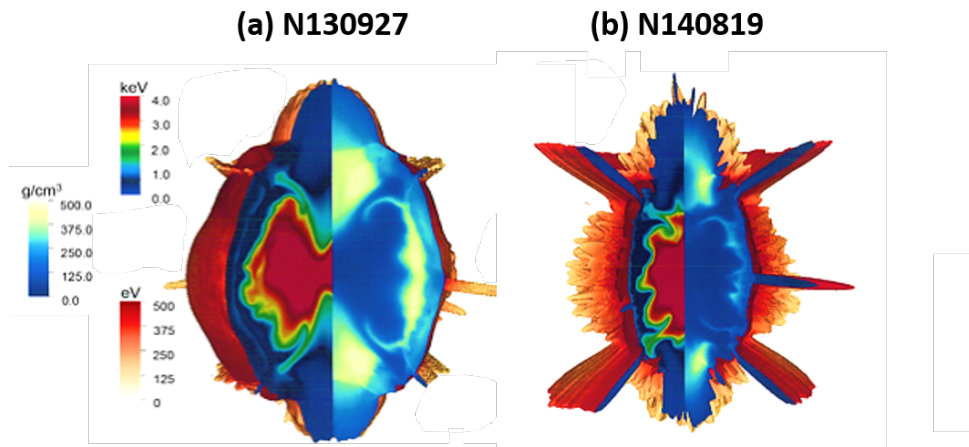


FIGURE I.5: Simulations HYDRA 3D correspondants aux temps de stagnation pour deux expériences de FCI « High Foot » en attaque indirecte. Les deux expériences diffèrent principalement en vitesse d'implosion. La stabilité de l'expérience N130928 (a) est meilleure pour $v_{\text{imp}} = 350 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ contre $v_{\text{imp}} = 390 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour l'expérience N140819 (b). Les perturbations 3D sont causées par les asymétries du rayonnement X qui ablate la cible, la rugosité des matériaux de la cible et les dégradations dues à la tente de suspension de la cible et du tube de remplissage du gaz [45].

Les multiples interfaces de densités différentes sont sensibles à l'IRT. Leurs défauts s'amplifient exponentiellement sous l'effet de l'instabilité et induisent des mélanges fluides. En fin d'implosion, le point chaud subit des pertes radiatives et conductives provoquant son refroidissement [46]. La cible est soumise à l'IRT à deux moments de sa phase de compression : les phases d'accélération et de décélération (voir Fig. I.6).

Lorsque l'onde de raréfaction se propage dans l'ablateur, le plasma de couronne accélère la coquille choquée de densité plus élevée. Le front d'ablation à l'interface entre les deux milieux est alors instable. En fin de compression, lorsque l'énergie interne du gaz au

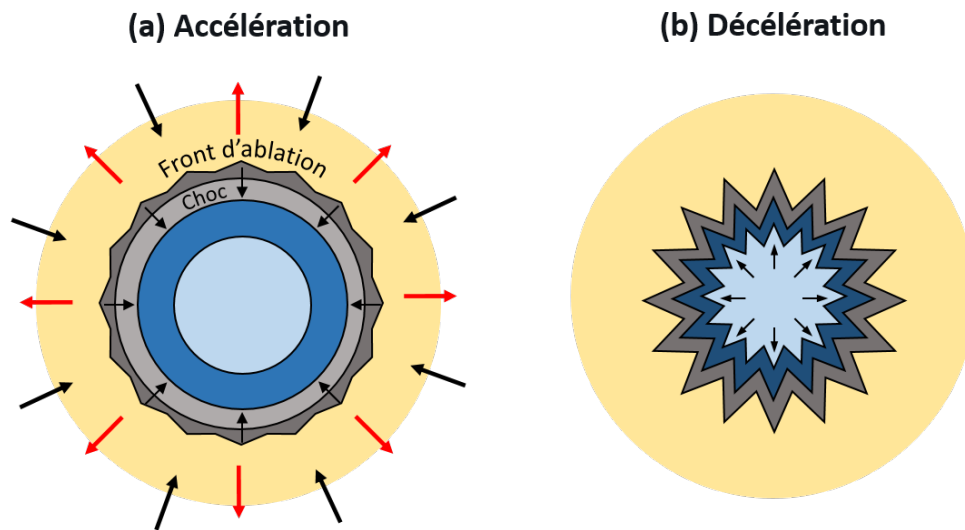


FIGURE I.6: Capsule de FCI dans les phases d'accélération (a) et de décélération (b). L'IRT s'exprime au front d'ablation et à l'interface combustible/gaz.

centre de la capsule compense l'énergie cinétique de compression, l'interface séparant le combustible dense du gaz est décélérée. Cette configuration inverse est elle aussi instable. La situation décélération relève de la théorie classique de l'IRT décrite plus loin dans le manuscrit. Dans le cas de l'accélération de la coquille, l'existence d'un flux de matière ablatée et d'effets relatifs à l'ablation laser modifient l'évolution de l'instabilité. Il a été montré que l'impact de l'IRT est réduit lorsque la cible est implosée à des vitesses d'ablations élevées tout en maintenant des accélérations faibles [47, 48, 49]. Un compromis doit donc être trouvé entre la stabilisation de l'IRT et la compression optimale de la cible à faible entropie.

I.4 Conditions initiales et germes de l'instabilité

Lors de la mise en accélération de la cible, des défauts structurels du front d'ablation peuvent être amplifiés par l'IRT [50]. Il est crucial de déterminer quels sont les mécanismes physiques qui contribuent à modifier la structure du front d'ablation avant son accélération. Tout ce qui précède l'IRT modifiant l'amplitude du front d'ablation constitue un germe potentiel de l'instabilité. En attaque directe, deux facteurs principaux sont identifiés comme des conditions initiales néfastes : les défauts structurels de la cible et les asymétries d'irradiation du laser. Les défauts de la cible présents en surface de la capsule sont susceptibles d'être amplifiés sous l'effet de l'IRT [51, 52]. Les techniques de fabrication des cibles ont été considérablement améliorées de sorte à ce que les interfaces séparant les matériaux de différentes densités soient les plus lisses possibles [53, 54]. De plus, la tâche laser présente des non uniformités d'éclairement. La cohérence spatiale du laser génère une figure de speckle caractérisée par des points de surintensité lumineuse [55]. Ces points chauds dans la tâche focale produisent des asymétries de pression d'ablation qui s'impriment sur la cible [56, 57, 58]. Réduire l'effet de l'empreinte laser sur la cible peut être obtenu en brisant la cohérence spatiale laser. Des dispositifs expérimentaux sont alors utilisés pour lisser la figure de speckle. Les lames de phase aléatoires redistribuent l'énergie lumineuse de la tâche laser en une somme de sources haute fréquence. Aussi, le

« Smoothing by Spectral Dispersion » (SSD) lisse la figure de speckle de façon dynamique. L'oscillation haute fréquence de la tâche permet de réduire en moyenne son empreinte sur la cible [59] (voir Fig. I.7).

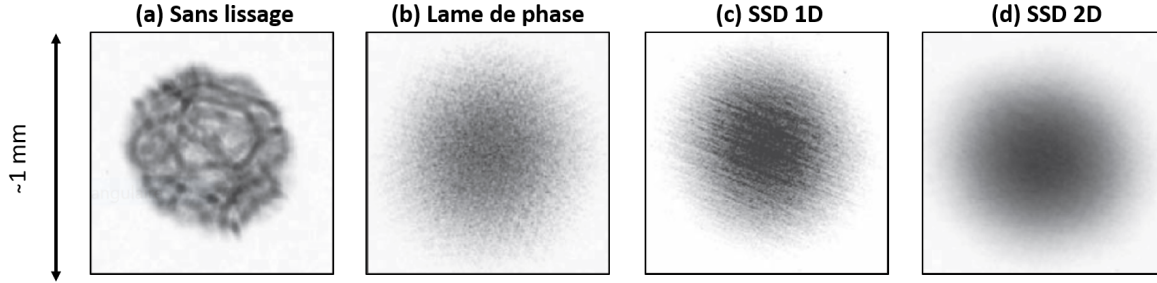


FIGURE I.7: *Effet des différentes méthodes de lissage optique sur la figure de speckle [60, 35]*

Des études ont aussi montré que l'utilisation de matériaux de numéro atomique élevé [61, 62, 63] et de mousses [64, 65, 66] avait un effet stabilisant sur l'empreinte laser. Avant d'être amplifiés par l'IRT, les défauts d'usinage de la cible et les modes imprimés par la tâche laser sont amplifiés par les instabilités de Richtmyer-Meshkov (IRM) et Landau-Darrieus (ILD) ablatives. Avant le débouché du premier choc à l'interface ablateur/combustible, l'accélération de la cible est très faible. Dans ces conditions, l'ILD et l'IRM sont les mécanismes principaux de déstabilisation du front d'ablation. Ces deux instabilités se produisent simultanément. La taille de la zone de conduction D_c est un paramètre clé plaçant le front d'ablation dans des régimes d'irradiation différents. Lorsque la cible est mise en accélération, l'IRT devient l'instabilité prépondérante devant les autres instabilités.

I.4.1 Objectifs de la thèse

Il a été démontré théoriquement que l'ILD pouvait se produire lors de l'ablation laser [67, 68] mais cela n'a encore jamais été vérifié expérimentalement dans le contexte de la FCI. Historiquement, des observations de l'ILD dans ses phases linéaires et non linéaires ont été réalisées dans le domaine de la propagation de flammes réactives [69]. D'après ces études, les modes k ($= 2\pi/\lambda$) dont la longueur d'onde λ est plus grande que l'épaisseur du front de flamme D_f sont susceptibles d'être instables ($kD_f < 1$). Par analogie, l'épaisseur de déflagration en contexte ablatif est l'épaisseur de la zone de conduction notée D_c . Les premiers instants d'irradiation de la capsule (< 1 ns) sont caractérisés par un régime hydrodynamique transitoire potentiellement sujet à l'ILD. Dans cette phase, la taille de la zone de conduction augmente progressivement avant de se stabiliser et atteindre un régime stationnaire. La condition $kD_c(t) < 1$ est alors vérifiée dynamiquement. En régime stationnaire et à des intensités de l'ordre de $I \sim 5 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ typiques de celles utilisées lors d'expériences d'implosions, la taille de la zone de conduction D_c excède $100 \mu\text{m}$ [70]. La condition d'instabilité de l'ILD $kD_c < 1$ ne peut être vérifiée que pour de très grandes longueurs d'ondes ($\lambda > 600 \mu\text{m}$). Or, les modes de capsules d'empreinte ou de rugosité sont inférieurs à $200 \mu\text{m}$ et donc insensibles à l'instabilité et évoluent sous l'effet de l'IRM. Cependant, des régimes d'impulsion longue à basses intensités laser sujet à l'ILD sont générés par les lois de puissance laser utilisées dans des schémas d'implosions innovants

[71]. Plus standards, les profils d'impulsions lasers utilisés en FCI présentent eux aussi des régimes à basse intensité. La chaîne laser produit des intensités dans le pied de l'impulsion de l'ordre de $1 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (voir Fig. I.8).

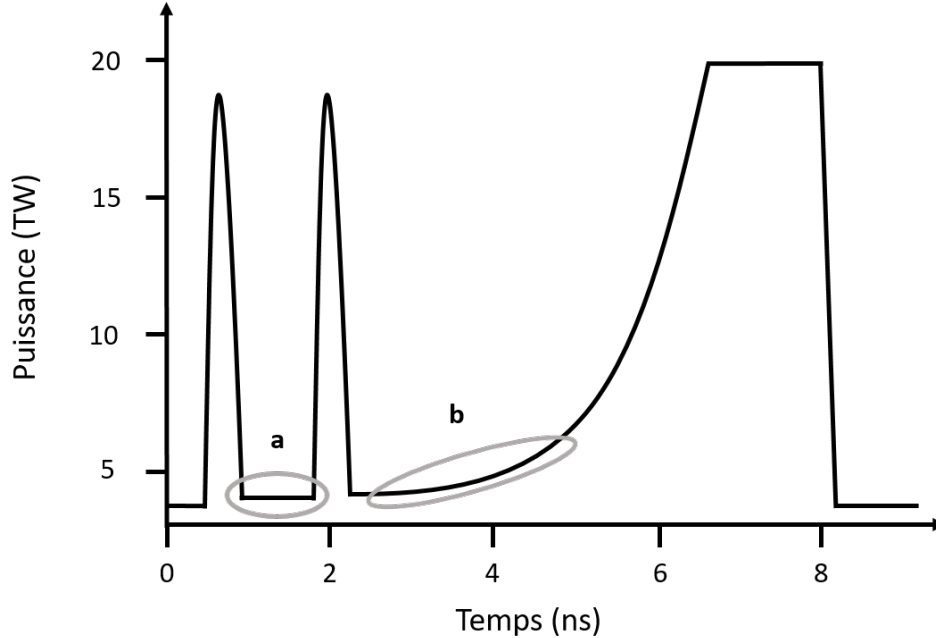


FIGURE I.8: Loi de puissance laser présentant des pics d'intensité et une rampe principale. (a) L'intensité résiduelle entre les pics peut atteindre des puissances de l'ordre du TW. (b) La montée en puissance de l'impulsion principale est progressive. Pendant plusieurs nanosecondes, la puissance laser reste à des valeurs modérées ($P < 5 \text{ TW}$).

Dans ces régimes de faibles intensités laser, la taille de la zone de conduction est plus faible et des longueurs d'ondes stables à haute intensité sont instables sous l'effet de l'ILD. Il est donc nécessaire d'étudier l'évolution du front d'ablation dans les premiers instants d'irradiation, avant que l'accélération de la cible n'entraîne la croissance exponentielle caractéristique de l'IRT. Afin d'étudier l'ILD au front d'ablation, une démarche complète de dimensionnement doit être menée. Des éléments analytiques ainsi que des simulations numériques doivent être étudiés dans le but de démontrer les effets de l'ILD dans des conditions similaires à celles rencontrées dans des expériences de FCI.

I.4.2 Organisation du manuscrit

Cette thèse présente de façon complémentaire des travaux théoriques validés par des simulations d'hydrodynamique. De ces études, une démarche expérimentale complète a été bâtie afin d'étudier les premiers instants de l'irradiation de cibles irradiées par laser et observer l'ILD au front d'ablation.

Le **chapitre II** présente le formalisme mathématique des équations d'Euler et leur application à la propagation d'un choc plan. L'IRT, l'IRM et l'ILD sont décrites dans leur configuration classique. Après avoir introduit la notion de front d'ablation à travers des lois d'échelle, les mécanismes stabilisants des trois instabilités au front d'ablation sont présentés. Une partie se consacre plus précisément à la résolution des équations hydrodynamiques dans les codes de simulations. Les schémas numériques ainsi que les équations

fluides multi-température sont décrits en détails et en particulier dans le cadre du code d'hydrodynamique radiative FLASH.

Le **chapitre III** du manuscrit présente le développement d'une plateforme expérimentale sur le NIF ayant pour objectif l'étude des instabilités hydrodynamiques ablatives sur de longues irradiations. Une première expérience sur des cibles de polystyrène CH modulées est présentée. Dans le régime d'irradiation où $kD_c > 1$, la chronologie du front d'ablation est reconstruite par des modèles théoriques et comparée aux résultats expérimentaux ainsi qu'aux résultats des simulations hydrodynamiques.

Le **chapitre IV** porte sur l'élaboration d'un modèle analytique décrivant la stabilité du système hydrodynamique avant mise en accélération de la cible dans les régimes LD ($kD_c < 1$) et RM ($kD_c > 1$). Les équations d'Euler sont linéarisées au premier ordre afin de décrire l'évolution des quantités perturbées de l'écoulement. L'algorithme de résolution du système est explicité et la relation de dispersion numérique analysée. Les résultats du modèle sont ensuite comparés au code de simulation FLASH et aux modèles déjà existants. On se sert alors des résultats du modèle et de FLASH pour explorer les paramètres laser/cible pertinents pour l'observation de l'ILD.

Le **chapitre V** expose l'étude expérimentale d'étude de l'instabilité de Landau-Darrieus ablative en régime plasma. Deux expériences préliminaires sont conduites sur le laser OMEGA-EP afin de caractériser les cibles utilisées ensuite sur le NIF pour la détection de l'ILD. Enfin, une expérience est conduite sur le NIF, où on obtient les premiers résultats de la signature de l'instabilité de Landau-Darrieus ablative.

Le **chapitre VI** conclut l'ensemble des travaux présentés dans le manuscrit.

Pour finir, le **chapitre VII** est consacré à une discussion critique sur l'ensemble des résultats de la thèse ainsi que des pistes de développements futurs.

Chapitre II

Instabilités hydrodynamiques

Plan du chapitre

II.1	Description des écoulements fluides	25
II.1.1	Équations d'Euler	25
II.1.2	Cas de la propagation d'un choc plan	26
II.1.3	Effet des perturbations sur la stabilité du système	29
II.2	Instabilités hydrodynamiques classiques	29
II.2.1	Instabilité de Rayleigh-Taylor	30
II.2.1.1	Phase linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor : exemple de traitement perturbatif des équations fluides	30
II.2.1.2	Phase non linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor	33
II.2.2	Instabilité de Richtmyer-Meshkov	33
II.2.3	Instabilité de Landau-Darrieus	35
II.3	Phénoménologie des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation	37
II.3.1	Mécanisme d'ablation laser et lois d'échelle en attaque directe	37
II.3.2	Instabilités hydrodynamiques ablatives	39
II.3.2.1	Instabilité de Rayleigh-Taylor ablative	40
II.3.2.2	Instabilité de Richtmyer-Meshkov ablative	41
II.3.2.3	Analogie du front d'ablation avec les flammes : insta- bilité de Landau-Darrieus ablative	42
II.4	Description des codes d'hydrodynamique radiative	44
II.4.1	Utilisation des codes en fusion par confinement inertiel	44
II.4.2	Équations d'Euler dans les codes d'hydrodynamique	46
II.4.2.1	Pseudo-viscosité	46
II.4.2.2	Modèle multi-températures	47
II.4.2.3	Équations d'état bi-température	48
II.4.3	Description des termes sources	48
II.4.3.1	Propagation laser	48
II.4.3.2	Mécanisme d'absorption	50
II.4.3.3	Transfert radiatif et opacités	51
II.4.3.4	Conduction thermique	53
II.4.3.5	Terme d'échange thermique électron/ion	53

II.5	Description du code FLASH	53
II.5.1	Présentation du code	54
II.5.2	Schéma hydrodynamique	55
II.5.3	Modèle de conduction	57
II.5.4	Équations d'état et opacités	57

Dans ce chapitre, nous introduisons des notions théoriques et expérimentales sur les instabilités hydrodynamiques étudiées dans la thèse. Le mécanisme d’ablation laser en attaque directe est ensuite présenté au lecteur. Cette partie introduit l’effet de l’ablation sur les instabilités hydrodynamiques. Afin de dresser un cadre au reste du manuscrit, les travaux analytiques et expérimentaux les plus récents sont présentés. Dans un deuxième temps, une attention particulière est apportée à la description des codes d’hydrodynamique radiative, outils indispensables à l’étude des instabilités hydrodynamiques. Le formalisme mathématique des mécanismes physiques décrits dans les codes est présenté. En particulier, une description précise du code d’hydrodynamique radiative FLASH utilisé dans le reste de la thèse est présentée.

II.1 Description des écoulements fluides

Dans la suite, les plasmas sont en première approximation supposés non visqueux et mono-fluide afin de simplifier le traitement mathématique des équations. Comme présenté en introduction dans la section I.1, les écoulements fluides non visqueux sont décrits mathématiquement par les équations d’Euler.

II.1.1 Équations d’Euler

Au cours d’une expérience de FCI, la cible subit de nombreux changements d’état. Lorsque le laser interagit avec la cible solide, ses couches externes se vaporisent et se ionisent pour former une couronne plasma autour de la cible. A des intensités laser modérées ($< 1 \times 10^{17} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$), le champ laser n’est pas suffisamment intense pour accélérer les particules à des vitesses relativistes. Une description hydrodynamique non relativiste du plasma est alors possible et les quantités thermodynamiques macroscopiques (température, pression, densité et vitesse moyenne) sont définies. Pour supposer un équilibre thermodynamique local, le libre parcours moyen ainsi que les temps entre deux collisions de particules doivent être suffisamment faibles devant les échelles spatiales et temporelles caractéristiques du plasma. Au voisinage de la cible, les libres parcours moyens sont de l’ordre de 10^{-7} m et le temps entre collisions de 10^{-12} s [72], tous deux très faibles devant les tailles caractéristiques des plasmas FCI de l’ordre du millimètre et des temps d’implosions de quelques dizaines de nanosecondes.

Considérons la conservation de la quantité scalaire X entraînée à la vitesse \mathbf{v} en présence d’éventuels termes sources S . La loi de conservation de X s’écrit comme la somme de sa dérivée temporelle et d’un flux d’advection :

$$\frac{DX}{Dt} + \mathbf{v} \cdot \nabla X = S \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rightarrow \quad \frac{\partial X}{\partial t} + \nabla \cdot (X\mathbf{v}) = S. \quad (\text{II.1})$$

Dans le cas d’un fluide libre soumis à aucune force extérieure, la loi de conservation (II.1) se décline pour la masse volumique ρ , la quantité de mouvement p et la densité d’énergie

totale e , formant le système des équations d'Euler :

$$\text{masse :} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (\text{II.2a})$$

$$\text{quantité de mouvement :} \quad \frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla p = 0, \quad (\text{II.2b})$$

$$\text{nergie :} \quad \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{v}) + \nabla \cdot (p \mathbf{v}) = 0. \quad (\text{II.2c})$$

L'équation sur la densité d'énergie totale (II.2c) peut être réécrite pour la densité d'énergie interne ϵ puisque $e = \epsilon + 1/2 \mathbf{v}^2$:

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon \mathbf{v}) + p \nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (\text{II.3})$$

En 2 dimensions, les quatre équations fluides scalaires (II.2) et (II.3) présentent cinq quantités inconnues : la densité fluide ρ , les composantes du vecteur vitesse v_x et v_y , la pression fluide p et l'énergie interne ϵ . L'ajout d'une équation supplémentaire est nécessaire pour relier les quantités thermodynamiques et résoudre entièrement le système. Cette équation est l'équation d'état du matériau étudié. Pour un plasma, l'équation des gaz parfaits est en première approximation valable dans l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma s'exprimant comme $n_e = Z n_i$ où n_e et n_i sont respectivement les densités électroniques et ioniques et Z le numéro atomique. Cette hypothèse est vérifiée lorsque la longueur d'écrantage de Debye est suffisamment faible devant la taille caractéristique du plasma [73]. On rappelle ici la loi des gaz parfaits :

$$p = n_p k_B T \quad \Leftrightarrow \quad \epsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)}, \quad (\text{II.4})$$

où n_p est la densité de particules, k_B la constante de Boltzmann et $\gamma = c_p/c_v$ est le coefficient de Laplace. $c_{p,v}$ sont les capacités thermiques massiques à pression et volume constants. Pour un gaz parfait monoatomique, les capacités thermiques massiques et le coefficient de Laplace valent $c_v = (3/2)k_B$, $c_p = (5/2)k_B$ et $\gamma = 5/3$.

Pour les plasmas FCI, l'hypothèse de quasi neutralité n'est pas nécessairement valable pour un plasma décrit comme un fluide mono-température. La longueur de Debye du plasma de détente en face avant de la cible est de l'ordre de 10^{-7} m, faible devant les longueurs caractéristiques millimétrique de la couronne plasma mais proche des longueurs micrométriques de la zone de conduction. Pour une description plus détaillée du plasma, le raffinement dans la description de sa structure interne ainsi que ses interactions avec son environnement sont traduites dans les équations d'Euler modifiées par l'ajout de termes sources détaillés dans les codes de simulation multi-physique.

II.1.2 Cas de la propagation d'un choc plan

Fondamentale en FCI, la propagation de chocs dans les couches concentriques de la cible sont à l'origine du phénomène de compression et de mise en accélération centripète de l'ensemble de la cible. L'étude de la propagation 1D d'un choc est un cas intéressant d'application des équations d'Euler. Fortement irréversible, la propagation d'un choc est un processus qui génère de l'entropie dans le milieu traversé. L'échauffement du matériau

résultant détériore la qualité de sa compression. C'est pour cela qu'une attention toute particulière est portée à la mise en forme temporelle de la puissance laser afin d'optimiser la dynamique des chocs successifs lancés dans la cible et maintenir de faibles entropies en se rapprochant au mieux d'un comportement isentropique (voir Fig. II.1).

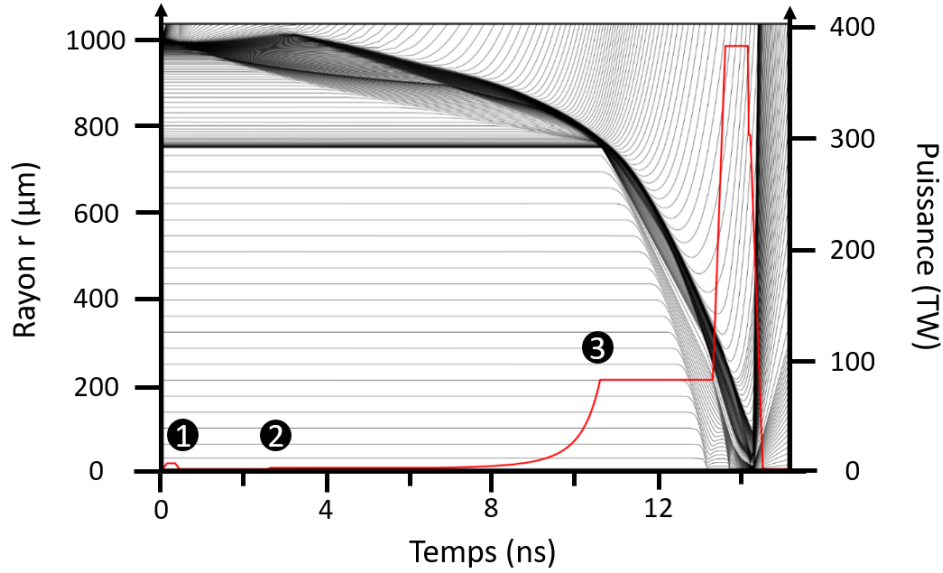


FIGURE II.1: Diagramme de marche (noir) et loi de puissance laser (rouge) calculés par le code CHIC en géométrie 1D sphérique. Les trois chocs numérotés sont générés par les montées en puissance de l'impulsion laser. Leur timing est optimisé de sorte à comprimer la cible le plus efficacement possible pour atteindre les conditions d'allumage [74].

Fondamentalement, un choc est une surface immatérielle de discontinuité des quantités hydrodynamiques qui se propage localement à une vitesse supérieure à la vitesse du son dans le milieu. Pour le caractériser, le nombre de Mach M_s est défini comme le rapport v_s/c_s où v_s est la vitesse du front de choc dans le référentiel du laboratoire et c_s la vitesse du son dans le milieu de propagation. Ainsi $M_s < 1$ caractérise une onde sonore de compression subsonique tandis que $M_s > 1$ caractérise une onde de choc (voir Fig. II.2).

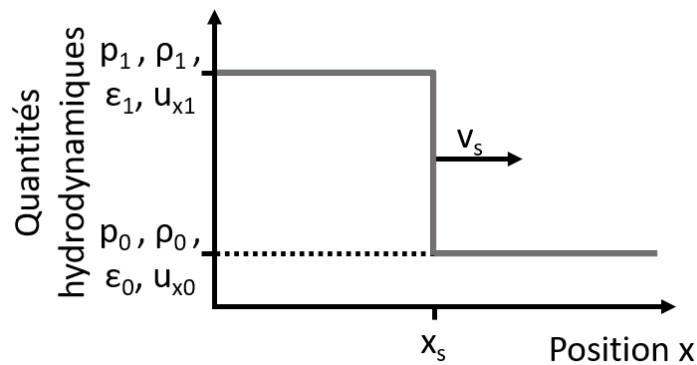


FIGURE II.2: Schéma de principe de propagation d'un choc plan. Les relations entre les quantités en amont et en aval du front de choc sont données par les conditions de saut.

Dans le référentiel lié au choc, les relations entre les quantités en amont du choc $\rho_0, p_0, u_{x0} = v_{x0} - v_s$ et l'énergie interne ϵ_0 ainsi que celles en aval du choc $\rho_1, p_1, u_{x1} = v_{x1} - v_s$ et ϵ_1 sont déterminées grâce aux équations d'Euler stationnaires 1D :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) = 0, \quad (\text{II.5a})$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x v_x) + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (\text{II.5b})$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho e v_x) + \frac{\partial}{\partial x}(p v_x) = 0. \quad (\text{II.5c})$$

Ces équations restent aussi valables dans le cas de la propagation dans un milieu solide si l'on néglige le tenseur de contrainte élastico-plastique dans l'équation de la quantité de mouvement. De part et d'autre du choc, l'intégration des équations (II.5) donne les équations de saut aussi appelées relations de Rankine-Hugoniot écrites dans le référentiel du choc en mouvement [75] :

$$\rho_0 u_{x0} = \rho_1 u_{x1}, \quad (\text{II.6a})$$

$$\rho_0 u_{x0}^2 + p_0 = \rho_1 u_{x1}^2 + p_1, \quad (\text{II.6b})$$

$$e_0 + \frac{p_0}{\rho_0} = e_1 + \frac{p_1}{\rho_1}, \quad (\text{II.6c})$$

où l'équation de saut de l'énergie (II.6c) peut être ré-exprimée selon l'énergie interne :

$$\epsilon_0 + \frac{u_{x0}^2}{2} + \frac{p_0}{\rho_0} = \epsilon_1 + \frac{u_{x1}^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_1}. \quad (\text{II.7})$$

Les équations (II.6a) et (II.7) se ré-écrivent aussi comme :

$$\rho_0^2 u_{x0}^2 = \rho_1^2 u_{x1}^2 = \frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0} \rho_1 \rho_0, \quad (\text{II.8a})$$

$$\epsilon_1 - \epsilon_0 = \frac{(p_1 + p_0)(\rho_1 - \rho_0)}{2\rho_1\rho_0}. \quad (\text{II.8b})$$

Pour un gaz parfait où $p = (\gamma - 1)\rho\epsilon$, l'équation (II.8b) permet d'exprimer le taux de compression :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)p_1 + (\gamma - 1)p_0}{(\gamma + 1)p_0 + (\gamma - 1)p_1}. \quad (\text{II.9})$$

Dans l'hypothèse d'un choc fort ($p_1 \gg p_0$), l'équation (II.9) se réduit à :

$$\left. \frac{\rho_1}{\rho_0} \right|_{fort} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}. \quad (\text{II.10})$$

Le facteur de compression d'un gaz parfait monoatomique ($\gamma = 5/3$) ne peut donc excéder 4. Pour un gaz parfait diatomique ($\gamma = 7/5$), l'équation (II.10) donne un facteur maximal de compression de 6. Dans ces conditions, et en supposant que le fluide est au repos à l'instant initial dans le référentiel du laboratoire ($v_0 = 0 \text{ } \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$), la vitesse du front de choc v_s se déduit des relations (II.8a) et (II.10) :

$$v_s = \sqrt{\frac{(\gamma + 1)p_1}{2\rho_0}}. \quad (\text{II.11})$$

Un choc hydrodynamique est donc une onde se propageant à une vitesse supersonique dans un milieu laissant derrière lui de la matière en surpression et comprimée ($p_1 > p_0$ et $\rho_1 > \rho_0$). Tous ces calculs sont valables dans la situation inverse, ($p_1 < p_0$ et $\rho_1 < \rho_0$). Cette configuration est relative à la propagation d'une onde de raréfaction. Cependant, les équations précédentes induisent que dans le cas de l'onde de raréfaction, la variation d'entropie à travers l'interface est négative ce qui viole le deuxième principe de la thermodynamique. Une onde de raréfaction ne peut donc pas être modélisée comme une discontinuité.

II.1.3 Effet des perturbations sur la stabilité du système

De par la présence des termes d'advection $\nabla \cdot \mathcal{F}$ où $\mathcal{F} = [\rho\mathbf{v}; \rho\mathbf{v}\mathbf{v}; \rho e\mathbf{v}]$, les équations d'Euler sont non linéaires et propices au développement d'instabilités. Analysons l'effet de modulations perturbatives transverses sur la stabilité des équations d'Euler [76]. L'étude analytique des instabilités hydrodynamiques consiste en la dérivation de la relation de dispersion, autrement dit la relation entre le taux de croissance temporel σ et les modes spatiaux k de l'interface. Afin de réduire la complexité du problème et de s'affranchir des effets de convergence, les cibles utilisées pour l'étude fondamentale des instabilités sont planes dans notre cas. Dans la limite des grands rayons de courbure, cette approximation est aussi valide pour le cas des cibles sphériques. Le traitement perturbatif des équations fluides consiste à décrire chaque quantité scalaire X comme la somme d'une quantité moyenne stationnaire 1D X_0 et d'un terme perturbatif de faible amplitude 2D dépendant du temps \tilde{X} :

$$X(x, y, t) = X_0(x) + \tilde{X}(x, y, t) \quad \text{o} \quad \tilde{X}(x, y, t) \ll X_0(x). \quad (\text{II.12})$$

La quantité moyenne $X_0(x)$ est solution des équations d'Euler stationnaires 1D. La quantité perturbée $\tilde{X}(x, y, t)$ vérifie les équations d'Euler 2D dépendantes du temps linéarisées au premier ordre. Elle est décomposée dans l'espace de Fourier sous la forme :

$$\tilde{X}(x, y, t) = \hat{X}(x)e^{\sigma t +iky}, \quad (\text{II.13})$$

où $\hat{X}(x)$ est une amplitude, k le mode d'interface et σ le taux de croissance de l'instabilité étudiée.

De cette manière, l'amplitude η de l'interface peut être décomposée dans l'espace de Fourier comme étant la somme de la contribution de tous les modes k :

$$\eta(x, y, t) = \sum_k \hat{\eta}(x)e^{\sigma t +iky}. \quad (\text{II.14})$$

Toute phase linéaire et instable peut être décrite dans ce formalisme mathématique. La différence de traitement des instabilités réside dans le choix des termes sources à prendre en considération dans les équations d'Euler et dans les conditions aux bords. Cette méthode sera explicitée dans le cas du développement du nouveau modèle analytique.

II.2 Instabilités hydrodynamiques classiques

Les instabilités hydrodynamiques sont d'abord présentées dans leur configuration « classique » et leur formalisme original.

II.2.1 Instabilité de Rayleigh-Taylor

L'instabilité de Rayleigh-Taylor, du nom des deux premiers scientifiques l'ayant identifiée et mise en équation, est un phénomène instable caractéristique de la mécanique des fluides (voir Fig. II.3).

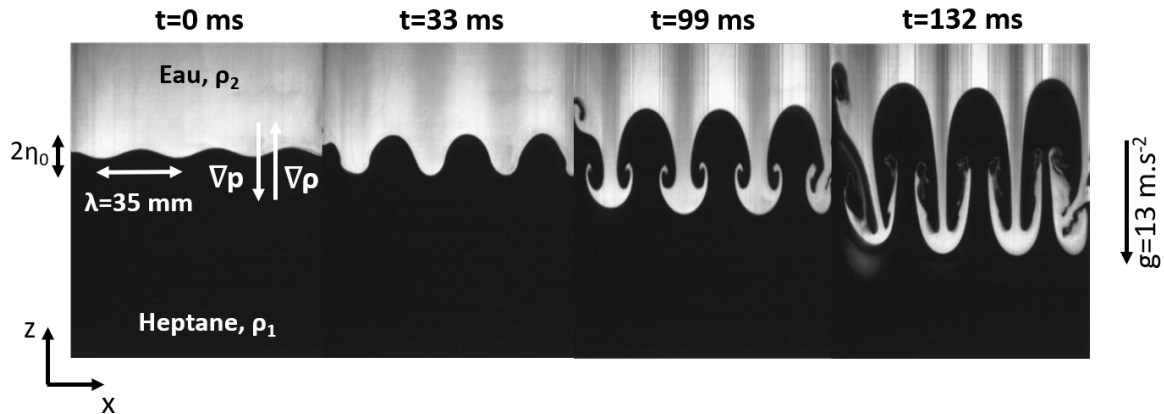


FIGURE II.3: Imagerie par fluorescence laser de l'évolution d'une interface sinusoïdale $\lambda = 35 \text{ mm}$ soumise à une accélération de $13.13 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$. Le fluide lourd est de l'eau salée ($\rho_2 = 997 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$) accélérée par de l'heptane ($\rho_1 = 684 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$) [77].

En 1882, Lord Rayleigh met en évidence ce mécanisme remarquable que le système composé de deux fluides de densités différentes tend à minimiser son énergie potentielle [78]. L'interface séparant un fluide lourd de densité ρ_2 d'un fluide léger de densité ρ_1 est instable dans le champ de pesanteur terrestre g lorsque le fluide lourd surplombe le fluide léger. Soixante huit ans plus tard, G.I Taylor étend cette notion et conclut que l'interface entre les deux fluides est instable dans un champ d'accélération lorsque le fluide léger accélère le fluide lourd [79], soit lorsque le gradient de densité est opposé au gradient de pression.

Au cours du temps, l'instabilité se développe et la géométrie de l'interface évolue selon les mouvements fluides et leur interpénétration mutuelle (voir Fig. II.3). Sur ces images, les différents régimes temporels de l'instabilité sont représentés. Pendant 33 ms d'évolution du système, l'instabilité est dans un régime linéaire. La structure initiale est conservée mais l'amplitude de la modulation croît. Après 99 ms, des pics de fluide lourd pénètrent dans le fluide léger. Le fluide léger forme à l'opposé des bulles dans le fluide lourd. Ces structures sont caractéristiques de l'atteinte du régime non linéaire. Après 132 ms, les structures interagissent entre elles amplifiant davantage les effets dus à la vorticité. Le système évolue vers un stade turbulent caractérisé par des dynamiques hautement non linéaires.

II.2.1.1 Phase linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor : exemple de traitement perturbatif des équations fluides

La phase linéaire de l'instabilité peut être traitée selon un développement perturbatif des équations fluides énoncé à la section II.1.3 [80, 76]. Considérons la configuration représentée sur la figure II.3 où deux fluides superposés et non miscibles de densités ρ_1 et ρ_2 sont séparés par une interface en $z = 0$. Par souci de simplicité, nous étudierons la situation

à une dimension où $\rho = \rho(z)$ et $p = p(z)$, z étant la coordonnée verticale. Nous émettons les hypothèses que les fluides sont non visqueux et que leur écoulement est incompressible. Le champ de vitesse \mathbf{v} vérifie alors $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$. Ces hypothèses sont fortement restrictives mais permettent d'appréhender facilement les mécanismes en jeu lors du développement de l'instabilité. On rappelle les équations de conservation de la masse (II.2a) et de la quantité de mouvement (II.2b) vérifiées de part et d'autre de l'interface pour le système soumis au champ de gravité \mathbf{g} :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (\text{II.15a})$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla p - \rho \mathbf{g} = 0. \quad (\text{II.15b})$$

Si on considère maintenant le système perturbé, les quantités physiques s'écrivent comme la somme d'une quantité moyenne X_0 et d'une quantité perturbée \tilde{X} :

$$X(x, z, t) = X_0(z) + \tilde{X}(x, z, t), \quad \text{où } \tilde{X}(x, z, t) \ll X_0(z). \quad (\text{II.16})$$

Dans le cadre des hypothèses, les équations (II.15) scalaires linéarisées à l'ordre 1 s'écrivent :

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \tilde{v}_z \frac{d\rho_0}{dz} = 0, \quad (\text{II.17a})$$

$$\rho_0 \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} = 0, \quad (\text{II.17b})$$

$$\rho_0 \frac{\partial \tilde{v}_z}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} + \tilde{\rho} g = 0. \quad (\text{II.17c})$$

Les quantités perturbées se réécrivent dans l'espace de Fourier selon la forme :

$$\tilde{X}(x, z, t) = \hat{X}(z) e^{\sigma t + ikx}. \quad (\text{II.18})$$

où le nombre d'onde k et le taux de croissance σ sont constants.

Les équations (II.17) se réécrivent alors :

$$\sigma \hat{\rho} + \hat{v}_z \frac{d\rho_0}{dz} = 0, \quad (\text{II.19a})$$

$$\sigma \rho_0 \hat{v}_x + ik \hat{p} = 0, \quad (\text{II.19b})$$

$$\sigma \rho_0 \hat{v}_z + \frac{d\hat{p}}{dz} + \hat{\rho} g = 0, \quad (\text{II.19c})$$

$$\frac{d\hat{v}_z}{dz} + ik \hat{v}_x = 0, \quad (\text{II.19d})$$

où (II.19d) est l'hypothèse d'incompressibilité dans l'espace de Fourier.

L'équation (II.19b) multipliée par $-ik$ se réécrit grâce à l'équation (II.19d) et les équations (II.19a) et (II.19c) se combinent :

$$\sigma \rho_0 \frac{d\hat{v}_z}{dz} + k^2 \hat{p} = 0, \quad (\text{II.20})$$

$$\frac{d\hat{p}}{dz} = \frac{\hat{v}_z g d\rho_0}{\sigma dz} - \sigma \rho_0 \hat{v}_z. \quad (\text{II.21})$$

Finalement, on élimine les termes en \hat{p} entre les deux équations pour donner :

$$\frac{d}{dz} \left(\sigma \rho_0 \frac{d\hat{v}_z}{dz} \right) + k^2 \left(\frac{g d\rho_0}{\sigma dz} - \sigma \rho_0 \right) \hat{v}_z = 0. \quad (\text{II.22})$$

Dans le cas où la densité est homogène de part et d'autre de l'interface, $d_z \rho_0 = 0$ et l'équation (II.22) se simplifie :

$$\frac{d^2 \hat{v}_z}{dz^2} - k^2 \hat{v}_z = 0. \quad (\text{II.23})$$

L'équation (II.23) admet des solutions du type :

$$\hat{v}_z = \mathcal{A}_+ e^{+kz} + \mathcal{A}_- e^{-kz}, \quad (\text{II.24})$$

où \mathcal{A}_+ et \mathcal{A}_- sont des constantes d'intégration à déterminer.

Or, la composante normale de la vitesse doit s'annuler à l'infini et être continue à l'interface ($z = 0$) ce qui implique que $\mathcal{A}_+ = \mathcal{A}_- = \hat{v}_{z,\text{int}}$. Il vient :

$$\hat{v}_z(z) = \begin{cases} \hat{v}_{z1}(z) = \hat{v}_{z,\text{int}} e^{+kz} & \text{pour } z \in \text{fluide1 } (z > 0), \\ \hat{v}_{z2}(z) = \hat{v}_{z,\text{int}} e^{-kz} & \text{pour } z \in \text{fluide2 } (z < 0). \end{cases} \quad (\text{II.25})$$

Aussi, l'interface vérifie une équation du type (II.22) dans le cas où la tension de surface est négligée :

$$\left[\frac{d}{dz} \left(\sigma \rho_0 \frac{d\hat{v}_z}{dz} \right) \Big|_{z=0} + k^2 \left(\frac{g d\rho_0}{\sigma dz} \Big|_{z=0} - \sigma \rho_0 \right) \hat{v}_{z,\text{int}} \right]_1^2 = 0, \quad (\text{II.26})$$

où l'opérateur $[f]_1^2 = f|_2 - f|_1$ d'une quantité f calcule la différence de la quantité f évaluée de part et d'autre de l'interface.

On réécrit l'équation (II.26) ce qui donne :

$$\rho_2 \frac{d\hat{v}_{z2}}{dz} \Big|_{z=0} - \rho_1 \frac{d\hat{v}_{z1}}{dz} \Big|_{z=0} + \frac{k^2 \hat{v}_{z,\text{int}} g}{\sigma^2} (\rho_2 - \rho_1) = 0, \quad (\text{II.27})$$

que l'on détaille avec les expressions de \hat{v}_{z1} et \hat{v}_{z2} données par le système (II.25) pour donner l'expression du taux de croissance de l'instabilité :

$$\sigma = \pm \sqrt{A_t g k}, \quad (\text{II.28})$$

où $A_t = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$ est le nombre d'Atwood sans dimension qui définit le contraste de densité à l'interface.

Lorsque $\rho_1 > \rho_2$, $A_t < 0$ et σ est imaginaire. L'interface est stable. Ayant considéré des fluides parfaits dans les équations d'Euler, aucun phénomène dissipatif tend à dissiper l'énergie et provoquer la diminution d'amplitude de la modulation, on observe alors des oscillations caractéristiques d'ondes de gravité.

Lorsque $\rho_2 > \rho_1$, $A_t > 0$ et σ est un nombre réel. Dans cette configuration, l'amplitude de la perturbation suit une croissance exponentielle. L'amplitude de l'interface diverge lorsque $\lambda \rightarrow 0$. En réalité, les effets stabilisants de la viscosité et de la tension de surface sont à prendre en compte pour les petites longueurs d'onde. A égalité des densités ($A_t = 0$), aucun évolution de l'interface n'est visible.

II.2.1.2 Phase non linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor

Lorsque l'amplitude de la modulation devient de l'ordre de $\sim 10\%$ de la longueur d'onde, l'instabilité rentre dans une phase faiblement non linéaire. Des structures en forme de champignons apparaissent sous l'effet de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (IKH) au stade fortement linéaire [81]. La saturation de Haan est atteinte [82] :

$$\eta_{\text{sat}}(t) = \eta_{\text{lin}}(t_{\text{sat}}) \left(1 + \ln \left(\frac{\eta_{\text{lin}}(t)}{\eta_{\text{lin}}(t_{\text{sat}})} \right) \right), \quad (\text{II.29})$$

où η_{lin} est l'amplitude calculée en régime linéaire par l'équation (II.28) et t_{sat} le temps de saturation pour lequel $\eta = 0.1\lambda$.

A des temps ultérieurs, le système rentre dans un régime turbulent lorsque les modulations interagissent entre elles latéralement et que l'énergie du système tend à se répartir sur une grande variété d'harmoniques. Les structures de l'interface évoluent selon un régime auto-semblable où bulles et pics sont en chute libre soumis uniquement à l'accélération de l'interface. La hauteur moyenne de bulle s'écrit :

$$h_B = \alpha_B A_t g t^2, \quad (\text{II.30})$$

où α_B est une constante comprise entre ~ 0.04 et ~ 0.08 . Le projet α -group [83] a concilié la différence observée entre les valeurs expérimentales de α_B et celles calculées dans les simulations numériques [84] en mettant en évidence la dépendance de la valeur de α_B aux conditions initiales. Au front d'ablation, la détermination de α_B reste un problème ouvert [85, 86].

II.2.2 Instabilité de Richtmyer-Meshkov

La partie II.1.2 décrivait la propagation 1D d'un choc hydrodynamique parfaitement plan et idéal. De manière plus réaliste, l'inhomogénéité du matériau dans lequel le choc se propage induit des distorsions structurelles du front de choc [87, 88]. Mise en équation en 1960 par Robert D. Richtmyer et observée expérimentalement par Evgeny E. Meshkov en 1972, l'instabilité de Richtmyer-Meshkov (IRM) [89] décrit l'évolution temporelle d'une interface modulée entre deux fluides de densités différentes traversée par un choc plan (voir Fig. II.4).

La figure II.4 représente schématiquement la configuration de l'interface modulée et du front de choc avant (t_1) et après (t_2) traversée de l'interface par le choc. Au temps t_1 , le choc se propage dans le milieu b à la vitesse incidente v_{si} . De part et d'autre du choc, les quantités fluides sont déterminées par les relations de Rankine-Hugoniot données dans la partie II.1.2. Au temps t_2 , l'impédance entre les deux matériaux et les lois de conservations sont vérifiées. Un premier choc est transmis de l'autre côté de l'interface et un choc réfléchi ou une onde de raréfaction se propage en sens opposé. Les auteurs de la référence [90] présentent selon la force du choc et le nombre d'Atwood A_t quelles sont les configurations propices à la génération d'une onde de choc réfléchi ou d'une onde de raréfaction. Le choc transmis à travers l'interface oscille et son amplitude η_s s'atténue selon la forme [91, 92] :

$$\frac{\eta_s(t > t_{\text{cross}})}{\eta_{s0}} = \frac{\sin(kc_1 t)}{kc_1 t}, \quad (\text{II.31})$$

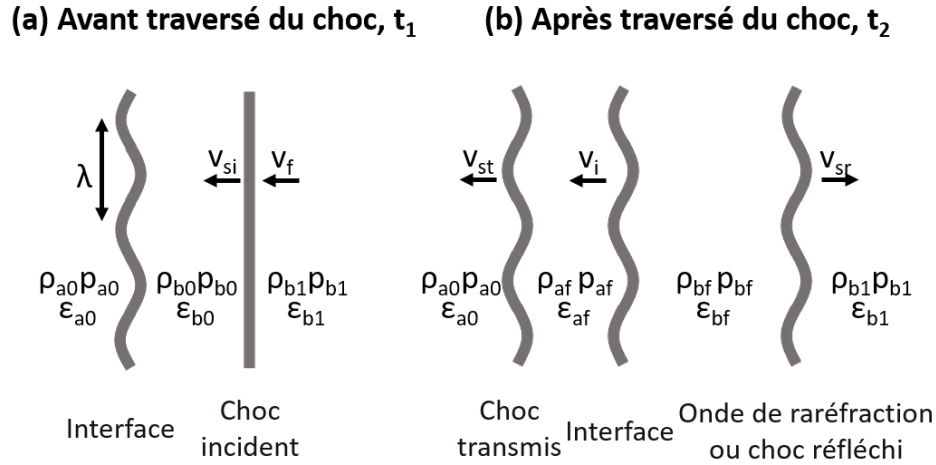


FIGURE II.4: Schéma de principe de l'IRM. Les temps t_1 (a) et t_2 (b) correspondent respectivement aux temps avant et après traversée de l'interface modulée par le choc. ρ_{xy} , p_{xy} et ϵ_{xy} sont respectivement la densité, la pression fluide, et la densité d'énergie interne. L'indice x correspond au type de fluide considéré, l'indice y à l'état du fluide. v_{si} , v_{st} , v_{sr} sont respectivement les vitesses du choc incident, transmis et réfléchis. v_f est la vitesse post-choc du fluide b . v_i est la vitesse induite de l'interface après traversée du choc.

où $c_1 = \sqrt{\gamma p_{af} / \rho_{af}}$ est la vitesse du son dans le milieu séparant l'interface du choc transmis. η_{s0} est l'amplitude initiale de la modulation et t_{cross} est le temps correspondant à la traversée de l'interface par le choc.

L'évolution de l'interface modulée soumise à l'IRM a été étudiée dans de nombreuses configurations [93] y compris dans des expériences plasma [94] (voir Fig. II.5).

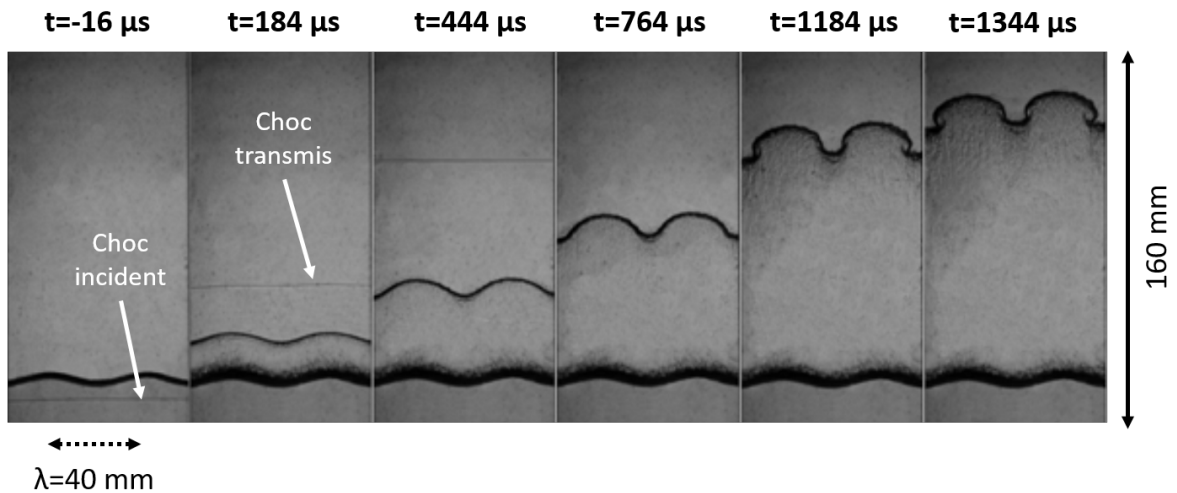


FIGURE II.5: Évolution d'une interface modulée monomode de longueur d'onde $40 \mu\text{m}$ et d'amplitude crête-à-crête $2 \mu\text{m}$ photographiée par strioscopie haute vitesse [93].

Le modèle historique développé par Richtmyer dit "à impulsion" dérive directement du traitement analytique par la méthode de linéarisation utilisée pour décrire l'IRT incom-

pressible en section II.2.1 [95] :

$$\frac{\eta(t > t_{\text{cross}})}{\eta_0} = kA_t v_i t. \quad (\text{II.32})$$

De ce fait, la validité d'un tel modèle est très restreinte pour décrire l'IRM où la discontinuité du choc possède un caractère fortement compressible [96]. Des développements récents ont exploré un modèle de vorticité convective en analysant l'évolution des composantes perturbatives de la vitesse fluide au voisinage de l'interface [97, 98, 99]. Lorsque l'amplitude de la modulation ne peut plus être négligée devant la longueur d'onde de la perturbation ($k\eta \sim 1$), des phénomènes non linéaires entrent en jeu et la génération d'harmoniques est observée. En régime non linéaire, la référence [100] décrit l'évolution de l'instabilité à l'aide d'un modèle de paquet d'ondes prenant compte des cas $A_t > 0$ et $A_t < 0$.

II.2.3 Instabilité de Landau-Darrieus

L'instabilité de Landau-Darrieus (ILD) a été prédite indépendamment par Georges J-M. Darrieus en 1938 et Lev Landau en 1944. Historiquement étudiée dans le domaine de la propagation de flammes laminaires, elle se manifeste au front de la flamme, siège de l'expansion thermique du matériau brûlé. La déformation des lignes de courant au passage du front de flamme perturbé tend à accroître davantage la perturbation (voir Fig. II.6).

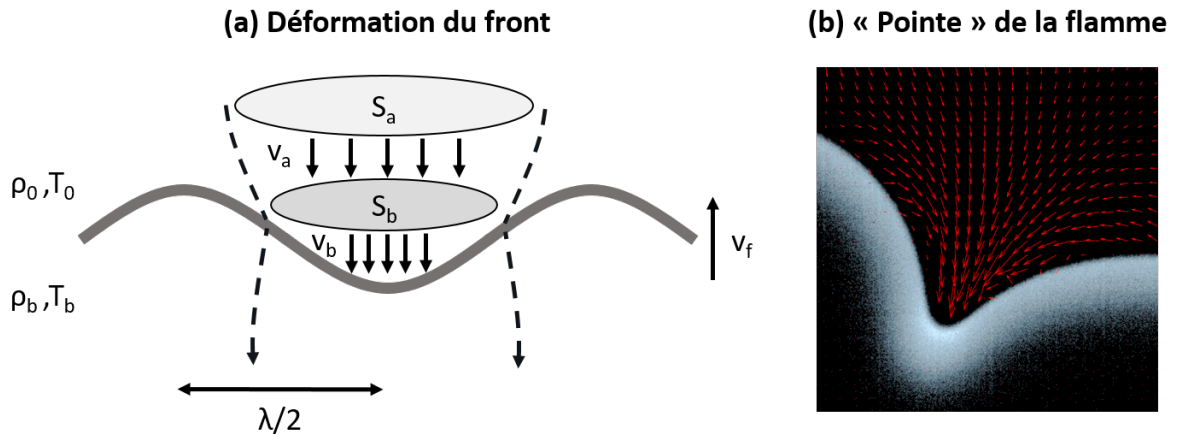


FIGURE II.6: (a) Schéma de principe de l'ILD. ρ_0 , T_0 et ρ_b , T_b sont respectivement les densités et températures du matériau froid et du matériau brûlé. λ est la longueur d'onde de la perturbation. S_a , v_a et S_b , v_b sont respectivement la surface du tube de courant et la vitesse fluide dans le référentiel du front de flamme à une position éloignée et au voisinage du front. v_f est la vitesse du front de flamme. (b) Carte expérimentale du champ de vitesse au voisinage d'une flamme Propane-air [101].

La conservation de la masse étant vérifiée de part et d'autre du front en régime stationnaire :

$$\rho_0 v_a S_a = \rho_b v_b S_b \quad \text{avec} \quad S_a > S_b, \quad (\text{II.33})$$

où $S_{a,b}$ forment les surfaces recouvertes par les tubes de courant loin en amont et au voisinage du front de flamme. Les vitesses $v_{a,b}$ sont les vitesses fluides relatives. On en

déduit donc que, $v_b > v_a$. La situation est opposée du côté du pic de la modulation. L'étirement résultant du front de flamme est à l'origine du développement de l'instabilité. Les travaux de Landau [102] l'ont mené à définir un taux de croissance dans la limite d'un front sans épaisseur progressant à la vitesse v_f constante :

$$\sigma = \mathcal{C}k v_f, \quad \text{avec} \quad \mathcal{C} = \frac{\sqrt{R^3 + R^2 - R} - R}{R + 1} \quad \text{et} \quad R = \frac{T_b}{T_0}. \quad (\text{II.34})$$

Pour un front de flamme infiniment fin, le taux de croissance donné par la forme (II.34) indique que tous les modes de décomposition de l'interface sont instables. Le taux de croissance est proportionnel au mode k signifiant que les grands modes (petites longueurs d'ondes) croissent plus rapidement (voir Fig. II.7).

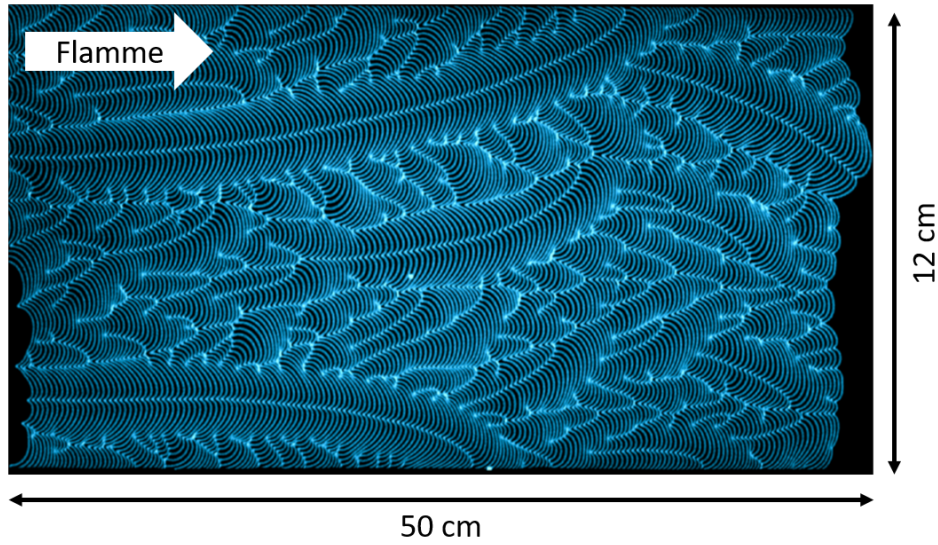


FIGURE II.7: Images superposées de la propagation d'une flamme pré-mélangée propane-air en proportion stoechiométrique dans une cellule de Hele-Shaw (entre deux plaques parallèles séparées de 5 mm). La flamme se propage de gauche à droite. La vitesse d'acquisition de la caméra est de 100 images/s [103].

Cependant, les observations expérimentales ne mettent pas en évidence une croissance pour tous les modes de décomposition de l'interface [103, 69]. L'introduction du nombre de Markstein traduisant les effets thermiques dans l'épaisseur de la flamme a permis le raffinement du modèle analytique de Landau [104]. D'autres modèles décrivent de manière plus fidèle les mécanismes réels en introduisant la dépendance en température de la conductivité thermique et une potentielle accélération du front de flamme [105].

Ces développements analytiques ont mis en évidence que dans le cas d'un front de flamme épais, seuls les longueurs d'ondes plus grandes que l'épaisseur de la flamme sont instables. Les autres modes sont lissés par effets thermiques. Cette condition d'instabilité exprimée par le produit $kD_{f,c}$ sera un paramètre clé tout au long de la thèse. Nous verrons par la suite l'analogie des flammes au front d'ablation.

II.3 Phénoménologie des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation

En FCI, le front d'ablation séparant le plasma de la cible en cours d'irradiation peut être modélisé comme une interface particulière dont l'évolution est contrainte par le développement d'instabilités hydrodynamiques.

II.3.1 Mécanisme d'ablation laser et lois d'échelle en attaque directe

Dans les premiers instants d'irradiation d'une cible solide par un laser de puissance ($I \in [10^{12} - 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}]$, $\lambda = 351 \text{ nm}$), le laser absorbé en surface chauffe jusqu'à ioniser la matière. La cible transite très rapidement ($\sim 50 \text{ ps}$) vers un état plasma. En réaction à la détente du plasma dans le vide, un choc hydrodynamique est généré et se propage dans le volume de la cible. Après quelques centaines de picosecondes, un régime quasi-permanent est atteint (voir Fig. II.8).

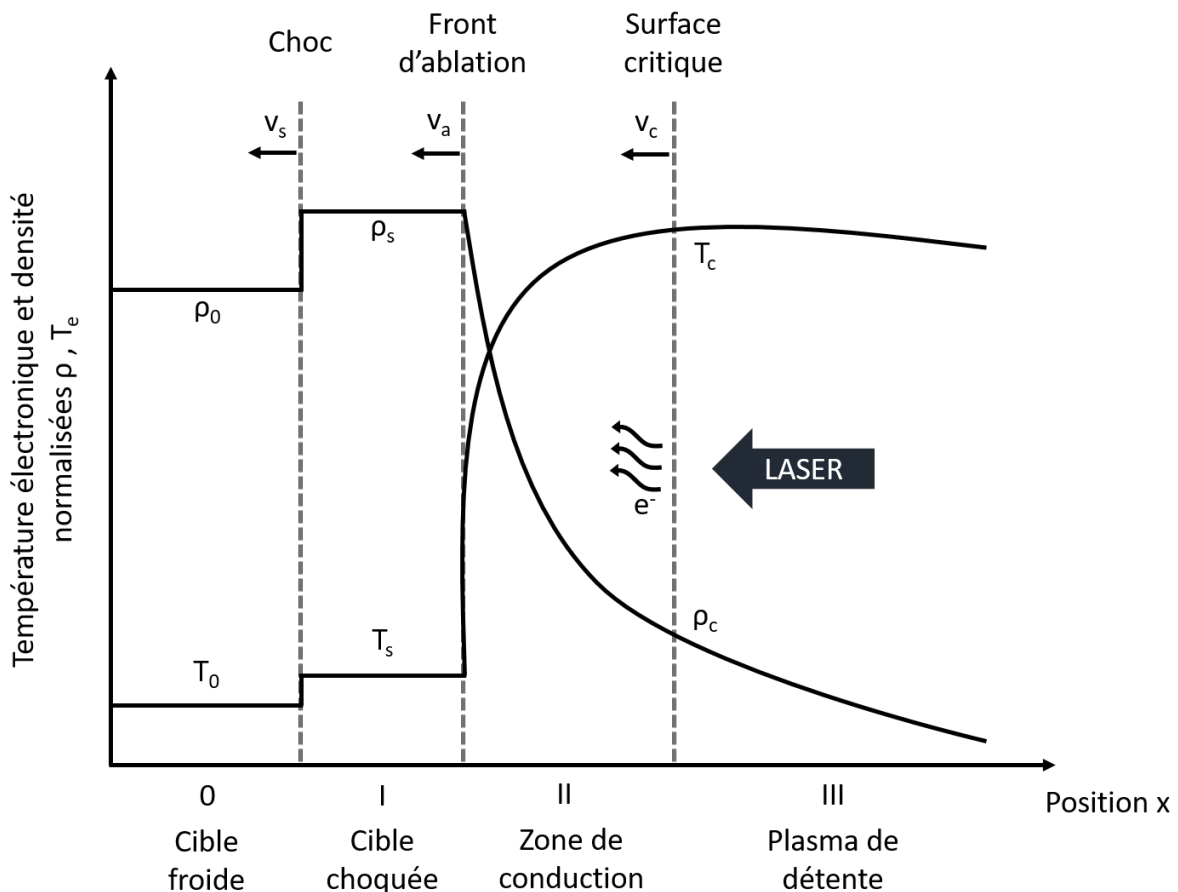


FIGURE II.8: Schéma 1D de l'irradiation stationnaire de la cible. Les zones 0, I, II et III représentent respectivement la cible froide, la cible choquée, la zone de conduction et le plasma sous-dense. Chacune de ces zones est séparée par une interface physique : le choc, le front d'ablation et la surface critique. Le laser se propage ici de la droite vers la gauche dans le sens des x décroissants.

Les quatre zones représentées sur la figure II.8 sont le siège de mécanismes physiques clés détaillés individuellement dans les pages suivantes. Dans la direction de propagation laser, la zone (III) dite sous-dense est le lieu de la propagation et de l'absorption laser dans le plasma de détente. Dans la zone (II) appelée zone de conduction, l'énergie laser convertie à la surface critique en énergie thermique électronique diffuse jusqu'au front d'ablation. La zone (I) représente le volume de matériau comprimé par le passage du choc. La zone (0) est la cible froide.

Lorsque le régime stationnaire est atteint, des lois d'échelles reliant tous les processus physiques en jeu peuvent être établies [106]. Dans ces régimes d'intensité, l'approximation d'un écoulement du type Chapman-Jouguet analogue à une déflagration est généralement valable [107]. Dans ce type d'écoulement, l'expansion du plasma dans le vide est caractérisée par la propagation d'une onde de raréfaction isotherme en équilibre avec la pression d'ablation. La surface critique se caractérise par la présence d'un point sonique, passage d'un régime subsonique à supersonique. Ainsi, la continuité des vitesses en ce point impose que $v_c = c_t$ où $c_t^2 = (\partial_\rho p)_T$ est la vitesse du son isotherme. Dans l'hypothèse où la totalité de l'énergie laser incidente est absorbée à la surface critique, la conversion du flux entre l'énergie laser et l'énergie thermique électronique s'écrit en une dimension comme :

$$I = K_{SH} T_c^{5/2} \left(\left. \frac{dT}{dx} \right|_{c^-} - \left. \frac{dT}{dx} \right|_{c^+} \right), \quad (\text{II.35})$$

où c^+ et c^- désignent respectivement le côté du laser et le côté la cible au voisinage de la surface critique.

Dans le cas d'un gaz parfait monoatomique ($\gamma = 5/3$), $c_p = \gamma \mathcal{R}_s / (\gamma - 1) = (5/2) \mathcal{R}_s$ et $c_t^2 = \mathcal{R}_s T_c$ où \mathcal{R}_s est la constante spécifique des gaz parfaits égale au rapport de la constante des gaz parfaits sur la masse molaire de l'élément chimique considéré. Du côté de la zone de conduction (c^-), le flux thermique électronique compense les flux enthalpiques et cinétiques :

$$K_{SH} T_c^{5/2} \left. \frac{dT}{dx} \right|_{c^-} = \underbrace{c_p T_c \rho_c v_c}_{\text{flux d'enthalpie}} + \underbrace{\frac{1}{2} v_c^2 \rho_c v_c}_{\text{flux cinétique}} \underset{(v_c=c_t)}{=} 3 \rho_c c_t^3. \quad (\text{II.36})$$

Du côté laser (c^+), le flux électronique thermique doit aussi compenser l'onde de raréfaction :

$$-K_{SH} T_c^{5/2} \left. \frac{dT}{dx} \right|_{c^+} = \rho_c v_c c_t^2 = \rho_c c_t^3. \quad (\text{II.37})$$

Finalement, l'équation (II.35) s'écrit avec l'aide des équations (II.36) et (II.37) :

$$I = 4 \rho_c c_t^3. \quad (\text{II.38})$$

On en déduit la loi d'échelle portant sur la température à la surface critique T_c :

$$T_c = \frac{1}{\mathcal{R}_s} \left(\frac{I}{4 \rho_c} \right)^{2/3}. \quad (\text{II.39})$$

La conservation de la quantité du mouvement stationnaire pour un gaz parfait permet d'exprimer les lois d'échelle sur la pression d'ablation p_a et le taux de masse ablaté m_a :

$$p_a = \rho_c v_c^2 + p_c = \rho_c v_c^2 + \mathcal{R}_s \rho_c T_c = 2\rho_c c_t^2, \quad (\text{II.40a})$$

$$m_a = \frac{p_a}{v_c} = 2\rho_c c_t. \quad (\text{II.40b})$$

La loi d'échelle concernant l'épaisseur de conduction est aussi dérivable. Si l'on considère l'équation (II.36) applicable dans l'ensemble du volume de la zone de conduction et que l'écoulement est subsonique, le flux cinétique peut être négligé. Le flux enthalpique est alors en équilibre avec le flux de conduction électronique :

$$K_{SH} T^{5/2} \frac{dT}{dx} = c_p T \rho v. \quad (\text{II.41})$$

Or la conservation de la masse à la surface critique impose que :

$$\rho v = \rho_c v_c = \rho_c c_t = \rho_c (\mathcal{R}_s T_c)^{1/2}. \quad (\text{II.42})$$

On en déduit à l'aide des équations (II.41) et (II.42) l'équation portant sur la température dans la zone de conduction en régime stationnaire :

$$K_{SH} T^{5/2} \frac{dT}{dx} = c_p T \rho_c (\mathcal{R}_s T_c)^{1/2}. \quad (\text{II.43})$$

L'intégration de l'équation (II.43), entre la position $x_c = 0$ de la surface critique de température T_c et la position du front d'ablation x_a que l'on suppose de température $T_a \ll T_c$, fait apparaître l'épaisseur de la zone de conduction D_c :

$$D_c = \frac{2}{5} \frac{K_{SH}}{\rho_c c_p \mathcal{R}_s^{1/2}} T_c^2. \quad (\text{II.44})$$

En utilisant $\mathcal{R}_s = (1 + Z)k_B/(Am_p)$, les lois d'échelles à la surface critique et au front d'ablation s'écrivent :

$$p_a = 2.1 \left(\frac{A}{Z} \right)^{1/3} \left(\frac{I_{[10^{13} \text{ W} \cdot \text{ m}^{-2}]}}{\lambda_{[\mu\text{m}]}} \right)^{2/3} \quad [\text{Mbar}], \quad (\text{II.45a})$$

$$m_a = 88 \left(\frac{A}{Z} \right)^{2/3} \left(\frac{I_{[10^{13} \text{ W} \cdot \text{ m}^{-2}]}}{\lambda_{[\mu\text{m}]}} \right)^{1/3} \quad [\text{kg} \cdot \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ s}^{-1}], \quad (\text{II.45b})$$

$$D_c = 54 K_{SH} \left(\frac{A^{1/6} Z^{1/3}}{(Z+1)^{1/2}} \right)^7 \left(I_{[10^{13} \text{ W} \cdot \text{ m}^{-2}]}^2 \lambda_{[\mu\text{m}]}^7 \right)^{2/3} \quad [\text{m}], \quad (\text{II.45c})$$

$$T_c = 0.6 \frac{A^{1/3} Z^{2/3}}{Z+1} \left(I_{[10^{13} \text{ W} \cdot \text{ cm}^{-2}]} \lambda_{[\mu\text{m}]}^2 \right)^{2/3} \quad [\text{keV}]. \quad (\text{II.45d})$$

II.3.2 Instabilités hydrodynamiques ablatives

Les instabilités hydrodynamiques ont été présentées en section II.2 dans leur configuration classique. Le mécanisme d'ablation laser modifie leur comportement. Le front d'ablation est alors le siège d'instabilités hydrodynamiques dites ablatives.

II.3.2.1 Instabilité de Rayleigh-Taylor ablative

Dans sa configuration classique, des études numériques sur l'impact des effets de viscosité [108], de compressibilité et de dépendance en nombre d'Atwood [109] avaient déjà montré l'existence d'effets stabilisants sur l'évolution de l'IRT. En FCI, l'ablation laser en face avant de la cible induit elle aussi des effets stabilisants. Le modèle développé par Takabe présente un taux de croissance phénoménologique basé sur des calculs numériques [110] :

$$\sigma = \alpha \sqrt{A_t g k} - \beta k v_a, \quad (\text{II.46})$$

où v_a est la vitesse d'ablation, α et β sont des coefficients compris entre 0.8 et 3.

Le taux de croissance ablatif montre l'effet stabilisant sur tous les modes de l'interface et une suppression totale pour les modulations vérifiant $\lambda < \lambda_c$:

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c} = \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \frac{2\pi v_a^2}{A_t g}. \quad (\text{II.47})$$

Le taux de croissance (II.46) est modifié en introduisant l'épaisseur du front [111] :

$$\sigma = \sqrt{\frac{A_t g k}{1 + kL}} - \beta k v_a, \quad (\text{II.48})$$

où L est la longueur du gradient de densité au front d'ablation.

Au front d'ablation, le contraste de densité entre le matériau sous-choc et le plasma de couronne est très élevé de sorte que $A_t \sim 1$. Le terme stabilisant en $\sqrt{1 + kL}$ traduit les effets dus à l'épaisseur du front d'ablation supposé infiniment fin lors du traitement de l'instabilité dans sa configuration classique (voir Fig. II.9).

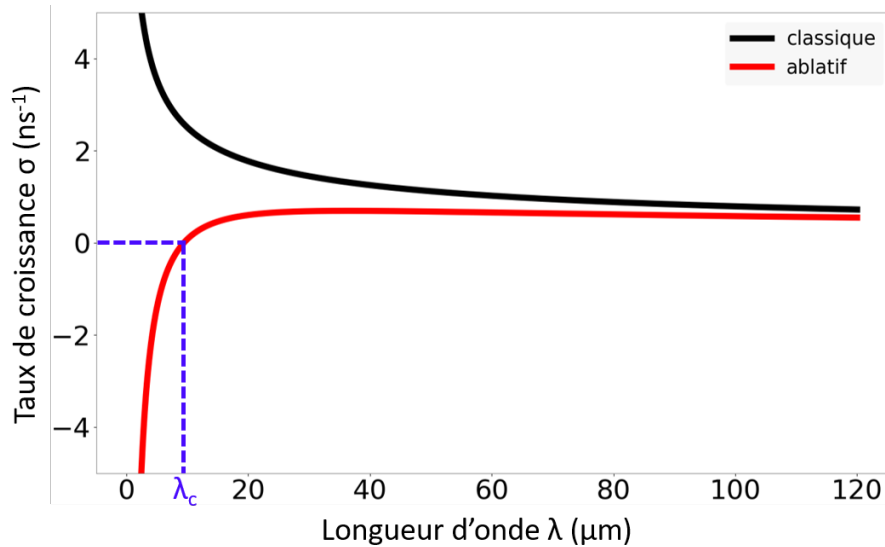


FIGURE II.9: Branche positive du taux de croissance classique et ablatif de l'IRT. Tous les modes sont instables dans la configuration classique. En ablatif, les petites longueurs d'onde sont stabilisées. La longueur d'onde de coupure λ_c est évaluée à $15 \mu\text{m}$ (bleu pointillé). $A_t = 1$, $g = 10 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-2}$, $v_a = 2 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$, $L = 1 \mu\text{m}$ et $\beta = 1.5$.

Sans intervention de coefficients numériques, des modèles analytiques plus complets développés selon les mêmes techniques de linéarisation des équations d'Euler dans le cas classique [112] ont été étudiés dans des régimes de faibles [113] et grandes [114] accélérations. Des techniques de résolution non modales (sans décomposition dans l'espace de Fourier) ont aussi été explorées [115].

En pratique, de nouvelles plateformes expérimentales [94, 116] et la mise au point de diagnostics d'imageries [117] sur grandes installations laser ont été développées pour étudier l'instabilité dans toutes ses phases de développement. Dans un même temps, les simulations d'hydrodynamique multi-physique contribuent à comprendre l'évolution de l'instabilité dans un environnement où de nombreux phénomènes physiques interagissent [118]. Les régimes fortement non linéaire [119] et la turbulence hydrodynamique [120], difficiles à quantifier expérimentalement de par la limitation des résolutions instrumentales sont des domaines où l'IRT reste très étudiée [121].

II.3.2.2 Instabilité de Richtmyer-Meshkov ablative

De manière plus générale, il existe un grand nombre de configurations instables du type RM. En FCI, plusieurs situations sont sujettes à l'instabilité. Lorsque le choc est lancé dans une cible modulée en face avant, le front d'ablation est soumis à l'IRM. L'évolution de l'amplitude du front d'ablation entre plasma et matériau choqué est cependant différente de celle prévue par les modèles plus classiques. Dans la référence [122], les auteurs présentent des résultats où l'interface traversée par le choc est plane mais le front de choc modulé par l'asymétrie d'irradiation laser. A l'inverse, les auteurs des articles [123, 124] ont irradié des cibles dont l'interface était modulée à l'instant initial (voir Fig. II.10).

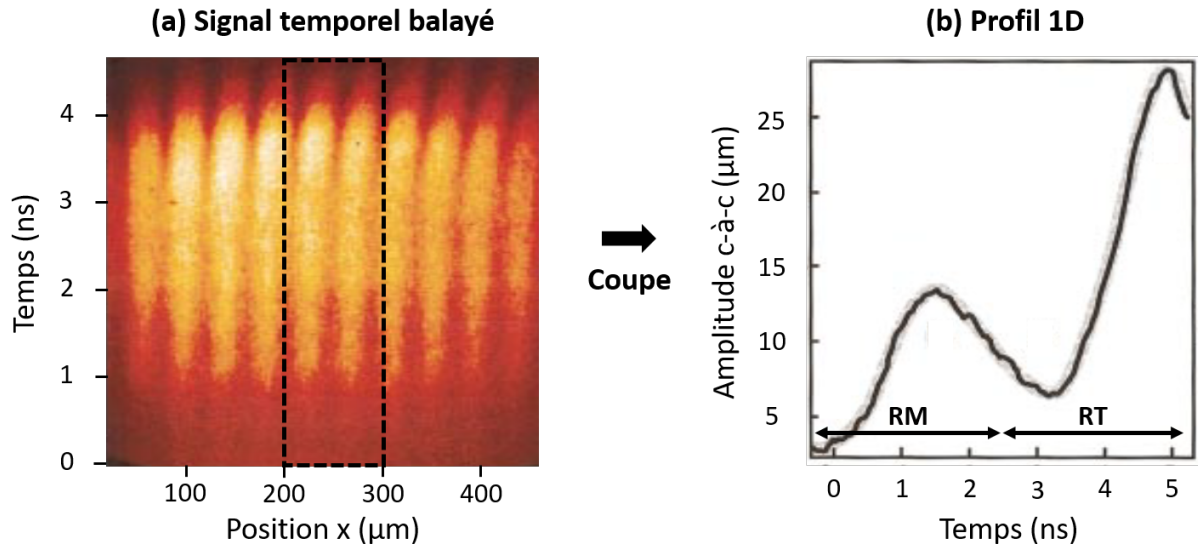


FIGURE II.10: (a) Image radiographique de face issue d'une caméra à balayage de fente pour une cible de polystyrène CH avec une modulation en face avant $\lambda=16\ \mu\text{m}$ d'amplitude initiale crête-à-crête $\eta_0=3\ \mu\text{m}$. (b) Profil 1D. Le choc débouche à 2.4 ns entraînant l'accélération de la cible et le début de la phase de l'IRT. La cible est irradiée par le laser NIKE à cristal KrF (Fluorure de Krypton, $\lambda = 248\ \text{ns}$) délivrant une intensité sur cible de $5 \times 10^{13}\ \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ [123].

Tout comme l'IRT ablative, le modèle de Goncharov [91] décrit l'effet stabilisant de l'ablation laser sur l'évolution de l'IRM [92, 125] :

$$\frac{\eta(t > t_{\text{cross}})}{\eta_0} = \eta_{\text{cl}}(t) + e^{-2kv_a t} (\alpha_0 \cos(k\sqrt{v_a v_{\text{bl}}}) + \beta_0 \sin(k\sqrt{v_a v_{\text{bl}}})) , \quad (\text{II.49})$$

où $\eta_{\text{cl}}(t)$ est l'amplitude déterminée par le traitement de l'instabilité classique en section II.2.2, v_{bl} la vitesse d'expansion du plasma dite de « blow-off », α_0 et β_0 deux facteurs dépendants de la structure du choc qui se propage en amont du front d'ablation.

Deux mécanismes sont identifiés comme responsables de la stabilisation du front : l'effet de polissage ablatif du fait d'une ablation plus importante aux pics de l'interface contribue à la réduction de l'amplitude du front. Le deuxième effet est la surpression dynamique. Les pics de l'interface présentent des gradients plus élevés que les creux. La pression d'ablation est alors plus élevée au voisinage des pics. La modulation inverse sa phase et entre dans un régime oscillant où les creux et les pics de la modulation s'échangent.

Ces travaux ont contribué à comprendre des systèmes instables sous l'effet de l'IRM dans de nombreuses situations. En FCI, l'IRM ablative a longtemps été considérée comme l'unique instabilité hydrodynamique lorsque la cible n'est pas accélérée. Dans certaines conditions particulières, le front d'ablation peut aussi être soumis à l'ILD.

II.3.2.3 Analogie du front d'ablation avec les flammes : instabilité de Landau-Darrieus ablative

En 2001, une approche globale des instabilités ablatives a démontré que l'ILD pouvait se produire en régime ablatif [67, 68]. A l'instar des flammes, l'ablation est un processus déflagratif. Cependant, front de flamme et front d'ablation ne sont pas strictement identiques. Contrairement au front de flamme, l'épaisseur de la zone de conduction est le siège d'importantes variations de température. La conductivité thermique varie fortement avec la température ($K \propto T^{5/2}$) [126]. Le laser dépose son énergie jusqu'à la surface critique où il est réfléchi. Jusqu'au front d'ablation, l'énergie est transmise par conduction thermique électronique. Pour un front de flamme, l'énergie dégagée par la combustion chimique est déposée au plus près du front de flamme (voir Fig. II.11).

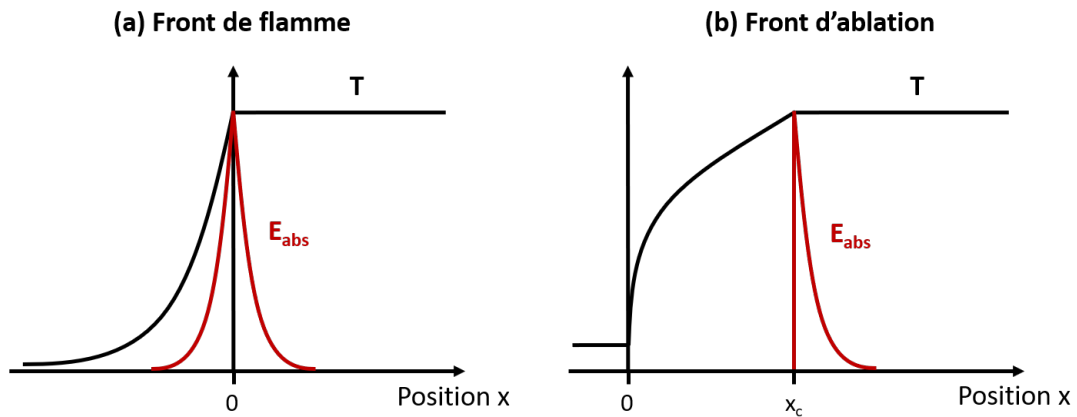
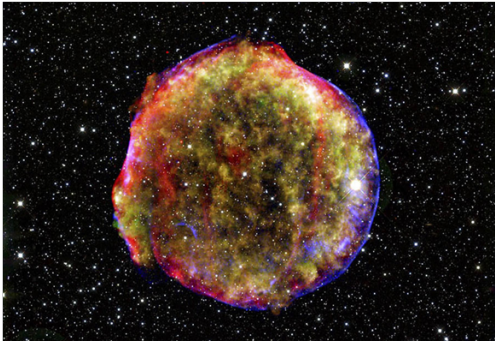


FIGURE II.11: Comparaison flamme(a)/ablation(b) des profils de température (noir) et du dépôt d'énergie (rouge).

Depuis, des modèles théoriques ont été développés pour étudier l'ILD ablative et déterminer si l'instabilité pouvait avoir des effets néfastes en FCI. Pour le régime d'accélération, des travaux se sont portés sur la compétition entre l'IRT et l'ILD pour des écoulements incompressibles [127], l'effet des champs magnétiques auto-générés sur l'ILD [128] ou l'importance des effets de compressibilité sur le développement de l'instabilité [129]. En FCI, en début d'irradiation, l'IRT peut être négligée du fait de la faible accélération de la cible mais l'IRM pourrait affecter l'évolution du front d'ablation. L'ILD dans un régime ablatif a fait l'objet d'études théoriques et numériques mais n'a encore jamais été observée expérimentalement (voir Fig. II.12).

(a) Rémanent de la supernova de Tycho



(b) Simulation

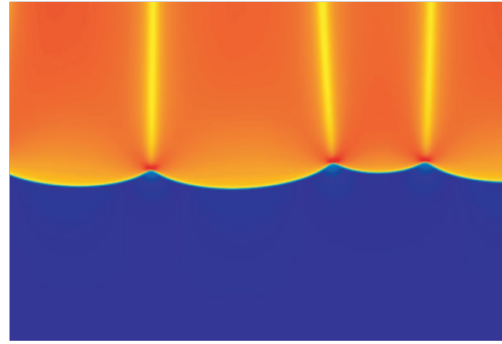


FIGURE II.12: (a) Image composite des restes de la supernova Tycho de type Ia (SN1572). Le cliché est le résultat de la superposition du rayonnement X enregistré par le télescope orbital Chandra, l'image infrarouge du télescope Spitzer et du signal optique obtenu par le télescope Calar Alto en Espagne [130]. (b) Simulation numérique, composante verticale de la vitesse fluide de la propagation descendante d'une flamme thermonucléaire de ^{12}C de densité $\rho=5 \times 10^7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et température $T=10^7 \text{ K}$ [131].

A l'instar d'une flamme, le front d'ablation n'est pas une structure sans épaisseur. La conduction thermique électronique stabilise les longueurs d'onde petites devant l'épaisseur de la zone de conduction $kD_c \gtrsim 1$ où D_c dénote l'épaisseur du front [132, 133]. Les travaux de [127] ont montré que les modes vérifiant $K = kD_c/n < 0.7$, avec n l'exposant de conductivité électronique, ont une longueur d'onde suffisamment grande devant l'épaisseur de la zone de conduction pour être instable sous l'effet de l'ILD. Un nouveau taux de croissance est calculé dans le cadre de cette étude :

$$\sigma = \sqrt{gk - aq_0(K)k^2v_a^2K^{-1/n} - (1 + \tanh(K)kv_a)}, \quad (\text{II.50})$$

où $a = T_c/T_a$ est le rapport de températures entre la surface critique et le front d'ablation. Le terme oscillatoire $q_0(K)$ s'exprime comme :

$$q_0(K) = -2 \frac{K^{1/n}}{1 + e^{2K}} + \frac{2}{1 + e^{-2K}} \int_0^K z^{1/n} e^{-2z} dz. \quad (\text{II.51})$$

La prise en compte d'une épaisseur caractéristique modifie la relation de dispersion de l'ILD (voir Fig. II.13).

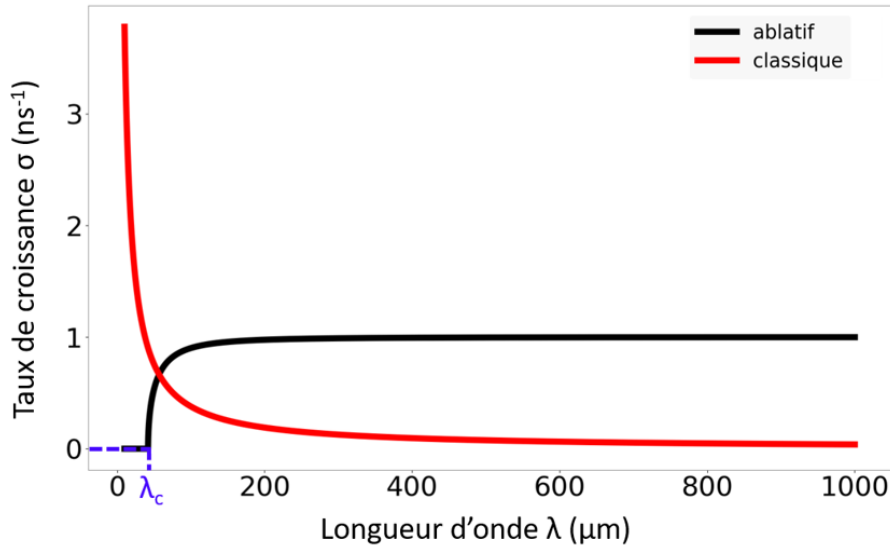


FIGURE II.13: Branche positive du taux de croissance ablatif donné par l'équation. (II.50) et le taux de croissance classique de l'ILD donné en section II.2.3. La vitesse d'ablation est égale à $1 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$, le rapport de température $a = 50$ et la taille de la zone de conduction $D_c = 1 \mu\text{m}$. La longueur d'onde de coupure λ_c est évaluée à $60 \mu\text{m}$ (ligne bleue pointillée).

Dans le cas classique, l'absence d'épaisseur du front de flamme induit une instabilité univoque pour tout mode de l'interface. Dans le cas ablatif, les effets thermiques dans l'épaisseur de la zone de conduction stabilisent les longueurs inférieures à la longueur d'onde de coupure évaluée ici à $\lambda_c = 40.9 \mu\text{m}$ dans ces conditions d'irradiations. Les longueurs d'ondes $\lambda > \lambda_c$ sont instables sous l'influence de l'ILD. Les taux de croissance des modes instables sont d'ailleurs supérieurs à ceux attendus par la théorie classique. Pour la modulation à $600 \mu\text{m}$, le taux de croissance classique positif est égal à 0.078ns^{-1} contre 0.0998ns^{-1} dans le cas ablatif.

L'équation (II.50) a été développée dans l'hypothèse où le rapport de température a est élevé. Dans le chapitre III, le modèle est repris et un algorithme de résolution des équations d'Euler est développé pour recouvrir tous les régimes en a .

II.4 Description des codes d'hydrodynamique radiative

La résolution des équations d'Euler peut être faite analytiquement après avoir introduit des hypothèses simplificatrices. C'est d'ailleurs cette approche qui sera présentée pour développer le nouveau modèle analytique. Cependant, pour modéliser avec précision la complexité des mécanismes physiques en jeu lors de l'irradiation des cibles, la résolution analytique des équations devient trop complexe sinon irréalisable. L'outil informatique est alors essentiel pour modéliser ces problèmes multi-physique.

II.4.1 Utilisation des codes en fusion par confinement inertiel

En FCI, l'utilisation des codes de calculs d'hydrodynamique radiative est indispensable pour concevoir de nouveaux dispositifs et analyser les résultats expérimentaux. Au cours des quelques dizaines de nanosecondes d'implosion, un grand nombre de phénomènes

physiques interagissent. Les codes de simulation ont la capacité d'intégrer tous ces mécanismes et de décrire la complexité de leurs interactions. Sur les grandes installations laser, le refroidissement des optiques soumises à des flux d'énergies laser très élevés atteignant $8.5 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$ limite le taux de répétition. Sur le NIF, seuls trois tirs peuvent être réalisés en 24 h de cycle laser. Les calculs numériques sont donc essentiels pour prédire le comportement de la cible irradiée en amont de l'expérience et optimiser les observables à mesurer. La comparaison des codes aux résultats expérimentaux permet de raffiner les schémas numériques et reproduire avec précision les résultats d'expériences (voir Fig. II.14).

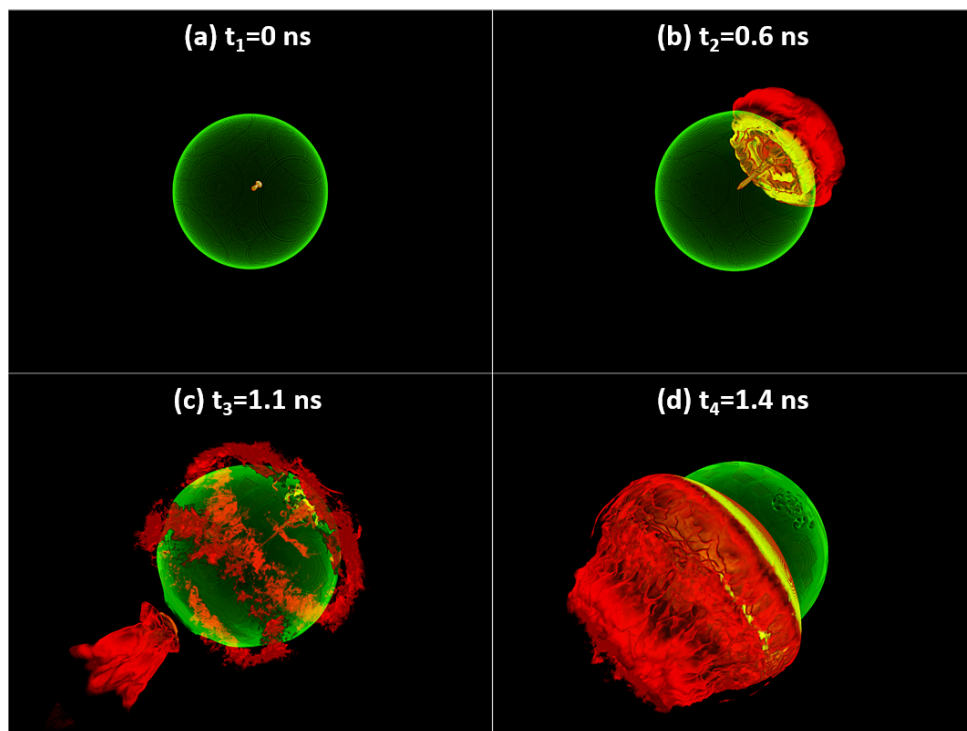


FIGURE II.14: Carte de température d'une simulation *FLASH 3D* d'une détonation sphérique gravitationnelle 3D représentée aux temps $t = 0$ (a), $t = 0.6$ (b), $t = 1.1$ (c) et $t = 1.4 \text{ ns}$ (d). La température maximale est relevée à $5 \times 10^9 \text{ K}$ [134].

Deux types de schémas numériques sont utilisés pour résoudre les équations de l'hydrodynamique : les schémas Lagrangien et Eulerien. Alors que les codes Euleriens résolvent les équations fluides sur un maillage fixe, les mailles Lagrangiennes suivent les particules fluides et évoluent en temps et en espace, ce qui rend ce schéma particulièrement adapté à la description d'écoulements subissant de fortes compressions notamment en présence de chocs. Cependant, l'étude des instabilités hydrodynamiques est limitée avec des codes Lagrangiens, où les mailles peuvent se croiser en présence de forte vorticité, menant à des mailles de volumes négatifs. Des méthodes hybrides telle que la méthode « Arbitrary Lagrangian-Eulerian » (ALE) combinent les deux formalismes, résolvant les équations hydrodynamiques dans le formalisme de Lagrange et projetant à chaque pas de temps les solutions sur une grille régularisée. Dans la suite du manuscrit, nous décrirons plus en détail les équations dans le formalisme d'Euler, qui correspond au code que nous avons utilisé.

Mathématiquement, la plupart des codes hydrodynamiques utilisent une discrétisation des équations différentielles aux dérivées partielles selon une méthode des volumes finis. Le do-

maine de simulation est discrétisé sur un maillage constitué de volumes élémentaires. Les opérateurs mathématiques sont approximés sur cette grille afin de formuler des schémas numériques pour les différentes équations résolues. Dans un code d'hydrodynamique radiative, les équations fluides constituent le noyau central du code. Les autres mécanismes (diffusion, propriété des matériaux, ...) sont décrits dans des modules indépendants et ajoutés aux équations fluides à travers différents termes sources.

II.4.2 Équations d'Euler dans les codes d'hydrodynamique

Dans les codes d'hydrodynamique, les équations d'Euler sont enrichies afin de décrire plus fidèlement l'interaction des nombreux mécanismes en jeu. Dans la partie II.1, les équations décrivent le mouvement d'un fluide libre soumis à aucune sollicitation extérieure. Lorsqu'un laser irradie un matériau, son énergie est déposée et chauffe les particules du plasma formé. Sans déplacement de matière, la chaleur se diffuse par conduction thermique des régions les chaudes vers les régions les plus froides du plasma. A des températures élevées, la désexcitation des niveaux électroniques produit un rayonnement radiatif modifiant le transport de chaleur. Pour un fluide non magnétisé irradié par laser, les équations d'Euler s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (\text{II.52a})$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla p = 0, \quad (\text{II.52b})$$

$$\frac{\partial (\rho \epsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon \mathbf{v}) + \nabla \cdot (p \mathbf{v}) = \epsilon_{th} + \epsilon_{las} + \epsilon_{rad}, \quad (\text{II.52c})$$

où les termes sources de l'équation (II.52) s'écrivent comme la divergence du flux thermique $\epsilon_{th} = \nabla \cdot \mathbf{q}_{th}$ et du flux radiatif $\epsilon_{rad} = \nabla \cdot \mathbf{q}_{rad}$.

II.4.2.1 Pseudo-viscosité

Les équations d'Euler (II.52) restent cependant incomplètes pour décrire précisément la dynamique de chocs. Les divergences en vitesse présente dans les termes d'advection rendent le schéma numérique très instable au voisinage d'un choc. Le choc étant matérialisé par une quasi discontinuité d'une épaisseur de l'ordre du libre parcours moyen des particules, les collisions inter-particules dans l'épaisseur du choc jouent un rôle important et peuvent être interprétées comme un effet visqueux dissipatif. Le traitement rigoureux de la physique des chocs devrait être fait par la résolution complète des équations de Navier-Stokes ce qui rendrait la résolution numérique très coûteuse. Pour y remédier, une viscosité artificielle ou pseudo-viscosité est introduite dans les équations fluides non visqueuses. Dans le cadre de l'approximation de Von Neumann et Richtmyer (VNR) [135], un terme dissipatif Q_{visc} est ajouté à la pression fluide dans l'équation de conservation du moment (II.52b). Il doit être négligeable devant la pression partout dans le fluide à l'exception du voisinage du choc. En géométrie 1D, la pseudo-viscosité ν_{pseudo} s'écrit :

$$\nu_{pseudo} = -\rho \left(\Delta x \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2, \quad (\text{II.53})$$

où Δx est l'épaisseur de la cellule, ρ et v_x les champs moyens de densité et de vitesse calculés à l'intérieur de la cellule.

II.4.2.2 Modèle multi-températures

Les équations (II.52) décrivent l'écoulement d'un unique fluide supposant l'équilibre thermodynamique local. Une description plus précise des plasmas consiste à décrire le fluide de densité moyenne ρ en écoulement à la vitesse \mathbf{v} selon un modèle à trois températures (3T) où électrons, ions et photons sont traités comme des populations distinctes ($T_i \neq T_e \neq T_r$) mais interagissant mutuellement à travers des termes de couplage. Ainsi, pression, énergie interne et flux thermique sont la somme des contributions des trois populations :

$$T_i \neq T_e \neq T_r, \quad (\text{II.54a})$$

$$p = p_i + p_e + p_r, \quad (\text{II.54b})$$

$$\epsilon = \epsilon_i + \epsilon_e + \epsilon_r, \quad (\text{II.54c})$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{q}_{th,i} + \mathbf{q}_{th,e} + \mathbf{q}_r, \quad (\text{II.54d})$$

où les quantités radiatives vérifient :

$$p_r = \frac{4\sigma_B T_r^4}{3c}, \quad (\text{II.55a})$$

$$\epsilon_r = \frac{3p_r}{\rho}. \quad (\text{II.55b})$$

L'approximation du corps noir à l'équilibre thermodynamique permet de relier les quantités radiatives. σ_B est la constante de Stefan-Boltzmann dérivée des constantes de Planck et de Boltzmann à travers la relation $\sigma_B = 2\pi^5 k_B^4 / 15c^2 h^3 \sim 5.67 \times 10^{-8} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$. Pour des intensités laser inférieures à $1 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, les effets de pression radiative peuvent être négligés et le problème considéré comme étant 2 températures (2T) où seules les évolutions des populations ioniques et électroniques sont pertinentes. Les calculs présentés dans le manuscrit seront majoritairement décrit dans le cadre d'un modèle 2T.

Considérant que l'inertie des ions est très grande devant celle des électrons, l'énergie laser est exclusivement absorbée par les électrons et la conduction thermique ionique est négligeable devant la conduction thermique électronique ($\mathbf{q}_{th,e} \gg \mathbf{q}_{th,i}$). Les équations d'Euler 3T s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (\text{II.56a})$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla \cdot (p_e + p_i + p_r + \nu_{\text{pseudo}}) = 0, \quad (\text{II.56b})$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon_e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon_e \mathbf{v}) + \nabla \cdot (p_e \mathbf{v}) = Q_{e \rightarrow i} - \nabla \cdot \mathbf{q}_{th,e} + Q_{r,abs} - Q_{r,em} + Q_{las}, \quad (\text{II.56c})$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon_i \mathbf{v}) + \nabla \cdot (p_i \mathbf{v}) = Q_{i \rightarrow e} - \nabla \cdot \mathbf{q}_{th,i}, \quad (\text{II.56d})$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon_r \mathbf{v}) + \nabla \cdot (p_r \mathbf{v}) = \nabla \cdot \mathbf{q}_r - Q_{r,abs} + Q_{r,em}, \quad (\text{II.56e})$$

où $Q_{e \rightarrow i}$ désigne le terme d'échange d'énergie entre les populations d'électrons et d'ions, $Q_{r,abs}$ et $Q_{r,em}$ sont respectivement les termes de couplage d'absorption et d'émission entre le rayonnement et les électrons et Q_{las} est le terme d'absorption laser. Les équations (II.56) sont les équations complètes décrites dans le formalisme Eulerien. A chaque pas de temps, les équations sont résolues sur l'ensemble du maillage.

II.4.2.3 Équations d'état bi-température

Une équation d'état pour chacune des populations doit fermer le système d'équations hydrodynamiques (II.56). Dans le cas d'un fluide 2T, les populations d'électrons et d'ions sont modélisées par deux fluides parfaits indépendants vérifiant chacun une équation des gaz parfaits monoatomique :

$$p_i = n_i k_B T_i, \quad p_e = n_e k_B T_e, \quad (\text{II.57})$$

$$\epsilon_i = \frac{3}{2} k_B T_i, \quad \epsilon_e = \frac{3}{2} k_B T_e, \quad (\text{II.58})$$

où n_e et n_i sont respectivement les densités d'électrons et d'ions.

L'équation des gaz parfaits est néanmoins très restreinte notamment pour décrire la dynamique de chocs dans des matériaux solides. Pour raffiner davantage le comportement des matériaux, des équations d'états tabulées générées par des modèles testés et validés par les expériences sont généralement utilisées [136, 137, 138, 139]. Dans ce travail, nous utiliserons majoritairement la relation des gaz parfaits pour modéliser les matériaux.

II.4.3 Description des termes sources

Dans les codes hydrodynamiques, les termes sources des équations (II.56c), (II.56d) et (II.56e) sont résolus par des schémas numériques dédiés.

II.4.3.1 Propagation laser

La réponse d'un plasma non dispersif à un champ électromagnétique est modélisée par sa permittivité diélectrique ϵ_p et sa perméabilité magnétique μ_p . Le plasma est composé de particules de densité n_k de charge Z_k se déplaçant à la vitesse \mathbf{v}_k . La propagation du faisceau laser modélisé par l'onde électromagnétique (\mathbf{E}, \mathbf{B}) est décrite spatialement et temporellement par les équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{q}{\epsilon_p \epsilon_0}, \quad (\text{II.59a})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (\text{II.59b})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (\text{II.59c})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_p \mu_0 \mathbf{j} + \mu_p \mu_0 \epsilon_p \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (\text{II.59d})$$

où $q = \sum_k Z_k n_k$ est la densité de charge, $\mathbf{j} = \sum_k Z_k n_k \mathbf{v}_k$ la densité de courant, ϵ_0 et μ_0 sont les permittivité diélectrique et perméabilité magnétique du vide.

L'équation de propagation vérifiée par les champs électrique et magnétique se déduit :

$$\Delta \mathbf{X} - \frac{\epsilon_p}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial t^2} = \mathcal{S}, \quad \begin{aligned} \text{Si } \mathbf{X} = \mathbf{E}, \quad \mathcal{S} &= \nabla \left(\frac{\rho}{\epsilon_p \epsilon_0} \right) + \frac{\partial}{\partial t} (\mu_p \mu_0 \mathbf{j}), \\ \text{Si } \mathbf{X} = \mathbf{B}, \quad \mathcal{S} &= -\nabla \times (\mu_p \mu_0 \mathbf{j}), \end{aligned} \quad (\text{II.60})$$

où $c^2 = 1/(\epsilon_0 \mu_0)$ est la vitesse de la lumière dans le vide.

Numériquement, la description de la propagation laser par la résolution des équations de Maxwell serait trop coûteuse en temps de calcul. Les codes d'hydrodynamique utilisent alors un module de tracé de rayons décrits dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable (voir Fig. II.15).

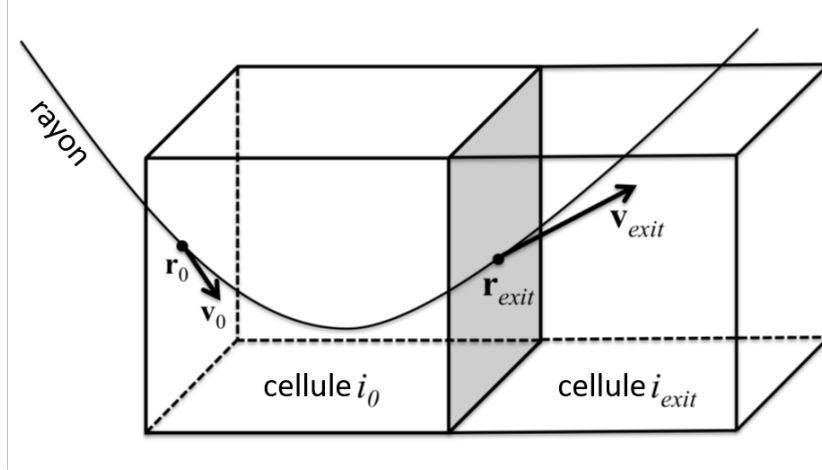


FIGURE II.15: Schéma du tracé de rayons laser. Les rayons infiniment fins décrivent une trajectoire parabolique dont la courbure dépend des variations d'indice optique.

Un faisceau laser est composé de rayons infiniment fins dont la direction de propagation est modifiée par les changements d'indice optique du milieu. La trajectoire des rayons est décrite par l'équation eikonale [140] :

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \nabla V(\mathbf{r}), \quad (\text{II.61})$$

où le potentiel $V(\mathbf{r})$ dépend de l'indice optique réel η du milieu comme :

$$V(\mathbf{r}) = \frac{(c\eta)^2}{2} = \frac{c^2}{2} \left(1 - \frac{n_e(\mathbf{r})}{n_c} \right). \quad (\text{II.62})$$

Dans le cas où ∇n_e est constant, l'intégration de l'équation (II.61) donne :

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 t - \frac{c^2 \nabla n_e}{4n_c} t^2. \quad (\text{II.63})$$

Afin d'étudier la réponse linéaire du plasma à la sollicitation électromagnétique, les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont considérés de la forme $\mathbf{X} = \mathbf{X}_0 \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t))$ caractéristique d'une onde plane monochromatique où $k = \sqrt{\epsilon_p \mu_p}(\omega/c)$. L'équation de propagation (II.60) se simplifie pour donner la relation de dispersion de l'onde laser se propageant dans le plasma :

$$k^2 c^2 + \omega^2 \epsilon_p = 0. \quad (\text{II.64})$$

Dans le cas d'un plasma non collisionnel (plasma de couronne), $\epsilon_p = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$ où $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / \epsilon_0 m_e}$ est la pulsation plasma électronique, l'équation (II.64) devient :

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \omega_{pe}^2. \quad (\text{II.65})$$

A mesure que le faisceau laser se rapproche de la cible, il rencontre une densité électronique croissante. Lorsque le laser de longueur d'onde $\lambda_L = 2\pi c/\omega_L$ atteint la surface critique définie comme étant la surface où $\omega_{pe} = \omega_L$, le faisceau laser est entièrement réfléchi. L'égalité est vérifiée pour une valeur particulière de la densité électronique appelé densité critique n_c :

$$n_c = \frac{4\pi^2\epsilon_0 m_e}{e^2 \lambda_L^2} \sim \frac{1.1 \times 10^{15}}{\lambda_L^2 [\mu\text{m}]} \quad [\text{m}^{-3}]. \quad (\text{II.66})$$

Les rayonnements laser à grandes longueurs d'onde se réfléchissent à des densités électroniques plus faibles. Le couplage énergétique entre le laser et la cible est donc plus faible à mesure que la fréquence laser diminue [141]. Pour de grandes longueurs d'onde et intensités laser élevées, les processus de génération d'électrons chauds et d'excitation d'instabilités paramétriques peuvent survenir dans la couronne plasma (croissance en $I\lambda_L^2$) [142]. Pour y remédier et augmenter le couplage avec la cible, un cristal multiplicateur de fréquence, souvent du KDP, est placé en entrée de chambre d'expérimentation pour convertir le rayonnement laser incident et générer des harmoniques d'ordres élevés. Les lasers Nd :Glass (NIF, OMEGA-EP, LMJ, ...) triplent ainsi leur fréquence fondamentale passant d'un rayonnement infrarouge de 1053 nm à un rayonnement UV de 351 nm. Il est tout aussi possible de générer des harmoniques d'ordre plus élevé au détriment de l'énergie laser perdue dans le processus non linéaire de conversion.

II.4.3.2 Mécanisme d'absorption

Tout au long de sa propagation, le laser interagit avec les particules du plasma. Dans les régimes d'intensité laser étudiés ($10^{12} < I < 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ à 3ω en incidence normale), l'absorption résonante et les instabilités paramétriques telle que les instabilités Raman et Brillouin peuvent être négligées. L'absorption collisionnelle ou Bremsstrahlung inverse est le mécanisme d'absorption prépondérant [143]. Les photons lasers cèdent leur énergie aux électrons libres au voisinage des noyaux atomiques (voir Fig. II.16).

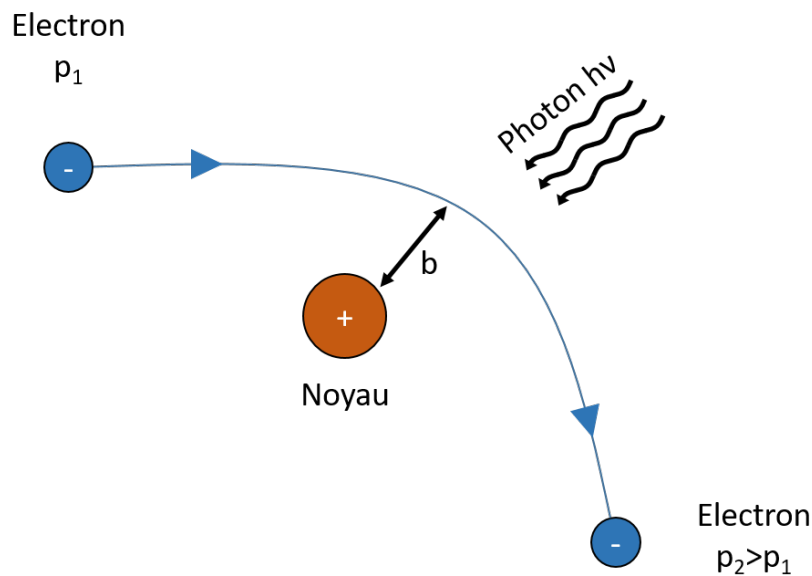


FIGURE II.16: Schéma de principe du processus de Bremsstrahlung inverse. Le photon incident d'énergie $h\nu$ interagit avec un électron au voisinage du noyau.

La variation de puissance laser s'écrit comme :

$$\frac{dP}{dl} = -\nu_{ab}P, \quad (\text{II.67})$$

où ν_{ab} est le coefficient d'absorption laser et l une coordonnée paramétrique de propagation du rayon.

Dans l'hypothèse où l'équilibre thermodynamique est maintenu et que la distribution des électrons du plasma est maxwellienne :

$$\nu_{ab} = \frac{n_e}{n_c} \nu_{ei} = \frac{n_e \sqrt{2} n_i Z^2 e^4 \ln \Lambda}{n_c (12\pi)^{3/2} \epsilon_0^2 m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \quad (\text{II.68})$$

où $\ln \Lambda = \ln(b_{\max}/b_{\min})$ est le logarithme coulombien [72] qui décrit l'efficacité des collisions coulombiennes à faibles angles de déviation. Le paramètre d'impact b prend deux valeurs extrêmes b_{\min} et b_{\max} . $b_{\min} = \sqrt{2\pi\hbar/m_i k_B T_i}$ est la longueur de De Broglie. En deçà, le mécanisme de collision doit être défini selon la mécanique quantique. b_{\max} est égal à la longueur de Debye du plasma. Au delà, l'écrantage des électrons autour du noyau ne favorise pas l'interaction.

II.4.3.3 Transfert radiatif et opacités

Les transitions électroniques des matériaux soumis à de hautes températures doivent être prises en compte dans la description complète des expériences laser (voir Fig. II.17).

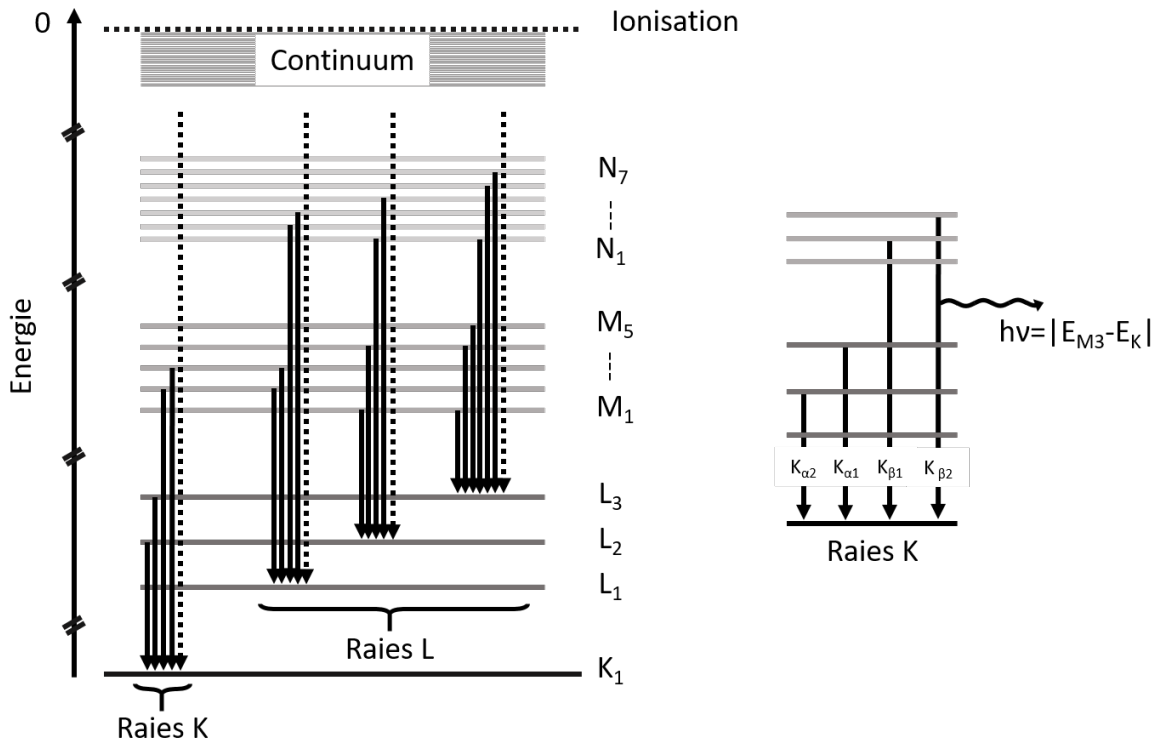


FIGURE II.17: Diagramme d'énergie d'un élément multi-couches. Le diagramme de droite agrandi les transitions des états électroniques élevés vers le niveau fondamental.

L'absorption laser par Bremsstrahlung inverse mais aussi l'émission de rayonnements engendrés par les nombreuses transitions électroniques de la matière sont décrites dans les codes d'hydrodynamique radiative par l'équation de transfert radiatif [144] :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_r}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla I_r + \kappa I_r = \Psi, \quad (\text{II.69})$$

où I_r est l'intensité du rayonnement radiatif, $\boldsymbol{\Omega}$ le vecteur unité d'espace, κ l'opacité et Ψ l'émissivité du plasma. Les termes \mathbf{q}_r , $Q_{r,\text{abs}}$ et $Q_{r,\text{em}}$ présents dans les équations fluides dérivent directement de l'intensité radiative I_r , solution de l'équation (II.69).

L'équation (II.69) est complétée par l'équation de couplage énergétique entre le rayonnement et les électrons :

$$\frac{\partial \epsilon_e}{\partial t} = \int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} d\Omega (\kappa I - \Psi), \quad (\text{II.70})$$

où ν est la fréquence du rayonnement.

Les processus radiatifs contribuant à la valeur de I_r se répartissent en trois mécanismes : les transitions libre-libre, lié-libre et lié-lié. Les transitions libre-libre sont des transitions du continuum mettant en jeu les électrons libre du plasma au voisinage des noyaux atomiques. Le mécanisme d'absorption collisionnelle est l'une de ces transitions. Les transitions lié-lié sont des transitions résonantes et regroupent les processus d'excitation/désexcitation entre niveaux électroniques discrets. Les processus lié-libre sont majoritairement confondus au processus de photo-ionisation (voir Fig. II.18).

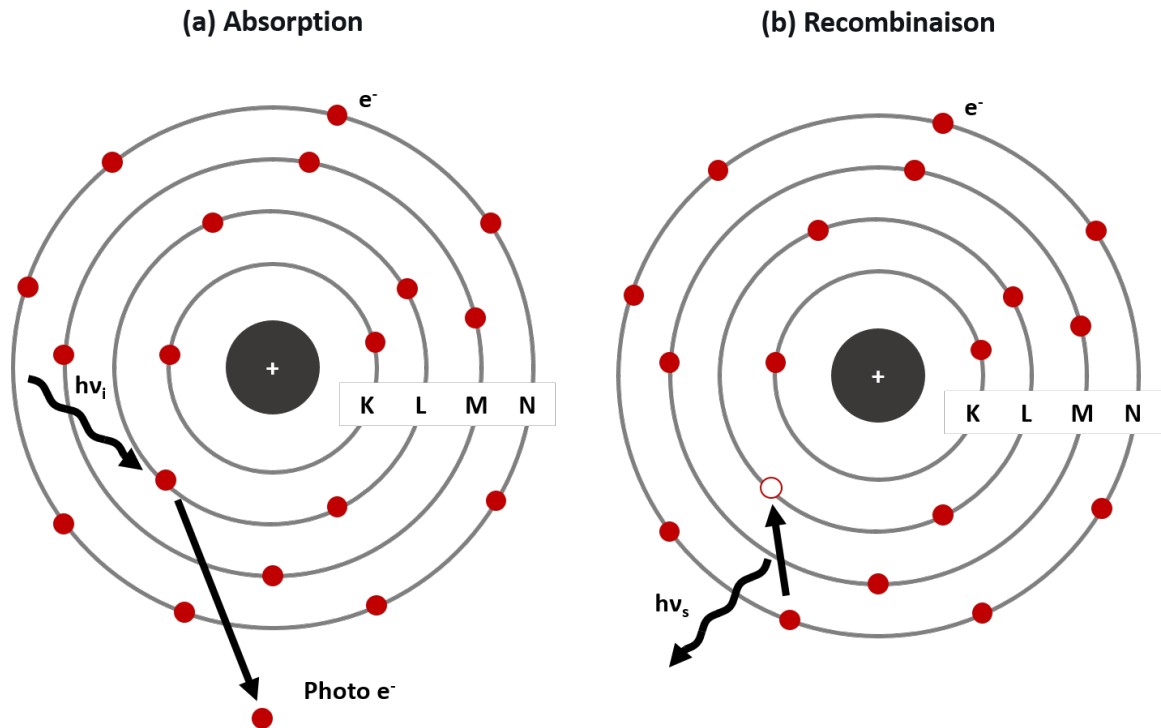


FIGURE II.18: Schéma de principe de l'effet photoélectrique. Une première phase d'absorption d'un photon incident entraîne le départ d'un électron de cœur du cortège électronique. Un effet de recombinaison électronique s'en suit avec émission secondaire de moindre énergie.

Lorsqu'un électron de la couche K est éjecté de l'atome, la lacune électronique laissée sur le niveau fondamental est comblée par la désexcitation d'un électron provenant des couches supérieures. Cette désexcitation s'accompagne d'une relaxation énergétique et l'émission d'un photon. Leur utilisation dans un contexte expérimental est décrite plus tard dans le manuscrit. Expérimentalement, ces mécanismes sont notamment exploités pour créer des sources de rayonnement X capable d'interagir avec les cibles étudiées. Ils sont indispensables pour l'élaboration des diagnostics d'imagerie.

II.4.3.4 Conduction thermique

Déposée jusqu'à la surface critique, l'énergie laser absorbée par la population d'électrons est ensuite diffusée par conduction thermique électronique. Dans le sens opposé à la propagation laser, un flux de matière provenant de l'ablation en surface de la cible traverse continûment la surface critique à des vitesses pouvant être supersoniques. D'autres mécanismes de transport thermique tels que les effets convectifs et le transport radiatif peuvent entrer en compétition. Pour un plasma de température électronique $T_e = 1$ keV, la vitesse de conduction électronique est de l'ordre de la vitesse thermique des électrons supposés maxwelliens $v_{\text{the}} = \sqrt{k_B T_e / m_e} \sim 1.5 \times 10^7 \text{ } \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$. Les effets convectifs sont alors négligés devant les effets diffusifs. Le transport radiatif peut être négligé dans des régimes d'intensité modérée ($< 1 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$). Dans la limite d'un plasma collisionnel où le libre parcours moyen est négligeable devant la longueur de gradient de la température, le flux de chaleur local s'exprime selon une loi de Fourier :

$$\mathbf{Q}_{\text{th},e} = -K_e \nabla T_e, \quad (\text{II.71})$$

où K_e est le coefficient de conductivité thermique électronique.

Plus précisément, des modèles non locaux basés sur les résultats de la théorie cinétique sont développés et implémentés dans les codes de simulation [145]. Ils décrivent le transfert de chaleur en prenant en compte une partie de la population non thermique du plasma.

II.4.3.5 Terme d'échange thermique électron/ion

Dans la zone de conduction où les densités de particules excèdent 10^{27} m^{-3} , le plasma est dit collisionnel. Le processus de collision entre électrons et ions est majoritairement Coulombien. Le terme de couplage $Q_{e \rightarrow i}$ entre les deux populations est modélisé dans les équations (II.56) par un terme d'échange thermique :

$$Q_{e \rightarrow i} = \kappa_{ei}(T_i - T_e), \quad (\text{II.72a})$$

$$Q_{i \rightarrow e} = -Q_{e \rightarrow i} = \kappa_{ei}(T_e - T_i). \quad (\text{II.72b})$$

Comme la conduction électronique, le modèle d'échange thermique de Spitzer est aussi très largement répandu pour décrire l'interaction électron/ion dans les plasmas. Le coefficient de couplage s'écrit comme le rapport de la capacité calorifique à volume constant électronique et le temps moyen entre deux collisions $\kappa_{ei} = c_{v,e} / \tau_{ei}$ où $\tau_{ei} = 1 / \nu_{ei}$ (voir Eq. (II.68)).

II.5 Description du code FLASH

Tous les calculs présentés dans le manuscrit ont été réalisés avec le code FLASH.

II.5.1 Présentation du code

C'est un code d'hydrodynamique radiative 3D et multi-physique hébergé par le FLASH Center au LLE, Rochester, New-York [146, 147]. Codé en langage FORTRAN, sa première version 1.0 est rédigée en 2000 et depuis constamment améliorée par la communauté. Le code est open-source et bénéficie d'un forum de discussion actif [148]. La version FLASH étudiée dans cette thèse est la version 4.6.2, dernière en date. Depuis 2011 et le lancement de la première version 4, le code a la capacité de décrire des expériences d'interaction laser-matière grâce à l'implémentation d'un module de tracé de rayons laser ainsi que l'enrichissement des modules d'hydrodynamiques et d'équations d'état pour décrire des matériaux multi-températures. Structurellement, FLASH est un code modulaire. Chaque phénomène physique est décrit et codé dans des briques numériques élémentaires pouvant être ajoutées à la simulation (voir Fig. II.19).

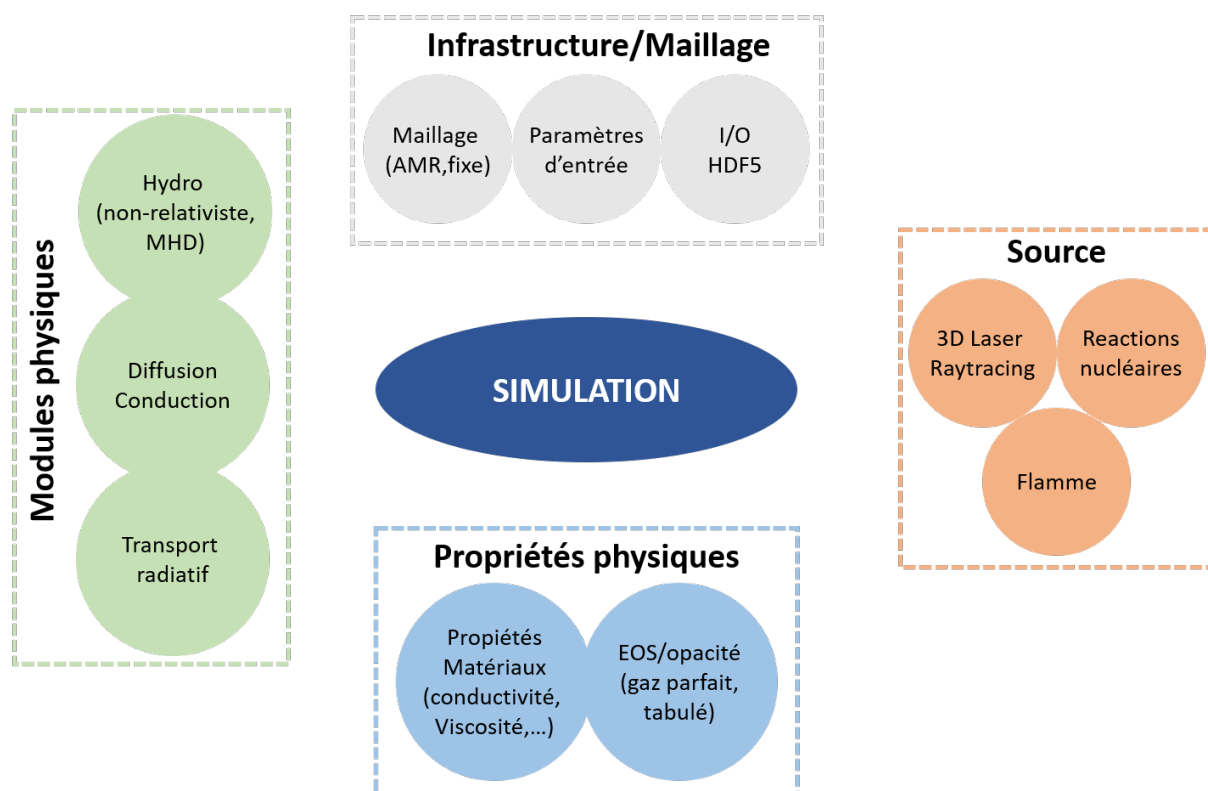


FIGURE II.19: Schéma des modules principaux du code FLASH 4.6.2. Toutes les unités numériques communiquent pour décrire un problème multi-physique. L'unité de magnétohydrodynamique n'a pas été représentée ici puisque non utilisée dans la suite du manuscrit.

Au sein de la communauté, le code est largement utilisé pour sa capacité à résoudre les équations de la Magnétohydrodynamique (MHD). Les calculs présentés dans la suite du manuscrit n'incluent pas de champs magnétiques et n'utilisent donc pas le module MHD. Des fichiers d'interfaces permettent la communication entre chacun des modules actifs. FLASH résout les équations d'Euler compressibles sur un maillage Eulerien adaptatif dit « Adaptive Mesh Refinement » (AMR). Des critères numériques permettent à chaque pas de temps de réévaluer les zones d'intérêt pour les raffiner davantage et décrire plus finement les structures. Le moteur AMR permet aussi d'optimiser la mémoire allouée au maillage (voir Fig. II.20).

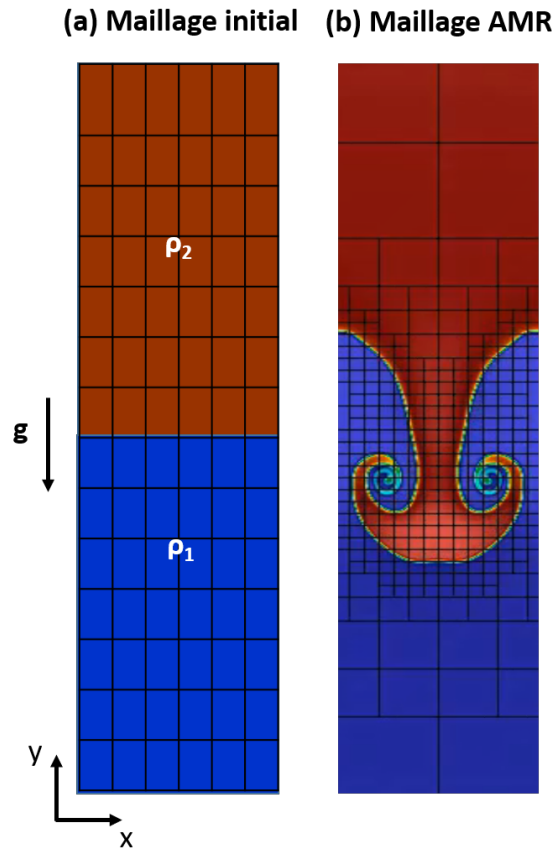


FIGURE II.20: Évolution du maillage adaptatif sur une simulation de développement de l'IRT classique. A l'instant initial (a), le maillage est uniforme dans les deux matériaux. A un temps ultérieur (b), le maillage s'adapte selon un critère en gradient de densité. Les zones homogènes présentant de faibles gradients de densité sont peu raffinées en cellules alors que les interfaces fluides sont le siège de forts gradients. La résolution spatiale est ainsi plus élevée pour décrire les structures de pics/bulles caractéristiques de l'IRT dans sa phase non linéaire.

Les calculs FLASH présentés ont été réalisés sur plusieurs machines et notamment déportés sur des centres de calculs tels que CURTA de l'université de Bordeaux hébergé au laboratoire IMS [149] et la machine IRENE au Très Grand Centre de Calcul (TGCC) hébergé par le CEA sur le site de Bruyères-le-Châtel [150]. Les modules de parallélisation MPI/OpenMP permettent d'améliorer les performances du code. Les calculs moins consommateurs sont effectués localement au CELIA sur des machines allant de 6 à 32 cœurs. Dans le cadre d'un échange entre l'université de Chicago et l'université de Bordeaux, j'ai pu profiter de l'expertise des chercheurs sur place pour prendre en main le code FLASH.

II.5.2 Schéma hydrodynamique

FLASH offre la possibilité d'utiliser plusieurs schémas numériques hydrodynamiques. Les schémas scindés et séparés sont deux paradigmes utilisés dans le code [151]. La méthode séparée est dite « Piecewise Parabolic Method » (PPM) [152]. Elle généralise le schéma numérique du type Godunov [153] à des ordres supérieurs à 1. Pour un temps de la simu-

lation donné, les équations d'Euler multi-dimensionnelles sont traitées comme un système d'équations 1D en espace. Les variations dans les autres directions sont négligées. La résolution numérique est ainsi réduite à un algorithme d'inversion de matrice du type décomposition LU. Le schéma scindé est un schéma centré où les quantités thermodynamiques sont évaluées au centre des mailles. Contrairement au schéma séparé, aucune approximation n'est effectuée sur les dimensions du problème. Le système est résolu dans sa totalité. Aussi, ce schéma conserve davantage les symétries de l'écoulement. C'est pour cela que nous préférons le schéma numérique scindé pour les calculs présentés dans le manuscrit.

De par la présence de choc dans l'écoulement, les solutions des équations d'Euler sont continues par morceaux. Leur existence se démontre par la résolution d'un problème de Riemann aux interfaces. Il se caractérise par le raccord de deux solutions hyperboliques continues distinctes séparées par une discontinuité (voir Fig. II.21).

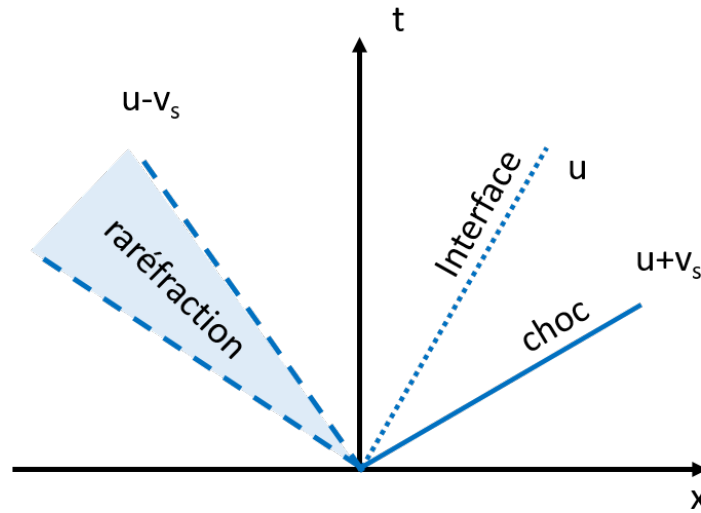


FIGURE II.21: Schéma de principe du problème de Riemann au voisinage de la discontinuité. Dans le cas de la propagation d'un choc hydrodynamique, l'existence de solutions des équations d'Euler mène à définir des conditions de saut à l'interface et la génération d'une onde de raréfaction.

Les solutions du problèmes de Riemann vérifient les conditions de saut de Rankine-Hugoniot décrites en section II.1.2 et sont des ondes dont les vitesses de propagation sont finies. L'interface se propage à la vitesse u . Elle est aussi appelée onde de contact puisqu'elle raccorde la solution rapide (choc) se propageant à la vitesse $u + v_s$ de la solution lente (raréfaction) à la vitesse $u - v_s$. Numériquement, plusieurs solveurs de Riemann peuvent être choisi par l'utilisateur. Le solveur « HLL » (Harten Lax van Leer) est largement utilisé dans les codes hydrodynamiques [154]. L'onde de contact est retirée de la résolution numérique. La solution du problème est alors approchée par deux ondes se propageant à la vitesse $-c$ et c . Cependant, ce solveur n'est pas optimal pour résoudre les problèmes de Riemann relatifs aux équations d'Euler. Cette approximation le rend particulièrement robuste dans les zones de forte compressibilité mais très diffusif. Le solveur « HLLC » développé plus tard est son analogue en conservant l'existence de l'onde de contact [155].

II.5.3 Modèle de conduction

Dans le cadre du modèle de Spitzer-Härm largement utilisé pour décrire les phénomènes de diffusion thermique dans les plasmas [156], le coefficient de conductivité thermique électronique K_e s'exprime comme :

$$K_e = 3.2 \frac{n_e k T_e}{\nu_{ei} m_e} = \frac{3.2 (12\pi)^{3/2} \epsilon_0^2}{\underbrace{(2m_e)^{1/2} Z e^4 \ln \Lambda}_{K_{SH}}} T_e^{5/2}. \quad (\text{II.73})$$

Inversement proportionnel à la masse des ions, le coefficient de conduction ionique K_i peut être négligé devant le coefficient de conduction électronique.

Dans la couronne plasma et la zone de conduction où les gradients de température sont élevés, le libre parcours moyen peut être du même ordre que la longueur de gradient de température. Une résolution rigoureuse du transport thermique devrait être faite dans le formalisme de la théorie cinétique. De ce fait, le modèle de conductivité de Spitzer-Härm surévalue largement le flux thermique électronique. Dans les codes hydrodynamiques, un limiteur de flux artificiel corrige le coefficient de conductivité. Une valeur de limiteur de flux comprise entre 0.05 et 0.1 est généralement utilisée dans les calculs [157].

Il existe plusieurs modèles pour limiter le flux thermique. Utilisée dans la suite, la conductivité de Larsen s'écrit comme la moyenne harmonique quadratique entre le flux de Spitzer classique et le flux d'énergie limite transportée par les électrons allant à la vitesse thermique électronique v_{the} :

$$K_{\text{Larsen}} = \frac{1}{\left(\left(\frac{1}{K_e} \right)^2 + \left(\frac{|\nabla T_e|}{f_l J_{e,\text{max}}} \right)^2 \right)^{1/2}}. \quad (\text{II.74})$$

Dans la suite, la conductivité de Larsen est utilisée dans les calculs pour une valeur typique du limiteur de flux de $f_l = 6\%$.

II.5.4 Équations d'état et opacités

Pour caractériser les matériaux et fermer le système d'équations fluides, il est possible d'utiliser la loi des gaz parfaits comme introduite en section II.4.2. Les quantités radiatives sont approchées par la solution du corps noir. Pour une description plus fidèle des matériaux, FLASH utilise des équations d'état tabulées sous le format IONMIX4 permettant la description simultanée des équations d'état et des tables d'opacité du matériau considéré. FLASH est un code multi-matériaux. Chaque matériaux est caractérisé par une équation d'état propre mais les mélanges intra-cellulaire imposent de définir des quantités moyennées. Toutes les fonctions du module EOS ont pour arguments la température T , la densité ρ , le nombre de masse moyen \bar{A} et le numéro atomique moyen \bar{Z} définis comme :

$$\bar{A} = \left(\sum \frac{X_i}{A_i} \right)^{-1}, \quad \bar{Z} = \bar{A} \left(\sum \frac{Z_i X_i}{A_i} \right), \quad (\text{II.75})$$

où Z_i , X_i et A_i désigne respectivement le nombre de protons de l'isotope i , la fraction de masse de l'isotope i et le nombre de masse de l'isotope i .

Dans FLASH, l'équation du transfert radiatif et l'équation de couplage énergétique déjà présentée en section II.4.3 sont discrétisées dans l'approximation en N_g groupes radiatifs diffusifs. La description est plus précise pour un grand nombre de groupe mais au détriment du temps de calcul. Le module radiatif du code FLASH résout les équations du transfert radiatif et du couplage électronique pour chacune des densités d'énergie radiative ϵ_g :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \epsilon_g}{\partial t} - \nabla \cdot \left(\frac{1}{3\kappa_{tg}\epsilon_g} \nabla \epsilon_g \right) + \kappa_{ag}\epsilon_g = \kappa_{eg} \frac{60\sigma_B}{c} (P(x_{g+1}) - P(x_g)) T_r^4, \quad (\text{II.76})$$

$$\frac{\partial \epsilon_g}{\partial t} = \sum_g^{N_g} \left[\kappa_{ag}\epsilon_g - \kappa_{eg} \frac{60\sigma_B}{c} (P(x_{g+1}) - P(x_g)) T_r^4 \right], \quad (\text{II.77})$$

où κ_{ag} , κ_{eg} et κ_{tg} sont respectivement les opacités d'absorption, d'émission et de transfert fournies par la table IONMIX ou les relations relatives au corps noir. $P(x_g)$ désigne l'intégrale de la distribution planckienne pour le groupe de fréquence ν_g :

$$P(x_g) = \int_0^{h\nu_g/k_b T_r} dx' \frac{x'^3}{e^{x'} - 1}. \quad (\text{II.78})$$

Pour des matériaux homogènes connus tel que le polystyrène, des équations d'état tabulées seront utilisées dans les calculs, sinon, l'équation des gaz parfaits sera utilisée.

Conclusion du Chapitre II

Les mécanismes physiques présentés dans ce chapitre sont essentiels pour comprendre et appréhender les études théoriques et expérimentales développées dans la suite du manuscrit. L'irradiation de cibles modulées en face avant est propice aux développement d'instabilités hydrodynamiques localisées au front d'ablation. Les phases linéaires et non linéaires de l'IRT, l'IRM et l'ILD ont été présentées dans un cadre théorique et expérimental. Un traitement typique de la stabilité des écoulements par développement perturbatif est détaillé dans le cas de l'IRT linéaire et sera réutilisé systématiquement dans les chapitres suivants. Une description plus précise des mécanismes physiques des codes hydrodynamiques et plus en particulier du code FLASH est faite. Dans les chapitres suivants, le code FLASH sera notre support numérique pour préparer nos expériences, confronter nos résultats expérimentaux et valider nos développements analytiques. La première expérience présentée dans le chapitre suivant regroupe l'ensemble des mécanismes détaillés.

Chapitre III

Description hydrodynamique de la mise en accélération d'une plaque dans le régime $kDc > 1$

Plan du chapitre

III.1	Description de la plateforme expérimentale d'étude des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation en impulsions longues	60
III.1.1	Présentation du NIF : National Ignition Facility	60
III.1.1.1	Les chaînes laser	60
III.1.1.2	Chambre d'expérimentation	63
III.1.2	Configuration expérimentale de la plateforme HydroDD	64
III.1.3	Diagnostics expérimentaux	66
III.1.3.1	Diagnostic GXD	66
III.1.3.2	Diagnostic DISC	68
III.2	Description analytique combinée de l'évolution de l'amplitude des modulations au front d'ablation dans le régime $kDc > 1$	68
III.2.1	Simulations FLASH des tirs sur plaque épaisse et plaque fine pré-modulée.	68
III.2.2	Reproduction analytique de l'évolution du front d'ablation	70
III.2.2.1	Description de la phase pré-accélération : Instabilité de Richtmyer-Meshkov ablative	71
III.2.2.2	Description de la phase post-accélération : Instabilité de Rayleigh-Taylor ablative linéaire et saturée	71
III.2.2.3	Conversion en profondeur optique et comparaison aux données expérimentales	72

Dans ce chapitre, nous présentons la plateforme expérimentale utilisée et l'analyse des résultats pour l'étude des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation sur le laser NIF. Des tâches focales larges (~ 2 mm de diamètre) sont produites par un grand nombre de faisceaux sur des durées d'impulsion excédant 20 ns. Les premières expériences sur cibles planes modulées nous permettent de comparer l'évolution du front d'ablation mesurée à celle prédite par les modèles analytiques de la littérature et le résultat des simulations numériques effectuées avec le code FLASH.

III.1 Description de la plateforme expérimentale d'étude des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation en impulsions longues

L'étude expérimentale des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation nécessite la mise au point de configurations expérimentales dédiées [158, 159, 160]. Afin de maximiser le développement des instabilités et faciliter leur détection, le front d'ablation doit être accéléré sur des temps suffisamment longs. Aussi, les conditions d'irradiation doivent être stables durant la durée des expériences. Afin de maintenir des pressions d'ablation constantes, la durée de l'impulsion laser ainsi que l'homogénéité de la tâche focale sur cible doivent être contrôlées. En FCI, l'étude de la stabilité hydrodynamique de la capsule est essentiellement un problème en géométrie sphérique. Cependant, pour isoler l'effet des instabilités et s'affranchir des effets de convergence, les études des instabilités hydrodynamiques sont d'abord réalisées en géométrie plane, plus facile à mettre en oeuvre expérimentalement, à diagnostiquer et à simuler. On note aussi que les effets de convergence dus aux géométries cylindriques et sphériques induisent des effets couplés plus complexes [161, 162, 163].

Pour étudier expérimentalement le comportement des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation en attaque directe, une nouvelle plateforme expérimentale a été imaginée sur l'installation laser NIF [159].

III.1.1 Présentation du NIF : National Ignition Facility

Motivée par le « Stockpile Stewardship Program » (SSP), programme de maintenance de l'armement nucléaire américain incluant l'étude de la fusion nucléaire par laser, la construction du NIF a été engagée en 1997 et finalisée en mars 2009. Implanté en Californie au LLNL, le NIF est l'installation laser la plus énergétique du monde. A plein régime, l'installation peut délivrer 2.1 MJ pour une puissance nominale de 500 TW triplée en fréquence. [32] (voir Fig. III.1).

III.1.1.1 Les chaînes laser

L'installation est composée de 192 faisceaux laser répartis sur 4 cônes d'irradiation. Dans chacun des cônes, les faisceaux sont groupés en « bundle » (paquets) de 8 faisceaux. Initialement générés par un milieu amplificateur de cristal Nd :YLF (Yttrium lithium fluor dopé au néodyme) de longueur d'onde fondamentale 1053 nm, les paquets de faisceaux sont amplifiés par des lampes flash Nd :Glass passant de 1 J à 20 kJ d'énergie par faisceau.

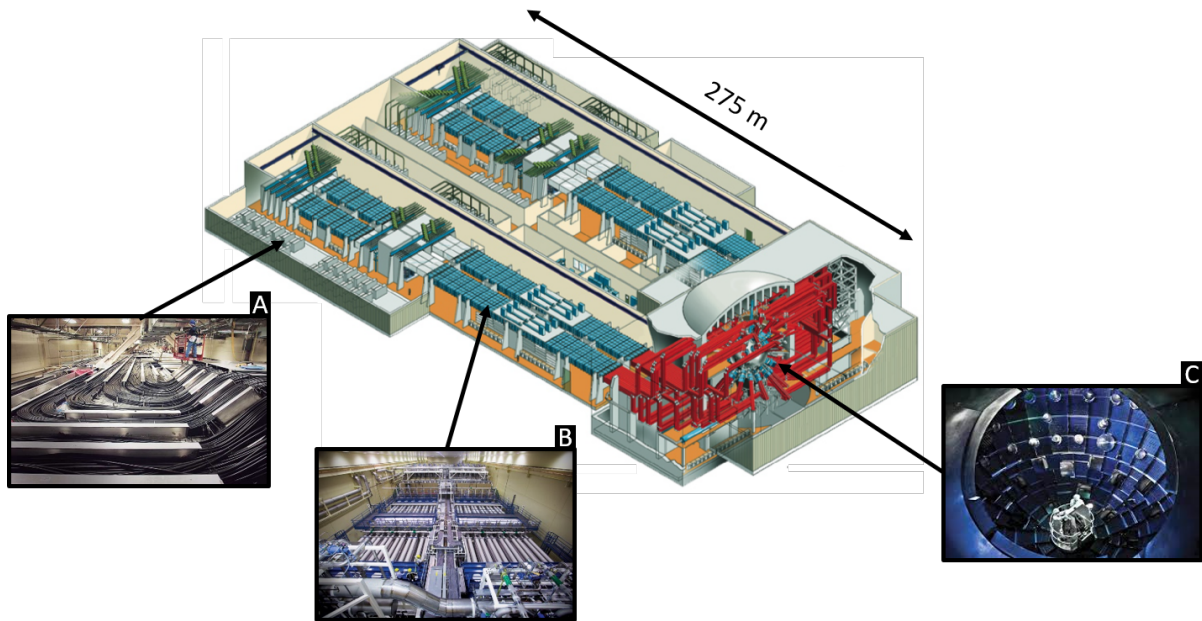


FIGURE III.1: *Installation laser NIF. (A) Amplificateurs. (B) Lignes laser. (C) Chambre d'expérimentation. Une documentation détaillée de l'installation peut être consultée à la référence [164].*

Élaborée initialement pour des expériences d'attaque indirecte, la chambre d'expérimentation est séparée en deux hémisphères pour irradier le Hohlraum orienté selon l'axe z . Les paquets de faisceaux sont séparés en 2 quadruplets de 4 faisceaux et répartis sur les deux hémisphères de la chambre d'expérimentation. Avant de pénétrer dans la chambre d'expérimentation, les faisceaux sont triplés en fréquence par le système de « Final Optics Assembly » (FOA). Des lames de phase aléatoires mettent en forme spatialement les faisceaux avant les conversions successives $1\omega + 1\omega \rightarrow 2\omega$ et $1\omega + 2\omega \rightarrow 3\omega$. Celles-ci sont respectivement opérées par des cristaux non linéaires de di-hydrogène de potassium phosphaté (KDP) et di-deudérium de potassium phosphaté (DKDP). Une lentille biseautée de distance focale 7.7 m assure la séparation du rayonnement à 3ω des rayonnements 1ω et 2ω résiduels (voir Fig. III.2).

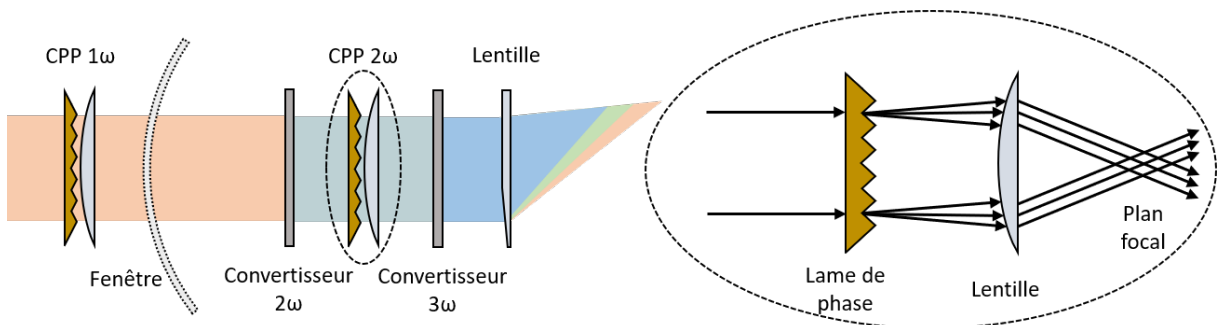


FIGURE III.2: *Schéma du dispositif FOA. Une succession de lames de phase et de cristaux de conversion prépare les faisceaux avant leur entrée dans la chambre.*

A de telles énergies, des aberrations optiques s'accroissent lors des multiples passages du faisceau à travers les optiques constitutives des chaînes laser. On estime que 50% de l'énergie laser est contenue dans les points chauds de la figure de speckle. Afin d'homogénéiser

la tâche laser, deux méthodes de lissage optique complémentaires sont utilisées : un lissage spatial par les lames de phases et un lissage temporel par dispersion spectrale. Les lames de phases continues, positionnées dans le système FOA, réorganisent la distribution des points chauds de manière contrôlée. Des variations surfaciques induisent des aberrations de phase et brisent la cohérence du front d'onde. On peut décrire ce dernier sous la forme analytique suivante [165, 166, 167] :

$$u(x) = \exp(ik\alpha(x)), \quad (\text{III.1})$$

où k est le nombre d'onde et $\alpha(x)$ est une fonction aléatoire qui modélise les aberrations du faisceau laser incident. La transmission complexe de la lame de phase continue s'exprime comme :

$$t(x) = \exp(ik\beta(x)), \quad (\text{III.2})$$

où $\beta(x)$ dépend de la surface de la lame.

La figure de speckle en champ lointain s'écrit alors pour la fréquence spatiale f comme la convolution de la transmission de la lame de phase et du front d'onde incident :

$$F(u(x) \times t(x)) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(x)t(x) \exp(-ikfx) dx. \quad (\text{III.3})$$

La variance de la distribution (uniformité de la tâche) est alors proportionnelle à la densité spectrale de puissance $F(t(x))^2$. Une lame de phase dont la transformée de Fourier de sa surface est riche en modes de décomposition homogénéisera davantage la figure de speckle. Une faible variance signifie une bonne uniformité de la tâche laser. La taille de la tâche focale est aussi contrôlée pour sélectionner précisément l'intensité laser d'irradiation. Les lames de phase permettent de générer des faisceaux d'enveloppe super-gaussienne (SG) de la forme :

$$I(r) = I_0 \exp(- (r/R_0)^{n_{SG}}), \quad (\text{III.4})$$

où $n_{SG} \geq 2$ est l'ordre super-gaussien, I_0 est l'intensité laser au centre de la tâche focale ($r = 0$) et R_0 le rayon de la tâche focale défini pour $I(r = R_0) = I_0/e$. Pour nos expériences, des lames de phases SG d'ordre 8 ont été utilisées.

La figure de speckle résultante présente toujours des surintensités lumineuses propices au développement d'instabilités laser-plasma dans la couronne [168]. L'autre technique alors utilisée pour uniformiser davantage la tâche focale est le lissage dynamique ou « Smoothing by Spectral Dispersion » (SSD). Cette méthode consiste à faire varier la figure de speckle sur des échelles temporelles inférieures au temps de réponse hydrodynamique du plasma (inférieur à 100 ps). Pour obtenir un effet sur les instabilités paramétriques, ce temps de réponse doit aussi être comparable ou inférieur aux taux de croissance de ces dernières (1-5 ps). Sur le NIF, le signal modulé en fréquence de 17 GHz est ajouté au laser incident ce qui provoque une perte de contraste de la figure de speckle et donc son homogénéisation. Pour un lissage optimal, un second signal modulé peut être ajouté dans la direction transverse pour induire un effet SSD 2D. Ce type de lissage n'est pas disponible sur NIF mais actuellement opérationnel sur l'installation OMEGA (voir Fig. III.3).

Ces dispositifs de lissage sont importants pour éviter l'empreinte des surintensités lumineuses sur la cible. L'étude de l'empreinte laser est un domaine de recherche encore très actif et identifié comme l'un de facteurs déterminant pour garantir une bonne stabilité hydrodynamique des capsules implosées en attaque directe.

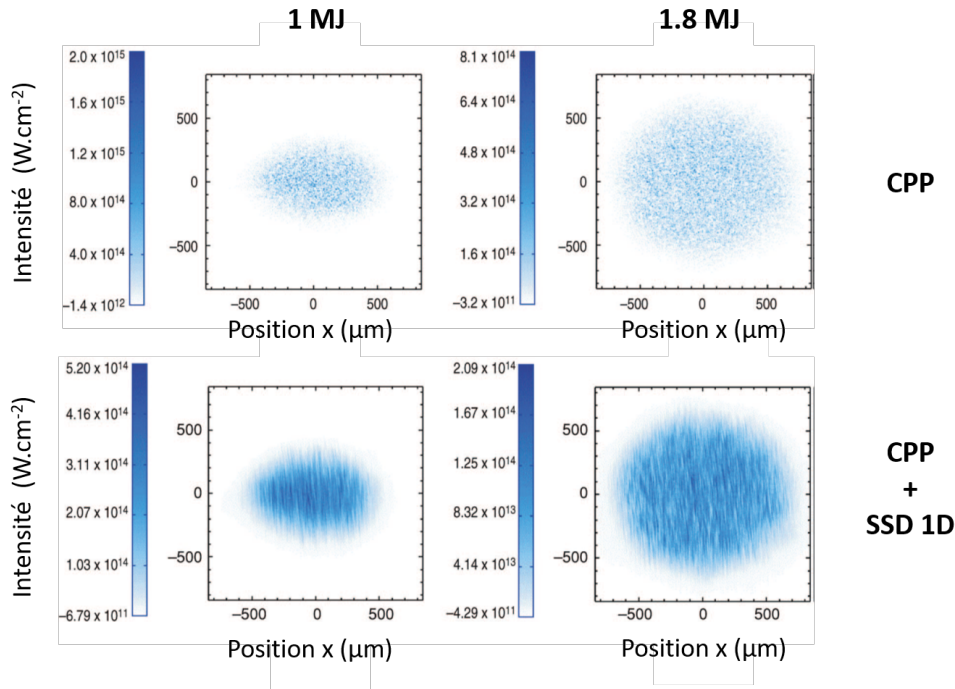


FIGURE III.3: Image du diagnostic « Target Alignment Sensor » (TAS) de la tâche focale représentée pour des tirs de 1 et 1.8 MJ d'énergie laser. Les premières et deuxièmes lignes représentent respectivement une tâche lissée par une lame de phase continue et celle avec ajout du lissage dynamique SSD 1D.

III.1.1.2 Chambre d'expérimentation

Les cibles étudiées sont placées au centre de la chambre d'expérimentation, une sphère de 10 m de diamètre interne. Les faisceaux et les diagnostics utilisés lors des expériences sont insérés par des ouvertures aussi appelés « ports ». 72 ports sont dédiés aux faisceaux lasers (des ports laser non utilisés actuellement étant prévus pour l'attaque directe). En coordonnées sphériques, les quadruplets entrent dans la chambre d'expérimentation à travers des ports localisés à 23.5° , 30° , 44.5° et 50° selon l'angle polaire φ . Au total, 4 quadruplets peuvent être insérés dans chacun des ports (voir Fig. III.4).

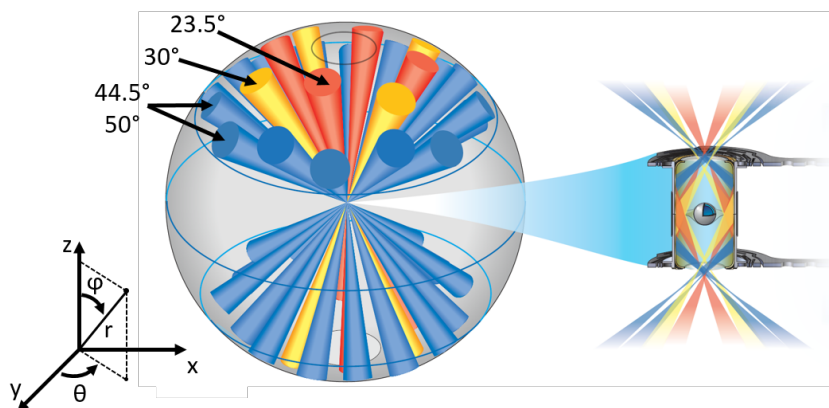


FIGURE III.4: Configuration des ports de la chambre expérimentale du NIF. Les cônes de faisceaux placés à $\varphi = 23.5^\circ$, 30° , 44.5° et 50° de l'hémisphère nord sont représentés.

Des bras inserteurs télescopiques « Diagnostic Instrument Manipulator » (DIM) sont utilisés afin d'amener les diagnostics amovibles au voisinage du CC. Des diagnostics permanents, notamment les diagnostics laser, caractérisent les faisceaux après conversion à 3ω . Les diagnostics « Full Aperture Backscatter Station » (FABS) mesurent la lumière rétrodiffusée. Des diagnostics d'imagerie X (GXD, DISC) et d'interférométrie optique (VISAR) permettent d'étudier les évolutions des structures hydrodynamiques et des chocs lorsque la cible est irradiée. Des spectromètres caractérisent les émissions X générées par la cible et autres sources de rayonnement annexes. Pour les expériences d'implosion, des détecteurs de neutrons « Neutron Imaging System » (NIS) et « Neutron Time Of Flight » (NTOF) mesurent l'efficacité des réactions de fusion et l'instant de production neutronique.

III.1.2 Configuration expérimentale de la plateforme HydroDD

La plateforme expérimentale « HydroDD » a été développée dans le cadre du programme Discovery Science du LLNL destiné à promouvoir les expériences académiques sur le NIF. L'objectif de cette plateforme est de développer les conditions d'irradiation permettant l'étude d'instabilités hydrodynamiques aux temps longs, dans des conditions HDE [159]. Cette géométrie expérimentale, pensée dès 2012 [169], fait suite à une série d'expériences réalisées en attaque indirecte [86]. La validation de cette nouvelle configuration expérimentale a fait l'objet d'une mini-campagne se décomposant en trois tirs (voir Fig. III.5).

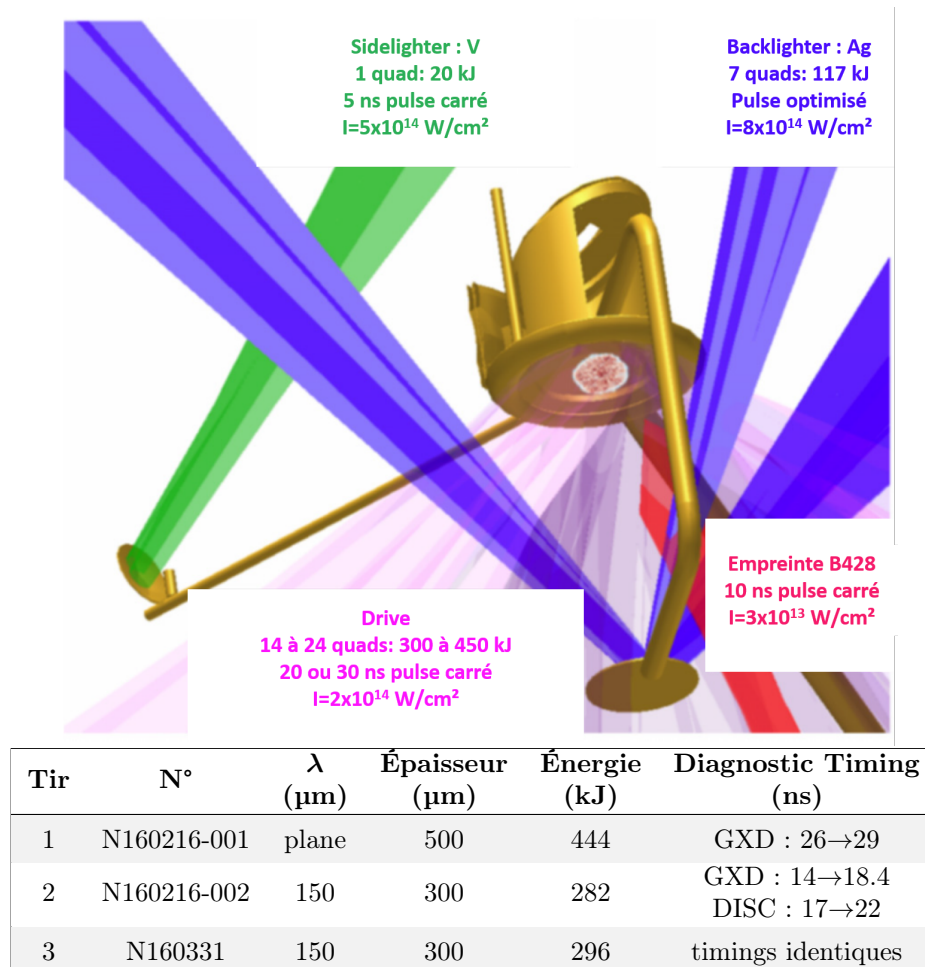


FIGURE III.5: Dispositif expérimental HydroDD sur NIF et plan des tirs de qualification.

Le premier tir est une expérience de caractérisation. La cible étudiée est irradiée par 14 à 21 quadruplets de l'hémisphère sud de l'enceinte. Pour étudier l'évolution des instabilités hydrodynamiques sur des temps longs, il est en effet nécessaire que la dynamique du choc soit stable. Une tâche laser large est indispensable pour irradier plusieurs périodes de modulations et s'affranchir des effets de bords de tâche. Les « Continuous Phase Plates » (CPP) de l'installation mettent en forme spatialement les faisceaux et génèrent une tâche focale de 2 mm de diamètre. Sept quadruplets irradient successivement la cible pendant 10 ns de manière à produire de longues irradiations (20 et 30 ns). Sept autres quadruplets irradient la source de radiographie de face en Argent pour créer une source X d'émission $K\alpha = 3.6 \text{ keV}$. Le rayonnement traverse la cible et est récupéré sur un dispositif GXD. Pour radiographier la cible de côté, un quadruplet irradie une plaque de Vanadium, produisant un rayonnement $K\alpha = 4.9 \text{ keV}$ collecté sur une caméra GXD ou DISC. La cible étudiée est un cylindre de 5 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur et constituée de polystyrène CH de densité $\rho = 1.04 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Elle est irradiée avec $I_0 = 2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, typique des intensités laser étudiées en FCI. A cette intensité, il est impossible d'utiliser continûment le même groupe de faisceaux pendant 30 ns sans endommager les optiques de la chaîne laser. Nous verrons plus loin que pour des intensités moindres (expériences Landau-Darrieus), des durées d'impulsion de 30 ns sont permises (voir Fig. III.6).

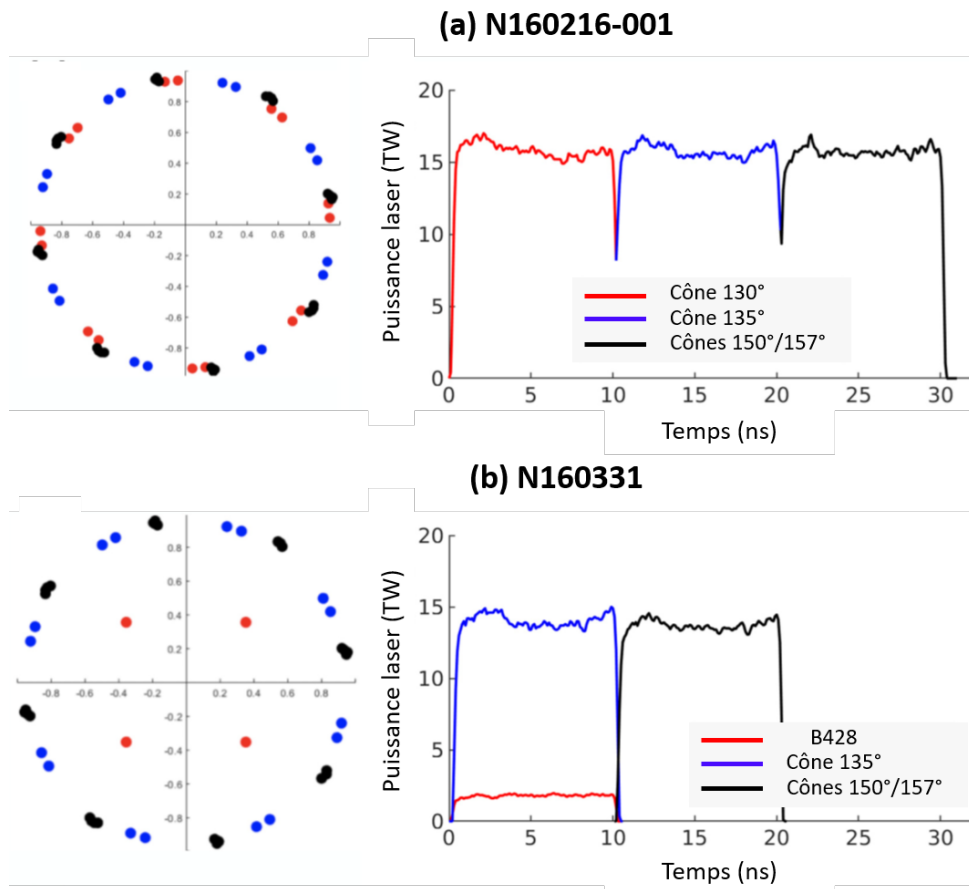


FIGURE III.6: Pointages et lois de puissance laser pour les tirs N160216-001 (a) et N160331 (b). Pour le tir N160216-001 sur cible épaisse, les cônes de faisceaux sont répartis de manière homogène sur le cercle délimitant la tâche focale. Pour le tir N160331, le faisceau B428 utilisé pour l'étude de l'empreinte laser est dépointé.

La concaténation temporelle des faisceaux n'est cependant pas parfaite et de faibles baisses d'irradiation entre les faisceaux à 10 ns et 20 ns sont visibles sur les lois de puissance. Néanmoins, les transitions sont suffisamment courtes (~ 50 ps) devant la réponse hydrodynamique du plasma de couronne.

Pour les deux derniers tirs, la cible est réduite à une épaisseur de 300 μm . Une perturbation sinusoïdale de longueur d'onde 150 μm et d'amplitude crête-à-crête 1 μm est pré-imposée sur la face avant de la cible. Pour cette nouvelle épaisseur, le choc débouche en face arrière après 9 ns et la cible est ensuite accélérée. Le tir N160331 a la particularité d'utiliser le faisceau B428 sans aucun dispositif de lissage. Ce tir a pour objectif de prouver que la plateforme HydroDD peut être utilisée pour étudier l'effet de l'empreinte laser sur l'évolution du front d'ablation [62]. Ce faisceau dure aussi 10 ns mais précède temporellement tous les autres faisceaux de 300 ps, temps caractéristique hydrodynamique de couplage entre les surintensités lumineuses de la tâche laser et les suppressions d'ablation. L'intensité de ce faisceau seul est plus faible, de l'ordre de $3 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Au total, 96 faisceaux de l'installation sont utilisés et repartis sur l'hémisphère inférieur de la chambre d'expérimentation. Pour une tâche focale elliptique, la puissance laser crête est de $P \sim \pi IR_0^2 = 6.28 \text{ TW}$. Des lames de phases SG d'ordre 8 et le système SSD 1D sont utilisés pour mettre en forme spatialement et lisser les faisceaux.

III.1.3 Diagnostics expérimentaux

Pour quantifier l'évolution de la modulation au cours du temps, deux diagnostics de radiographie à rayons X sont utilisés sur la plateforme.

III.1.3.1 Diagnostic GXD

Le « Gated X-ray Diagnostic » (GXD) forme une image spatiale 2D de la cible [170, 171]. Le rayonnement émis par une source de rayons X traverse la cible. A leur arrivée sur l'instrument, les rayons X sont filtrés à travers une matrice de sténopés. Cet élément optique permet de contrôler la résolution spatiale du détecteur, d'obtenir plusieurs images de la cible à des angles de vue différents et d'introduire un grandissement géométrique. Une photo-cathode convertit ensuite les photons X en électrons. Placée derrière, une Galettes de Micro-Canaux (GMC) mise sous tension accélère et multiplie les électrons. Afin de procéder à l'acquisition d'images à des temps différents, la GMC est séparée en quatre pistes indépendantes. Déclenché à des temps préalablement choisis, un signal électrique mise en forme parcourt une piste de la GMC et active le phénomène de cascade électronique. Les électrons sont ensuite convertis une nouvelle fois en signal photonique grâce à une plaque de phosphore. Une caméra « Charged Couples Device » (CCD) récupère l'image formée par le système. Dans le plan de la caméra, 4x4 images sont enregistrées correspondant chacune aux sténopés dans l'alignement des pistes. Le temps qui sépare les quatre clichés d'une même ligne est égal au temps de propagation du signal électrique à parcourir la piste de la GMC (voir Fig. III.7).

Pour cette journée de tirs, ce diagnostic est utilisé pour les radiographies de face afin d'étudier l'évolution de la modulation à 150 μm . Une plaque d'Argent est irradiée par 7 quadruplets pour créer une source X d'émission $K\alpha$ de 3.6 keV. Pour le tir N160216-001, le GXD est aussi utilisé pour radiographier la cible épaisse de côté et contrôler la position du choc. Dans cette configuration l'imageur de côté est une plaque de Vanadium irradiée par

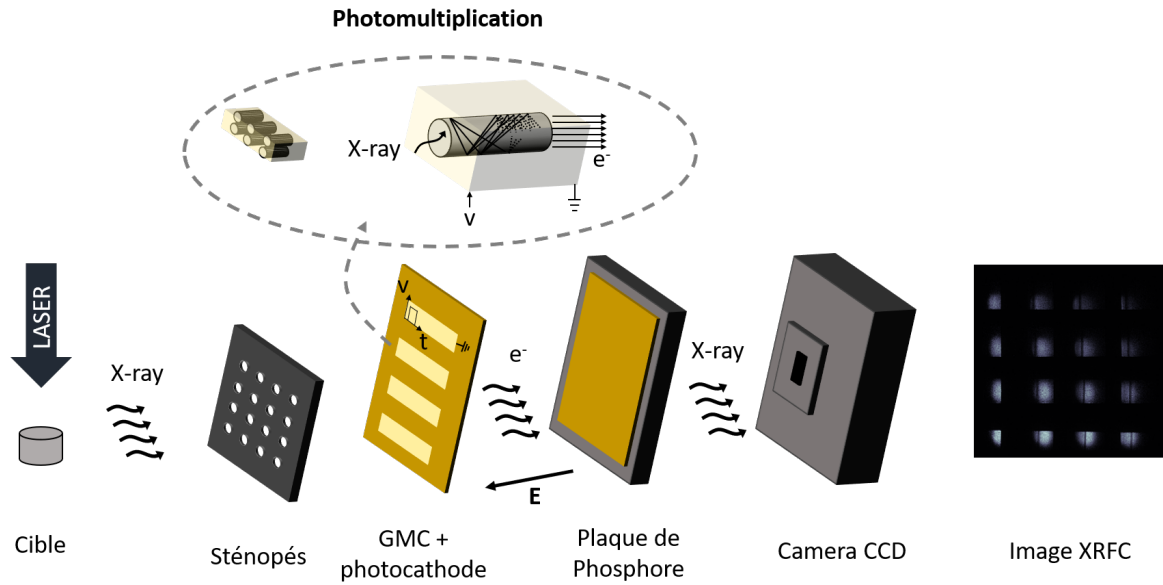


FIGURE III.7: Schéma de principe du diagnostic GXD sur NIF. Après interaction avec la cible, le rayonnement X se propage à travers une matrice de sténopés avant d'être converti et amplifié par une GMC. Quatre bandes d'acquisition permettent de sélectionner à quels temps former une image sur la caméra CCD.

un unique quadruplet produisant un rayonnement $K\alpha$ de 4.9 keV. L'image de radiographie de côté montre notamment la qualité de la planéité du choc sur 2 mm de tâche focale (voir Fig. III.8).

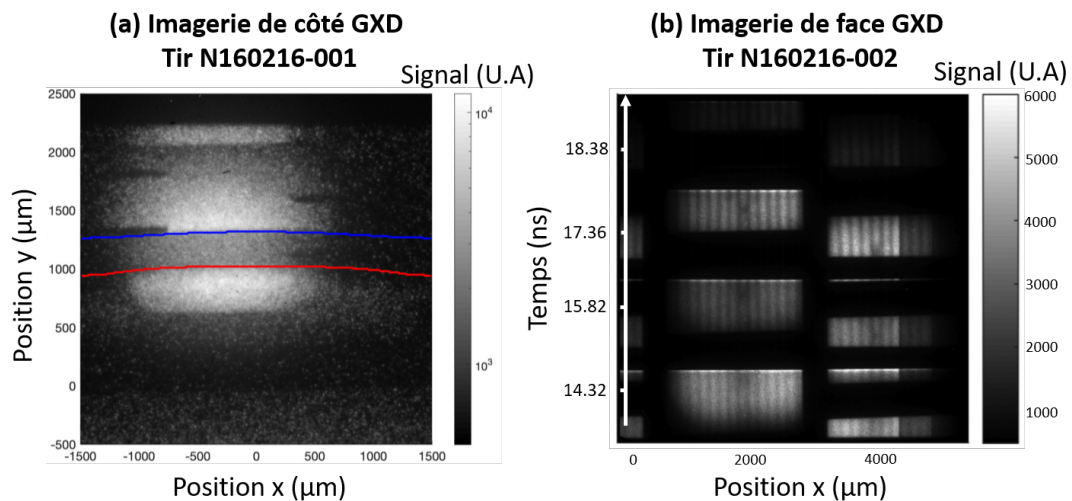


FIGURE III.8: Image de radiographie de côté (a) et de face (b) pour les tirs N160216-001 et N160216-001. Sur l'image (a), le front de choc et le front d'ablation sont repérés respectivement par les tracés bleus et rouges. Des références spatiales sont visibles dans le champ de vue. Sur l'image (b), la différence de profondeur optique entre les creux et les pics de la modulation est mesurée toutes les ~ 1 ns.

III.1.3.2 Diagnostic DISC

Le « Diagnostic Insertion Streak Camera » (DISC) est une caméra à balayage de fente amovible [172]. Complémentaire à la source X de Vanadium, le rayonnement X ayant interagit avec la cible en cours d'irradiation se propage à travers une fente de sorte à réduire l'espace à une dimension spatiale. Après passage de la fente, le rayonnement divergent est reconvergé sur une photo-cathode pour conversion électronique. Les électrons sont ensuite déviés par un champ électrique dont l'amplitude est choisi selon la dynamique du phénomène étudié. Une GMC homogène est placée devant une plaque de phosphore pour accélérer et multiplier le signal électronique. Une caméra CCD récupère le signal (voir Fig. III.9).

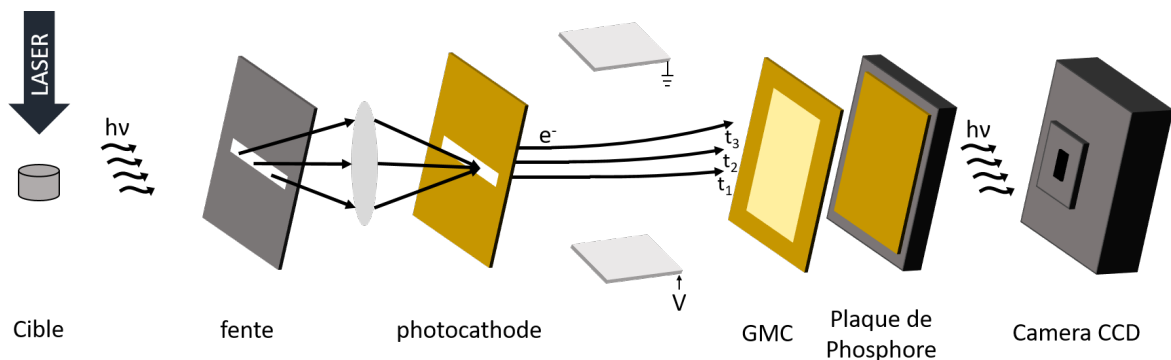


FIGURE III.9: Schéma de principe du diagnostic DISC sur NIF. Après interaction avec la cible, le rayonnement X se propage à travers la fente du diagnostic avant d'être converti par une photo-cathode. Un champ électrique transverse permet de dévier les électrons et de générer le signal continu sur la caméra CCD après reconversion photonique.

Les techniques d'analyse d'images radiographiques sont développées dans la référence [173]. Pour valider cette nouvelle plateforme, les observables expérimentales sont comparées aux résultats de simulations hydrodynamiques FLASH ainsi qu'aux modèles analytiques de la littérature.

III.2 Description analytique combinée de l'évolution de l'amplitude des modulations au front d'ablation dans le régime $kDc > 1$

Le diagnostic de radiographie de face nous permet une mesure de l'évolution de la différence de profondeur optique au cours du temps. L'historique de l'évolution de l'amplitude du front d'ablation peut aussi être modélisé par des calculs hydrodynamiques et des modèles analytiques.

III.2.1 Simulations FLASH des tirs sur plaque épaisse et plaque fine pré-modulée.

Les tirs N160216-001 et N160216-002 ont été étudiés avec le code FLASH. Dans ces simulations, les cibles de CH sont modélisées par une équation d'état tabulée sous le

format IONMIX fournie avec la version 4.6.2 du code FLASH. Cette équation d'état est générée avec l'outil Propaceos [174]. Il permet aussi de calculer l'opacité multigroupe du polystyrène. Dans tous les calculs, 6 groupes de discrétisation en énergie décrivent l'opacité des cibles dans l'intervalle $[1-1 \times 10^5 \text{ eV}]$. Pour ne pas alourdir les calculs, les cibles ne sont pas considérées dans leur intégralité. Les 5 mm de diamètres sont réduits à 500 μm pour la cible épaisse sans modulation et $\sim 400 \mu\text{m}$ pour le cas des cibles modulées. Un fichier d'entrée utilisé pour ces calculs est présenté en annexe A.

Pour une intensité laser incidente de $2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, le front d'ablation se propage dans la cible à $25.5 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$ et le choc à $33.3 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$. A cette vitesse, le front de choc atteint la face arrière de la cible au bout de 30 ns. Les relevés de la position du choc entre le calcul FLASH et les mesures du diagnostic GXD sont en bon accord. (voir Fig. III.10).

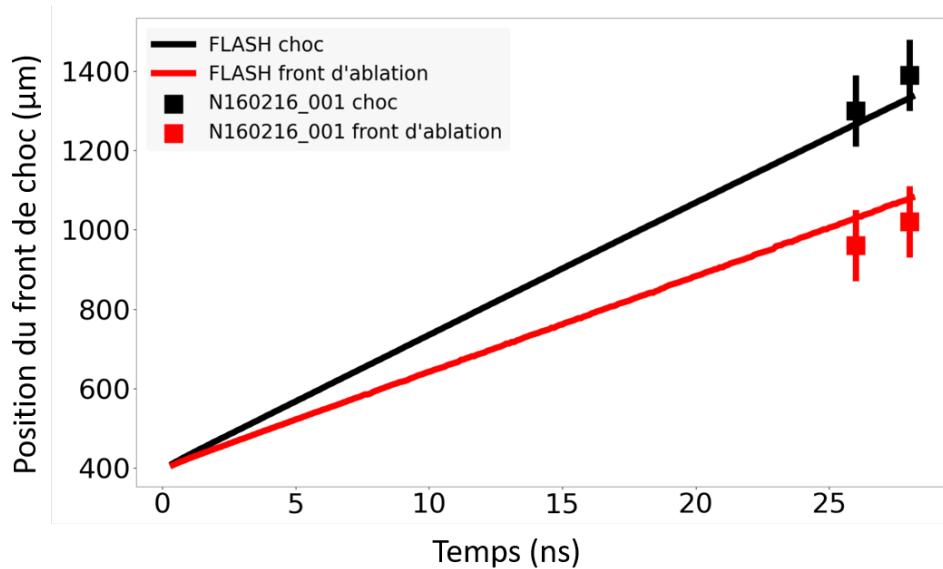


FIGURE III.10: Évolution au cours du temps de la position du front de choc dans le volume de la cible. La courbe représente les résultats de la simulation FLASH. Le relevé de position expérimentale du tir N160216-001 est superposé à la courbe par les carrés rouges.

L'ajout de la modulation de 150 μm et de 1 μm d'amplitude crête-à-crête a nécessité d'augmenter significativement la résolution spatiale des simulations FLASH. Dans le cas des cibles planes, la taille des cellules les plus résolues par l'AMR est de 1 μm . Pour les cibles pré-modulées, les cellules les plus petites du maillage Eulerien sont 0.0625 μm de côté soit 16X plus résolues que les cibles précédentes. A l'instant initial $t = 0 \text{ ns}$, 16 cellules décrivent la modulations crête-à-crête. Ces cibles étant plus fines (300 μm d'épaisseur), le choc débouche en face arrière. Un pseudo vide d'Hélium de densité $\rho_{vide} = 1 \times 10^{-8} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ est ajouté en face arrière de la cible pour capturer le vol de la cible dans le pseudo vide (voir Fig. III.11).

Une description plus précise des simulations FLASH sera présentée dans un autre régime d'intensité laser dans les chapitres suivants.

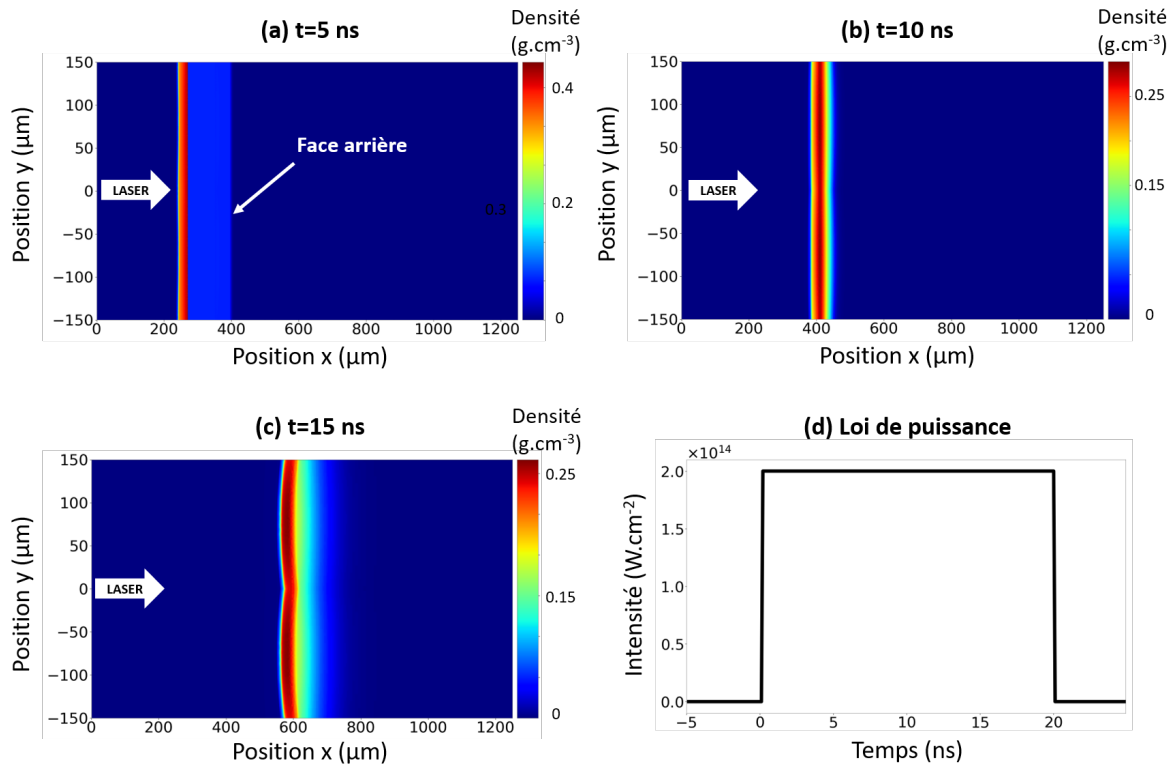


FIGURE III.11: Cartes de densités FLASH de la reproduction du tir N160216-002 aux temps $t = 5, 10$ et 15 ns. Au temps $t = 5$ ns, le choc se propage toujours dans la cible. L'amplitude la modulation est alors difficile à déceler visuellement. A $t = 10$ ns, le choc a débouché en face arrière de la cible. Le matériau se détend dans le vide. La densité compressée d'un facteur 4 est alors réduite. A $t = 15$ ns, la modulation est visible. La mise en accélération de la cible provoque la croissance de la modulation.

III.2.2 Reproduction analytique de l'évolution du front d'ablation

Au cours de son irradiation, la cible subit deux phases hydrodynamiques : la phase de la propagation du choc et la phase d'accélération. Lorsque le choc est généré en surface de la cible par réaction à l'expansion du plasma dans le vide, le front d'ablation évolue sous l'influence de l'IRM ablative. Dans ce régime, l'accélération de la cible peut être considérée très faible. Lorsque le choc se propage au travers des 300 μm de polystyrène et atteint sa face arrière, une onde de raréfaction se propage jusqu'au front d'ablation et la cible entre dans une phase d'accélération. Dans cette phase, le plasma de couronne peu dense accélère la cible de plastique comprimée, propice au développement de l'IRT. Si l'amplitude de la modulation reste inférieure à $\sim 0.1\% \lambda$, l'instabilité reste dans sa phase de développement linéaire. Passé cette limite, l'amplitude sature et croît linéairement. Ces mécanismes ont été présentés dans la partie II.3.2.

Pour reproduire analytiquement l'amplitude du front d'ablation depuis le début de l'irradiation laser, un algorithme est mis en place pour concaténer des modèles décrivant l'évolution du front dans les trois régimes. Dans les premiers instants d'irradiation, les modulations du choc se propageant dans le volume de la cible induisent des perturbations du front d'ablation qui évolue sous l'effet de l'IRM. Après débouché du choc, l'accélération

de la cible n'est plus négligeable et évolue majoritairement selon l'IRT :

$$\eta(t) = \begin{cases} \eta_{\text{Goncharov}}(t) & \text{si } 0 < t < t_{\text{choc}}, \\ \eta_{\text{Takabe}}(t) & \text{si } t_{\text{choc}} < t < t_{\text{sat}}, \\ \eta_{\text{Haan}}(t) & \text{si } t > t_{\text{sat}}. \end{cases} \quad (\text{III.5})$$

Les régimes de l'IRM et de l'IRT sont décrits par les équations des modèles analytiques de Goncharov et de Takabe dérivées en section II.3.2. La saturation de Haan est prise en considération dans le cas où l'amplitude de modulation du front d'ablation excède $0.1\% \lambda$. Les amplitudes de modulations de chaque modèle sont ensuite convertis en différence de profondeur optique dans le but d'être comparé aux données expérimentales.

III.2.2.1 Description de la phase pré-accélération : Instabilité de Richtmyer-Meshkov ablative

Le choix des paramètres de l'écoulement est guidé par les résultats de la simulation FLASH et les valeurs données dans l'article de référence de Goncharov pour une intensité d'irradiation de $2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Dans la phase RM, l'équation d'état tabulée du polystyrène de $1.04 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ à 270 K indique une pression initiale de matériau égale à 16 kbar. Après le passage du choc, la pression du fluide compressé atteint 2.5 Mbar. La force du choc vaut alors $P_{\text{choc}}/P_0 - 1 = 155.25 \gg 1$. Pour une intensité de $2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, le choc généré dans la cible est fort. Le matériau est comprimé par un facteur 4 se rapprochant du comportement théorique d'un gaz parfait. La vitesse d'ablation, paramètre critique pour quantifier les effets stabilisants du mécanisme d'ablation, est évaluée à $1.2 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$. Tous les paramètres de l'écoulement du modèle de Goncharov décrit dans la section II.3.2 sont constants à l'exception de la longueur caractéristique du front d'ablation et de la vitesse d'expansion du plasma qui évoluent en :

$$L(t) = L_0(1 + t/t_L) \quad \text{avec} \quad L_0 = \frac{\gamma - 1 AK_a}{\gamma m_a}, \quad (\text{III.6})$$

$$v_{\text{bl}}(t) = \frac{V_{\text{bl0}}}{(1 + t/t_L)^{1/n}} \quad \text{avec} \quad v_{\text{bl0}} = \frac{v_a}{\mu(kL_0)^{1/n}} \quad \text{et} \quad \mu = \frac{(2n)^{1/n}}{\Gamma(1 + 1/n)} + \frac{0.12}{n^2}, \quad (\text{III.7})$$

où K_a est le coefficient de conductivité électronique au front d'ablation, m_a le taux de masse ablatée, t_L le temps caractéristique d'évolution de l'épaisseur du front d'ablation et n le coefficient de conductivité thermique. Dans le modèle de Spitzer-Härm, sa valeur est 2.5. Dans ces régimes d'intensité, le plasma créé rayonne. Les pertes radiatives réduisent la valeur de n . Dans les calculs, sa valeur est prise à 1 de sorte à ce que la conductivité soit linéaire avec la température.

III.2.2.2 Description de la phase post-accélération : Instabilité de Rayleigh-Taylor ablative linéaire et saturée

Validé par la simulation FLASH et l'image de radiographie de côté, le temps de débouché du choc est estimé à $t_{\text{choc}} = 9.2 \text{ ns}$. Le dernier point du modèle de Goncharov est calculé à t_{choc} . L'amplitude initiale du développement de l'IRT est identifié au dernier terme de l'amplitude calculée par le modèle de Goncharov. Les coefficients du modèle de Takabe présenté en section II.3.2 sont respectivement $\alpha = 1.2$ et $\beta = 4$. L'accélération de la cible est quantifiée par la simulation FLASH et égale à $6.8 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-2}$. Lors de la mise en

accélération, les valeurs moyennes de vitesse d'ablation et longueur caractéristiques du front d'ablation doivent être réévaluées. La vitesse d'ablation est égale à $1.8 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$. La longueur $L(t)$ évolue linéairement de $4 \mu\text{m}$ au temps de débouché de choc jusqu'à $10 \mu\text{m}$ après 20 ns d'irradiation. Dans le cas où l'amplitude de modulation excède $0.1\% \lambda$ soit $15 \mu\text{m}$ pour la modulation à $150 \mu\text{m}$. Le modèle de saturation de Haan est pris en compte et raccordé au modèle de description linéaire de Takabe.

III.2.2.3 Conversion en profondeur optique et comparaison aux données expérimentales

Afin de comparer les résultats expérimentaux aux évolutions décrites par les modèles analytiques, l'amplitude du front d'ablation est convertie en différence de profondeur optique ΔPO :

$$\Delta PO = \Delta \ln(1/T) = \mu \Delta \left(\int \rho dx \right), \quad (\text{III.8})$$

où μ est le coefficient d'atténuation massique du plastique traversé par le rayonnement $K\alpha$ de l'Argent. Sa valeur est déterminée par la banque de donnée CXRO [175] et supposée constante à $50 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$.

Les rayons X interagissent avec la cible à densité variable. Lorsque le choc se propage dans le matériau, l'intégration de la masse dans l'épaisseur de la cible se décompose en trois composantes :

$$\Delta \left(\int \rho dx \right) = \int_{x_s+\eta_s}^{x_b} \rho_0 dx + \int_{x_a+\eta_a}^{x_s+\eta_s} \rho_1 dx + \int_{x_a}^{x_s} \tilde{\rho} dx, \quad (\text{III.9})$$

où η_s et η_a sont respectivement les amplitudes du front de choc et du front d'ablation déterminées par le modèle de Goncharov. Les positions x_b , x_s et x_a désignent respectivement les positions du bord de la cible, du front de choc et du front d'ablation. La partie froide non choquée est supposée de densité constante ρ_0 . La partie comprimée par le passage du choc est décomposée en une composante constante ρ_1 et une composante perturbée $\tilde{\rho}$. En aval du front d'ablation, la densité du plasma est négligeable et ne contribue pas au calcul.

Lorsque la cible est accélérée, le rayonnement X traverse la cible compressée de densité $\rho_1 + \tilde{\rho}$ et la profondeur optique s'écrit simplement :

$$\Delta PO = \Delta \ln(1/T) = \mu \int_{x_a+\eta_a}^{x_b} (\rho_1 + \tilde{\rho}) dx. \quad (\text{III.10})$$

Le calcul de la différence de la profondeur optique FLASH sera présenté dans les sections suivantes. Après conversion, la comparaison entre la concaténation des modèles analytiques, les données expérimentales et le code FLASH peut être faite. La comparaison des simulations FLASH, de la concaténation des modèles théoriques et des points expérimentaux montre un bon accord sur la tendance (voir Fig. III.12).

Au cours de cette expérience, les points expérimentaux sont relevés uniquement lorsque la cible est accélérée et soumise à l'IRT. L'évolution du front d'ablation dans les premiers instants d'irradiation est décrite avec les modèles analytiques et le résultat de la simulation FLASH. L'inversion de phase de la modulation est correctement décrite dans les deux cas.

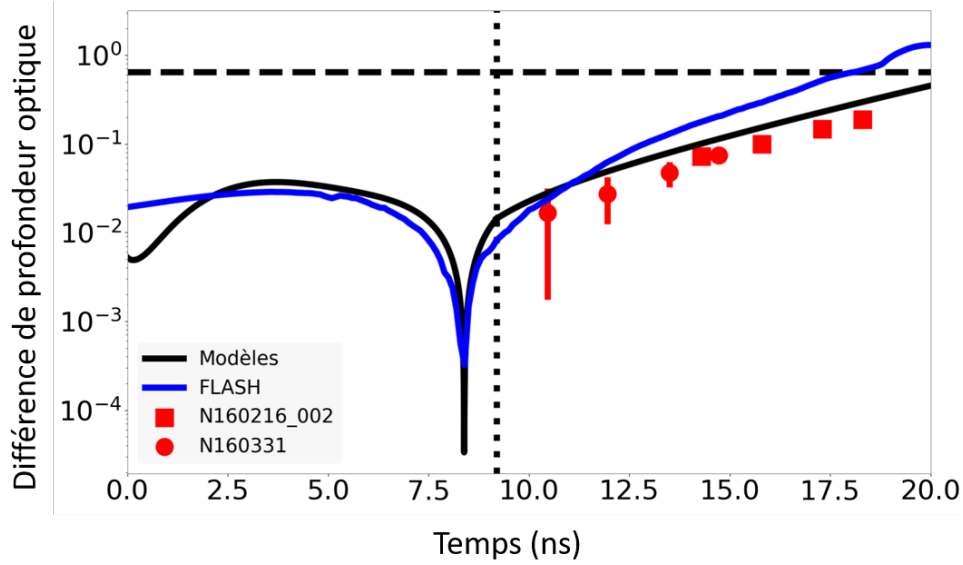


FIGURE III.12: Différence de profondeur optique de l'amplitude du front d'ablation au cours du temps. Les résultats FLASH (courbe bleu), analytiques (courbe noire) et les mesures expérimentales (carrés et points rouges) sont représentés. Les courbes tiret et pointillée matérialisent respectivement la limite de saturation de Haan et le temps de débouché du choc, début du régime de l'IRT.

Selon ces calculs, cette inversion se produit à 7.9 ns soit 1.3 ns avant le temps de débouché de choc. Au temps initial, la différence de profondeur optique est différente entre FLASH et le modèle de Goncharov. Le coefficient d'atténuation massique utilisé pour convertir les amplitudes de modulation en différence de profondeur optique a été considérée constante au cours des 20 ns décrites. Or, ce coefficient dépend de la température et de la densité du matériau sondé. Une conversion détaillée en profondeur optique devrait prendre en considération les variations du coefficient au cours de l'irradiation. Aussi, cette valeur dépend intrinsèquement du rayonnement X incident. Le rayonnement X généré par ablation de la plaque d'Argent est polychromatique ce qui a pour effet de modifier le coefficient d'absorption massique. Une discussion dédiée à l'évaluation du coefficient d'absorption massique sera proposée plus tard dans le manuscrit.

Conclusion du Chapitre III

Après avoir présenté l'installation laser NIF, une expérience de validation de la nouvelle plateforme HydroDD est décrite dans le cas de cibles planes épaisses irradiées à $2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ sur une tâche laser de 2 mm pendant une durée totale de 30 ns. Les résultats expérimentaux obtenus par les radiographies de côté prouvent la qualité de la planéité du choc lors de sa propagation dans le volume des cibles de polystyrène. La vitesse du front de choc est aussi confirmée par les simulations hydrodynamiques FLASH. La première expérience sur plaques fines modulées est ensuite présentée. Contrairement à l'expérience de caractérisation de planéité de choc, les cibles sont irradiées pendant 20 ns et présentent une modulation de 150 μm d'amplitude crête-à-crête initiale de 1 μm . La mise en accélération place la cible dans un régime propice au développement de l'IRT. L'historique de l'évolution de l'amplitude du front d'ablation est calculé par le code FLASH et des modèles analytiques successifs pour décrire les différents régimes hydrodynamiques. L'adéquation avec les points expérimentaux acquis dans la phase de l'IRT linéaire est satisfaisante.

Le modèle de Goncharov a été développé dans l'hypothèse où $kD_c > 1$ avec D_c l'épaisseur de la zone de conduction. Les auteurs de l'article proposent une discussion appuyée par des simulations numériques réalisées avec le code hydrodynamique ORCHID [176]. Leurs simulations hydrodynamiques mettent en évidence les limitations du modèle lorsque la condition $kD_c > 1$ n'est plus vérifiée. Pour des zones de conduction plus faibles et/ou des modes d'interfaces plus petits (plus grandes longueurs d'onde), le comportement du front d'ablation change radicalement. Les inversions de phase ne sont plus présentes et le front d'ablation évolue selon une croissance exponentielle. Dans ce nouveau régime où $kD_c < 1$, l'ILD devient le mécanisme prépondérant et doit être considéré pour décrire l'évolution du front d'ablation. Selon la loi d'échelle dérivée dans la section II.3, la taille de zone de conduction croît avec l'intensité laser incidente. Pour l'intensité de $2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, la taille de la zone de conduction reste inférieure à 100 μm . Le paramètre kD_c pour la modulation à 150 μm est de l'ordre de 4. La condition de validité du modèle de Goncharov est donc respectée. Cependant, la taille de zone de conduction est dynamique. Pour toute longueur d'onde de modulation, il existe un intervalle de temps pour lequel la taille de zone de conduction est suffisamment faible et ne vérifie pas la condition. Dans le cas de la modulation à 150 μm irradiée à $2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, $kD_c < 1$ pour $t < 1.5 \text{ ns}$. Ce temps semble relativement court pour observer un changement de comportement du front d'ablation et un écart au modèle de Goncharov. Le chapitre suivant s'intéresse à la transition du régime $kD_c > 1$ globalement vérifié lors de l'expérience de caractérisation au domaine $kD_c < 1$.

Chapitre IV

Développement d'un modèle analytique fluide dans la zone de conduction : code ALPES

Plan du chapitre

IV.1	Présentation du modèle analytique	76
IV.1.1	Équations d'Euler et hypothèses du modèle	76
IV.1.2	Écoulement de base	79
IV.1.3	Écoulement perturbé : linéarisation des équations	80
IV.1.4	Limite $kD_c \ll 1$: instabilité de Landau-Darrieus classique . .	82
IV.2	Analyse des résultats du modèle	84
IV.2.1	Résolution numérique : présentation du code ALPES	84
IV.2.2	Solutions de l'écoulement de base	86
IV.2.3	Maillage adaptatif pour description des écoulements	87
IV.2.4	Relation de dispersion et solutions de l'écoulement perturbé .	88
IV.2.4.1	Relation de dispersion	88
IV.2.4.2	Solutions de l'écoulement perturbé	88
IV.3	Validation du modèle par comparaison avec le code de simulation FLASH	90
IV.3.1	Validation de l'écoulement de base	90
IV.3.1.1	Études paramétriques en densité et intensité laser .	91
IV.3.1.2	Comparaison aux simulations FLASH 1D	95
IV.3.2	Validation de l'écoulement perturbé et comparaison des ampli- tudes de modulation	96
IV.3.2.1	Paramètres numériques	96
IV.3.2.2	Résultats des simulations FLASH	98
IV.3.2.3	Cadre de la comparaison avec le modèle de Goncharov	100
IV.3.2.4	Comparaison entre ALPES, FLASH et le modèle de Goncharov	101
IV.3.3	Quantification des effets non linéaires de l'instabilité de Landau- Darrieus sur l'évolution du front d'ablation	104
IV.3.4	Limitations et domaine de validité des hypothèses du modèle .	105

Ce chapitre théorique et numérique détaille le développement d'un modèle analytique capable de décrire l'évolution du front d'ablation sous l'effet des instabilités hydrodynamiques. L'effet de petites perturbations sur la stabilité du système décrivant les quantités physiques dans le volume de la zone de conduction est développé. Les équations fluides sont linéarisées à l'ordre 1 dans l'espace de Fourier et les solutions analysées et présentées au lecteur. Afin d'être utilisé comme outil de référence, les solutions du modèle sont ensuite comparées au modèle de Goncharov décrit dans les chapitres précédents et aux résultats du code FLASH.

IV.1 Présentation du modèle analytique

Basé sur les travaux présentés dans la référence [177], la motivation de ce nouveau modèle est d'étendre l'espace des solutions des équations d'Euler perturbées au domaine complexe pour des valeurs quelconques du paramètre $a = T_c/T_a$. Le modèle initial est développé selon des hypothèses valables dans le régime où les longueurs d'onde de décomposition du front d'ablation $\lambda = 2\pi/k$ sont grandes devant l'épaisseur de la zone de combustion D_c ($kD_c < 1$). Les modes k vérifiant cette condition sont instables sous l'effet de l'ILD. L'introduction d'une partie imaginaire aux solutions rend accessible l'étude de modes k plus élevés et la transition continue vers le régime $kD_c > 1$. Alors que les premiers travaux théoriques traitaient d'une éventuelle mise en accélération du front d'ablation pour étudier la compétition entre l'IRT et l'ILD dans le régime linéaire, cette étude a pour objectif l'étude du front d'ablation dans les premiers instants d'irradiation, lorsque la cible est non accélérée. Lors des premiers instants, ILD et IRM sont identifiées comme les deux mécanismes responsables de l'évolution du front d'ablation. L'extension proposée des solutions introduit un nouveau régime oscillant du front d'ablation dans le domaine $kD_c > 1$ où l'ILD est stabilisée mais l'IRM potentiellement exacerbée. Dans cette partie, les hypothèses du modèle sont présentées ainsi que le système d'équations fluides qui régit l'écoulement du plasma en face avant de la cible.

IV.1.1 Équations d'Euler et hypothèses du modèle

Le modèle décrit l'écoulement du plasma formé par l'irradiation laser d'une cible plane en incidence normale. Dans la direction x du laser, l'espace en face avant de la cible est décrit selon trois zones distinctes : la zone I ($x \in]-\infty; x_a]$) située en amont du front d'ablation est la zone comprimée par le choc supposé loin devant le front d'ablation. La zone II ($x \in [x_a; x_c]$) recouvre la zone de conduction délimitée par le front d'ablation et la surface critique. La zone III ($x \in [x_c; +\infty[$) est la région du plasma-sous-dense en aval de la surface critique (voir Fig. IV.1).

Dans tout l'espace, les quantités hydrodynamiques de l'écoulement vérifient les équations fluides développées en section II.1.1 :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (\text{IV.1a})$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla p = 0, \quad (\text{IV.1b})$$

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h \mathbf{v}) - \frac{\partial p}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \nabla p = \nabla \cdot \mathbf{Q}_{\text{th}} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_{\text{las}}, \quad (\text{IV.1c})$$

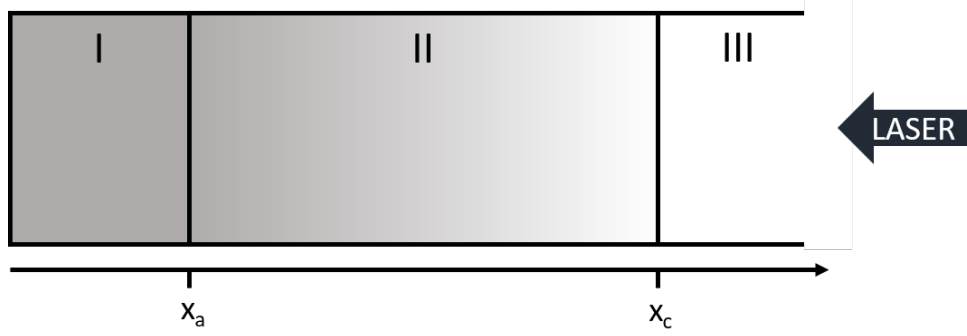


FIGURE IV.1: Schéma de la configuration du modèle 1D. x_a et x_c sont respectivement les positions du front d'ablation et de la surface critique. Les zones I, II et III sont respectivement la cible choquée, la zone de conduction et le plasma sous-dense. Le laser irradie la cible par la droite.

où l'équation de la conservation de l'énergie interne spécifique a été remplacée par l'équation de conservation de l'enthalpie spécifique considérant l'identité thermodynamique $h = \epsilon + p/\rho$.

Les termes sources présents dans l'équation (IV.1c) sont ré-exprimés dans le cadre d'hypothèses simplificatrices :

H1. Dans les trois zones, le matériau est un plasma entièrement ionisé qui vérifie l'équation des gaz parfaits $\epsilon = p[\rho(\gamma - 1)]^{-1}$.

H2. Le plasma est décrit selon un modèle mono-température : les populations d'ions et d'électrons sont supposées instantanément en équilibre thermodynamique ($T_e = T_i = T$). De plus, la pression radiative est négligée ($p_r \ll p$ et $T_r \ll T$). Cette approximation se justifie du fait que le matériau irradié est supposé de faible numéro atomique et peu dense [178]. L'intensité laser est modérée ($I < 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) de telle sorte que seule l'absorption collisionnelle soit considérée. Le dépôt laser se fait sur les électrons thermiques du plasma.

H3. La totalité de l'énergie laser est absorbée à la surface critique x_c . Le terme d'absorption laser s'écrit $\nabla \cdot \mathbf{Q}_{\text{las}} = I\delta(x - x_c)$. Le coefficient d'absorption collisionnelle ν_{ab} est en effet maximum à la densité critique vu dans la section II.4.3. Il s'agit d'une approximation simplificatrice mais raisonnable en premier ordre.

H4. L'écoulement dans la zone II est subsonique. Un modèle réaliste consiste à supposer que la surface critique est un point sonique caractérisé par $M_s = 1$ (écoulement de Chapman-Jouguet). Cependant, cette hypothèse restreint l'étude à des solutions compressibles [129]. Dans l'hypothèse où l'écoulement est nettement subsonique, l'utilisation de l'approximation isobare où les variations de pressions sont négligées devant les variations en température et de densité simplifie les équations ($D_t p \ll D_t T, D_t \rho$).

H5. Les écoulements dans les zones I et III sont supposés isothermes ($\partial_x T|_{x < x_a} = \partial_x T|_{x > x_c} = 0$). Dans la zone I, cette hypothèse est confirmée par les équations

de Rankine-Hugoniot présentées en section II.1.2 imposant des quantités constantes derrière le choc. Dans la zone III, l'absorption en volume de l'énergie laser maintient la température des électrons quasi constante. Les collisions électrons-ions homogénéisent les températures électronique et ionique. Cette dernière hypothèse dépend fortement du modèle de conduction électronique et du matériau étudié. C'est toutefois une première approximation raisonnable.

H6. La conduction thermique est supposée intégralement électronique et la conductivité est décrite selon le modèle de Spitzer-Härm présenté à la section II.4.3. Comme $K = K_{SH}T^n \propto m^{-1}$ et la masse des ions 1000X supérieure à celle des électrons, négliger la conductivité thermique ionique devant celle des électrons est une approximation raisonnable. Le terme source de conduction thermique s'écrit $\nabla \cdot \mathbf{Q}_{th} = \nabla \cdot (K \nabla T)$.

Dans ces hypothèses, l'équation de conservation de l'enthalpie (IV.1c) peut être réécrite sur la température avec la relation $h = c_p T$:

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c_p T \mathbf{v}) - \frac{\partial p}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \nabla p = \nabla \cdot (K \nabla T) + I \delta(x - x_c). \quad (\text{IV.2})$$

Afin de décrire la stabilité du système et d'étudier sa réponse à de petites perturbations, la surface critique est modélisée par une modulation sinusoïdale de longueur d'onde λ et d'amplitude η vérifiant $\eta \ll \lambda$ (voir Fig. IV.2).

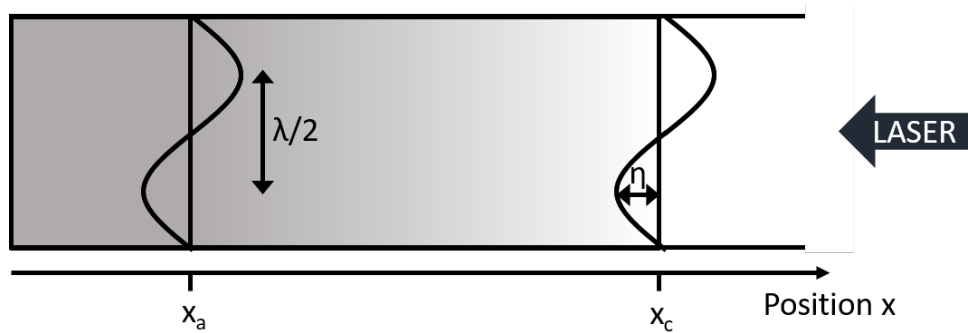


FIGURE IV.2: Schéma de la configuration perturbée. λ est la longueur d'onde de la modulation et η son amplitude.

La modulation d'interface induit une perturbation de toutes les variables hydrodynamiques du problème. On rappelle comme vu aux sections II.1.3 et II.2.1 que chaque quantité X s'écrit comme la somme d'une composante moyennée X_0 et d'une composante perturbative \tilde{X} :

$$X(x, y, t) = X_0(x) + \tilde{X}(x, y, t) \quad \text{o} \quad \tilde{X}(x, y, t) \ll X_0(x). \quad (\text{IV.3})$$

L'ensemble des quantités moyennées forme l'écoulement de base 1D et stationnaire. Les quantités perturbatives constituent l'écoulement perturbé 2D dépendant du temps. Les deux écoulements sont traités dans la suite de manière indépendante.

IV.1.2 Écoulement de base

Les quantités moyennées $X_0(x)$ vérifient les équations d'Euler stationnaires 1D dans le référentiel de la surface critique ($x_c = 0$) :

$$\frac{d}{dx}(\rho_0 v_{x0}) = 0, \quad (\text{IV.4a})$$

$$\frac{d}{dx}(\rho_0 v_{x0}^2 + p_0) = 0, \quad (\text{IV.4b})$$

$$\frac{d}{dx}(\rho_0 h_0 v_{x0}) - v_{x0} \frac{d}{dx} p_0 = \frac{d}{dx} \left(K_0 \frac{d}{dx} T_0 \right) + I \delta(0), \quad (\text{IV.4c})$$

$$h_0 = \frac{\gamma p_0}{(\gamma - 1) \rho_0}. \quad (\text{IV.4d})$$

L'équation (IV.4c) se décline pour la température dans l'approximation isobare :

$$\frac{d}{dx} \left(\rho_0 c_p T_0 v_{x0} - K_0 \frac{d}{dx} T_0 \right) - \underbrace{v_{x0} \frac{d}{dx} p_0}_{\text{approx.isobare}} = I \delta(0). \quad (\text{IV.4e})$$

L'équation de conduction en température (IV.4e) est une équation de diffusion. Si D est le coefficient de diffusivité défini comme $D = K/(c_p \rho)$ homogène selon $[D] = [L] \times [v]$, une épaisseur diffusive peut être définie pour le front d'ablation $d_a = K_a/(c_p \rho v_x)_a$ et la surface critique $d_c = K_c/(c_p \rho v_x)_c$, c_p étant indépendant de la température pour un gaz parfait. Comme le produit ρv_x est constant d'après l'équation (IV.4a), le rapport des épaisseurs s'exprime selon le rapport des conductivités $d_c/d_a = K_c/K_a = a^n$ avec n l'exposant de conductivité thermique.

Adimensionnement des quantités :

Pour décrire au mieux les structures du front d'ablation, l'épaisseur du front d'ablation est définie comme la longueur caractéristique du problème. Toutes les quantités sont alors normalisées par leur valeur relative évaluée au front d'ablation :

$$\begin{aligned} \xi &\rightarrow \frac{x}{d_a}, & \bar{T} &\rightarrow \frac{T_0}{T_a}, & \bar{v}_x &\rightarrow \frac{v_{x0}}{v_{xa}}, & \bar{\rho} &\rightarrow \frac{\rho_0}{\rho_a}, \\ \bar{p} &\rightarrow \frac{p_0}{p_a}, & \bar{K} &\rightarrow \frac{K_0}{K_a} = \bar{T}^n, & I &\rightarrow \frac{I}{\rho_a v_{xa} c_p T_a}, & t &\rightarrow \frac{x v_a}{d_a}. \end{aligned}$$

Les équations (IV.4) adimensionnées se réécrivent :

$$\bar{\rho} \bar{v}_x = 1, \quad (\text{IV.5a})$$

$$\bar{\rho} \bar{v}_x^2 + \bar{p} = \rho_a v_{xa}^2 + p_a, \quad (\text{IV.5b})$$

$$\frac{d}{d\xi} \left(\bar{\rho} \bar{T} \bar{v}_x - \bar{T}^n \frac{d}{d\xi} \bar{T} \right) = 0, \quad (\text{IV.5c})$$

$$\bar{\rho} \bar{T} = 1. \quad (\text{IV.5d})$$

Le système d'équations (IV.5) se réduit à la résolution de l'équation en température (IV.5c) :

$$\frac{d}{d\xi} \left(\bar{T} - \bar{T}^n \frac{d\bar{T}}{d\xi} \right) = 0, \quad \begin{cases} \bar{T}(\xi \rightarrow -\infty) = 1. \\ \bar{T}(\xi = 0) = a = \frac{T_c}{T_a} = \frac{\rho_a}{\rho_c}. \\ \frac{d\bar{T}}{d\xi}(\xi = 0) = \frac{d\bar{T}}{d\xi}(\xi \rightarrow -\infty) = 0. \end{cases} \quad (\text{IV.6})$$

Une première intégration considérant les conditions aux bords donne :

$$\frac{d\bar{T}}{d\xi} = \frac{\bar{T} - 1}{\bar{T}^n}. \quad (\text{IV.7})$$

La résolution de l'équation (IV.7) conditionne l'ensemble de l'écoulement de base. Les autres quantités de l'écoulement se déduisent directement de la solution en température \bar{T} .

IV.1.3 Écoulement perturbé : linéarisation des équations

Les quantités globales X vérifient les équations d'Euler 2D adimensionnées dépendant du temps dans la zone de conduction :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y) = 0, \quad (\text{IV.8a})$$

$$\rho \left[\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} v_x + v_y \frac{\partial}{\partial y} v_x \right] + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (\text{IV.8b})$$

$$\rho \left[\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} v_y + v_y \frac{\partial}{\partial y} v_y \right] + \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (\text{IV.8c})$$

$$\rho \left[\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} T + v_y \frac{\partial}{\partial y} T \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) = 0, \quad (\text{IV.8d})$$

$$h = \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)\rho}. \quad (\text{IV.8e})$$

Considérant chaque quantité s'écrivant comme $X(x, y, t) = X_0(x) + \tilde{X}(x, y, t)$, les équations d'Euler linéarisées à l'ordre 1 s'écrivent dans le référentiel lié à la surface critique perturbée ($\xi = x - \tilde{\eta}(y, t)$) :

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\Omega}}{\partial \xi} + \tilde{\rho} \frac{\partial}{\partial y}(\tilde{v}_y) = 0, \quad (\text{IV.9a})$$

$$\tilde{\rho} \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \xi} + \tilde{\Omega} \frac{\partial \tilde{v}_x}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \xi} = 0, \quad (\text{IV.9b})$$

$$\tilde{\rho} \frac{\partial \tilde{v}_y}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{v}_y}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{\eta} d\tilde{p}}{\partial y d\xi} = 0, \quad (\text{IV.9c})$$

$$\tilde{\rho} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} + \tilde{\Omega} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} - \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}(\bar{K}\tilde{T}) - \frac{\partial^2}{\partial y^2}(\bar{K}\tilde{T}) - \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial \xi^2} \bar{K} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = 0, \quad (\text{IV.9d})$$

$$\tilde{\rho}\tilde{T} + \tilde{p}\tilde{T} = 0. \quad (\text{IV.9e})$$

$$\text{avec } \tilde{\Omega} = \bar{v}_x \tilde{\rho} + \bar{\rho} \left(\tilde{v}_x - \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial t} \right).$$

Les quantités \tilde{X} de l'écoulement de base apparaissent dans les coefficients du nouveau système. Il est donc nécessaire de caractériser l'écoulement de base pour définir l'écoulement perturbé. Pour quantifier l'évolution temporelle du système et son comportement dans la direction transverse à l'écoulement, les quantités perturbées sont décomposées en sommes de séries de Fourier. Pour une perturbation monomode k dont l'évolution temporelle est quantifiée par le taux de croissance σ :

$$\tilde{X}(\xi, y, t) = \hat{X}(\xi) e^{\hat{\sigma}t + ik_y y}, \quad (\text{IV.10})$$

où $\hat{X}(\xi)$ est l'amplitude perturbée ne dépendant que de la coordonnée ξ , $\hat{\sigma} \rightarrow \sigma d_a / v_a$ est le taux de croissance adimensionné et $\hat{k} \rightarrow k d_a$ le mode spatial de Fourier adimensionné. Les amplitudes \hat{X} et le taux de croissance $\hat{\sigma}$ sont complexes et s'écrivent comme la somme d'une partie réelle et d'une partie imaginaire. Le système (IV.9) se réécrit alors dans l'espace de Fourier :

$$\hat{\sigma} \hat{\rho} + \frac{d\hat{\Omega}}{d\xi} + i\hat{k} \bar{\rho} \hat{v}_y = 0, \quad (\text{IV.11a})$$

$$\bar{\rho} \hat{\sigma} \hat{v}_x + \frac{d\hat{v}_x}{d\xi} + \hat{\Omega} \frac{d\bar{v}_x}{d\xi} + \frac{d\hat{p}}{d\xi} = 0, \quad (\text{IV.11b})$$

$$\bar{\rho} \hat{\sigma} \hat{v}_y + \frac{d\hat{v}_y}{d\xi} + i\hat{k} \left(\hat{p} - \hat{\eta} \frac{d\bar{p}}{d\xi} \right) = 0, \quad (\text{IV.11c})$$

$$\bar{\rho} \hat{\sigma} \hat{T} + \frac{d\hat{T}}{d\xi} + \hat{\Omega} \frac{d\bar{T}}{d\xi} - \frac{d^2(\bar{\lambda}\hat{T})}{d\xi^2} \hat{k}^2 \bar{\lambda} \left(\hat{T} - \hat{\eta} \frac{d\bar{T}}{d\xi} \right) = 0, \quad (\text{IV.11d})$$

$$\hat{\rho} \bar{T} = \hat{T} \bar{\rho}, \quad (\text{IV.11e})$$

$$\text{avec } \hat{\Omega} = \bar{v}_x \hat{\rho} + \bar{\rho} (\hat{v}_x - \hat{\sigma} \hat{\eta}).$$

Les conditions aux bords se déduisent du système (IV.11) simplifié pour décrire les écoulements isothermes ($\hat{\rho} = \hat{T} = 0$) et indépendants du temps dans les zones I et III :

$$\frac{d\hat{v}_x}{d\xi} + i\hat{k} \hat{v}_y = 0, \quad (\text{IV.12a})$$

$$\bar{\rho} \hat{\sigma} \hat{v}_x + \frac{d\hat{v}_x}{d\xi} + \frac{d\hat{p}}{d\xi} = 0, \quad (\text{IV.12b})$$

$$\bar{\rho} \hat{\sigma} \hat{v}_y + \frac{d\hat{v}_y}{d\xi} + i\hat{k} \hat{p} = 0. \quad (\text{IV.12c})$$

La réorganisation des équations (IV.12) réécrit le système comme une équation de Laplace sur la pression :

$$\frac{d^2 \hat{p}}{d\xi^2} - \hat{k}^2 \hat{p} = 0. \quad (\text{IV.13})$$

Les solutions de l'équation (IV.13) sont du type $\hat{p} = \mathcal{A}_+ e^{+\hat{k}\xi} + \mathcal{A}_- e^{-\hat{k}\xi}$ avec \mathcal{A}_+ et \mathcal{A}_- des constantes d'intégration à déterminer grâce aux conditions aux bords. Les expressions de \hat{v}_x et \hat{v}_y se déduisent du système d'équations (IV.12) avec la solution en pression. Seules les solutions physiques non divergentes sont considérées :

Surface critique $\xi \geq 0$

$$\hat{T}_c = 0, \quad (\text{IV.14a})$$

$$\hat{p}_c = \mathcal{P}_c e^{-\hat{k}\xi}, \quad (\text{IV.14b})$$

$$\hat{v}_{xc} = \mathcal{V}_{xc} e^{-\hat{\sigma}\xi/a} + \mathcal{P}_c \frac{a\hat{k}}{\hat{\sigma} - a\hat{k}} e^{-\hat{k}\xi}, \quad (\text{IV.14c})$$

$$\hat{v}_{yc} = \frac{i}{\hat{k}} \frac{d\hat{v}_{xc}}{d\xi}, \quad (\text{IV.14d})$$

Front d'ablation $\xi \rightarrow -\infty$

$$\hat{T}_a \rightarrow 0, \quad (\text{IV.15a})$$

$$\hat{p}_a \rightarrow \mathcal{P}_a e^{\hat{k}\xi}, \quad (\text{IV.15b})$$

$$\hat{v}_{xa} \rightarrow -\mathcal{P}_a \frac{\hat{k}}{\hat{\sigma} + \hat{k}} e^{\hat{k}\xi}, \quad (\text{IV.15c})$$

$$\hat{v}_{ya} \rightarrow \frac{i}{\hat{k}} \frac{d\hat{v}_{xa}}{d\xi} = i\hat{v}_{xa}, \quad (\text{IV.15d})$$

où $\mathcal{P}_c, \mathcal{V}_{xc}$ et \mathcal{V}_{yc} sont les valeurs perturbées de la pression et des composantes du vecteur vitesse à la surface critique. $\mathcal{P}_a, \mathcal{V}_{xa}$ et \mathcal{V}_{ya} sont les valeurs au front d'ablation.

Le taux de croissance et les six constantes d'intégration sont des valeurs propres du problème. La résolution des équations des deux écoulements est essentiellement numérique.

IV.1.4 Limite $kD_c \ll 1$: instabilité de Landau-Darrieus classique

Dans le cas où $kD_c \ll 1$, l'épaisseur de la zone de conduction peut être négligée devant la longueur d'onde de modulation. L'interface sépare deux zones isothermes dont les quantités hydrodynamiques respectent le système d'équations (IV.12) défini plus haut. Les solutions sont équivalentes aux conditions aux bords (IV.14) et (IV.15). Le raccordement des solutions à l'interface se traduit par des conditions de saut dérivées de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans le référentiel du front d'ablation [179] :

$$[\rho(\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_n)]_-^+ = 0, \quad (\text{IV.16a})$$

$$[\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_t]_-^+ = [\mathbf{e}_n \times (\mathbf{v} \times \mathbf{e}_n)]_-^+ = 0, \quad (\text{IV.16b})$$

$$[p + \rho(\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_n)(\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_n)]_-^+ = 0. \quad (\text{IV.16c})$$

Le vecteur vitesse se décompose comme $\mathbf{v} = (v_x - \partial_t \tilde{\eta})\mathbf{e}_x + v_y \mathbf{e}_y$ et les projections des vecteurs normaux \mathbf{e}_n et tangentiel \mathbf{e}_t à l'interface sur la base $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$ s'écrivent :

$$\mathbf{e}_n = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1 + \partial_y^2 \tilde{\eta}}} \\ -\frac{\partial_y \tilde{\eta}}{\sqrt{1 + \partial_y^2 \tilde{\eta}}} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{e}_t = \begin{pmatrix} \frac{\partial_y \tilde{\eta}}{\sqrt{1 + \partial_y^2 \tilde{\eta}}} \\ 1 \\ \frac{1}{\sqrt{1 + \partial_y^2 \tilde{\eta}}} \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.17})$$

On en déduit l'expression des composantes du vecteur vitesse dans la base $(\mathbf{e}_n, \mathbf{e}_t)$ (voir Fig. IV.3) :

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_n = \frac{v_x - \partial_t \tilde{\eta} - v_y \partial_y \tilde{\eta}}{\sqrt{1 + \partial_y^2 \tilde{\eta}}} \quad \text{et}, \quad \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_t = \frac{(v_x - \partial_t \tilde{\eta}) \partial_y \tilde{\eta} + v_y}{\sqrt{1 + \partial_y^2 \tilde{\eta}}}. \quad (\text{IV.18})$$

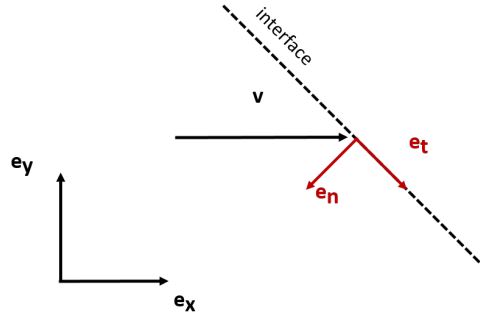


FIGURE IV.3: Schéma d'illustration des projections au voisinage de l'interface modulée. Les vecteurs \mathbf{e}_t et \mathbf{e}_n sont respectivement les vecteurs tangent et normal à l'interface.

La linéarisation dans l'espace de Fourier des expressions (IV.18) permet de réécrire les conditions de saut :

$$[\bar{\rho}(\hat{v}_x - \hat{\sigma}\hat{\eta})]_-^+ = 0, \quad (\text{IV.19a})$$

$$[\hat{p} + 2(\hat{v}_x - \hat{\sigma}\hat{\eta})]_-^+ = 0, \quad (\text{IV.19b})$$

$$[\hat{v}_y + i\hat{k}\hat{\eta}\hat{v}_x]_-^+ = 0, \quad (\text{IV.19c})$$

or la vitesse du front d'ablation peut s'identifier à la composante normale de la vitesse à l'interface ($\xi=0$), on trouve que $\hat{v}_{xa}(\xi=0) - \hat{\sigma}\hat{\eta} = 0$. Les conditions de saut se simplifient alors :

$$[\hat{v}_x]_-^+ = 0, \quad (\text{IV.20a})$$

$$[\hat{p}]_-^+ = 0, \quad (\text{IV.20b})$$

$$[\hat{v}_y + i\hat{k}\hat{\eta}\hat{v}_x]_-^+ = 0, \quad (\text{IV.20c})$$

$$\hat{v}_{xa} - \hat{\sigma}\hat{\eta} = 0. \quad (\text{IV.20d})$$

Les conditions (IV.14) et (IV.15) pour la pression et les composantes du vecteur vitesse en $\xi = 0$ vérifient alors les conditions aux bords (IV.20) et s'expriment sous forme matricielle comme :

$$\mathcal{A}\Phi = 0 \quad \text{avec} \quad \Phi = \begin{pmatrix} \mathcal{P}_a & \mathcal{P}_c & \mathcal{U}_c & \hat{\eta} \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.21})$$

où la matrice des coefficients \mathcal{A} s'exprime comme

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ \hat{k} & a\hat{k} & -1 & 0 \\ -\frac{\hat{\sigma} + \hat{k}}{\hat{k}} & -\frac{\hat{\sigma} - a\hat{k}}{a\hat{k}} & \frac{\hat{\sigma}}{a\hat{k}} & -\hat{k}(a-1) \\ -\frac{\hat{k}}{\hat{\sigma} + \hat{k}} & 0 & 0 & -\hat{\sigma} \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.22})$$

Les solutions non triviales en $\hat{\sigma}$, valeur propre du problème, vérifient $\text{Det}(\mathcal{A}) = 0$ ce qui donne :

$$\hat{\sigma}^2 + \frac{2a}{a+1}\hat{k}\hat{\sigma} - a\frac{a-1}{a+1}\hat{k}^2 = 0. \quad (\text{IV.23})$$

Cette équation admet deux solutions, racines du polynôme d'ordre 2 [180] :

$$\hat{\sigma}_{\pm} = \frac{1}{a+1} \underbrace{\left(-a \pm \sqrt{a^3 + a^2 - a}\right)}_{\hat{\sigma}_0} \hat{k}. \quad (\text{IV.24})$$

Ces deux racines correspondent au taux de croissance de l'instabilité décrite par Landau [102]. Dans le cas d'un front discontinu sans épaisseur, le taux de croissance dimensionné vaut :

$$\sigma = \hat{\sigma}_0 k v_a. \quad (\text{IV.25})$$

d_a n'est plus défini comme une grandeur caractéristique du problème de sorte que $\hat{k} = k$ et $\hat{\sigma} = \sigma/v_a$. D'après l'expression du taux de croissance, tous les modes k sont instables. Le taux de croissance est d'autant plus grand que la longueur d'onde d'interface est petite. A mesure que le rapport des températures à la surface critique et au front d'ablation augmente, le paramètre $\hat{\sigma}_0$ croît indiquant que l'amplitude de modulation pour tout mode k de l'interface augmente. L'écriture analytique du taux de croissance (IV.25) a été dérivée pour un front sans épaisseur ce qui d'ailleurs est équivalent à l'étude de longueurs d'onde très grandes devant l'épaisseur du front. Pour des longueurs d'onde plus petites, des mécanismes stabilisants apparaissent lorsque l'on considère une épaisseur de conduction non nulle.

IV.2 Analyse des résultats du modèle

IV.2.1 Résolution numérique : présentation du code ALPES

Le code ALPES (Ablative Linearized Perturbative Eulerian System) résout numériquement les écoulements et calcule la relation de dispersion des instabilités au front d'ablation (voir Fig. IV.4).

Le calcul des solutions de l'écoulement de base est la première étape de l'algorithme. Les grandeurs \bar{v}_x , $\bar{\rho}$, \bar{p} ainsi que la position du front d'ablation sont déduites de la solution de l'équation (IV.7) pour la température \bar{T} . Les grandeurs de l'écoulement de base sont ensuite stockées et injectées dans le système d'équations perturbées. La valeur de $\hat{\sigma}$ est obtenue par la méthode de tir [181]. L'algorithme est comme suit :

- Étape 0 : Une valeur $\hat{\sigma}_k^0$ est initialisée pour le mode \hat{k} .
- Étape 1 : Pour chaque mode \hat{k} , la valeur $\hat{\sigma}_k$ est utilisée pour définir les conditions (IV.14) à la surface critique.
- Étape 2 : Une intégration numérique Runge-Kutta d'ordre 4 [182] du système (IV.11) est calculée de la surface critique jusqu'à la position du front d'ablation.
- Étape 3 : Les conditions au front d'ablation (A) (IV.15) sont comparées aux résultats de l'intégration numérique (N).
- Étape 4 : Si la différence $|A - N| < \delta$ entre les quantités résultantes de l'intégration numérique et les conditions aux bords analytiques excède le critère de seuil $\delta = 1 \times 10^{-8} U \cdot A$, on teste une nouvelle valeur de $\hat{\sigma}_k$ en exécutant un pas Newton-Raphson [182] et on réitère le processus d'intégration jusqu'à ce que la condition de convergence soit vérifiée.

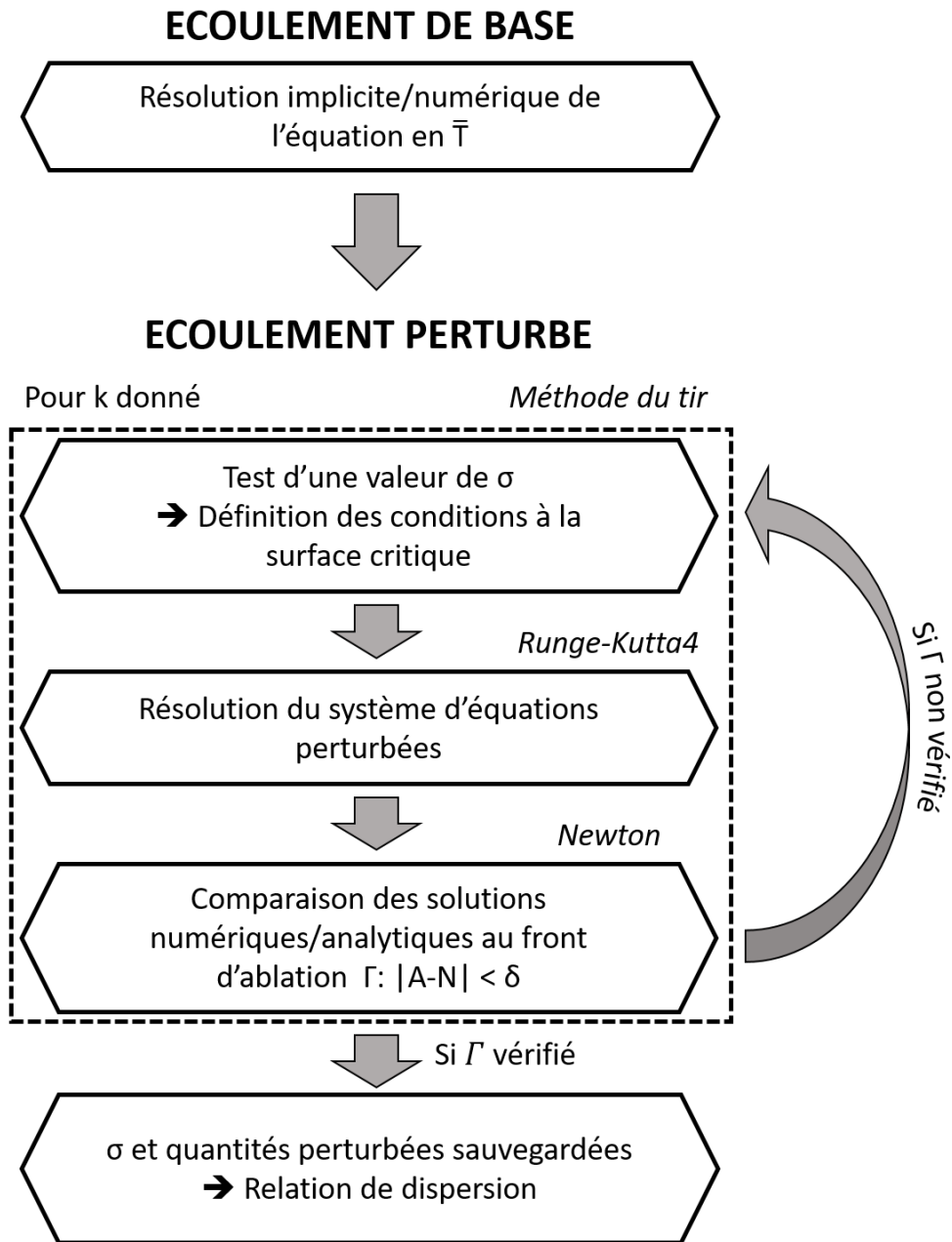


FIGURE IV.4: Schéma séquentiel de l'algorithme du code ALPES. Une première intégration numérique résout l'écoulement de base. Les résultats sont ensuite injectés dans le système d'équations perturbées. Une méthode du tir converge pour des valeurs de σ vérifiant les conditions aux bords analytiques au front d'ablation. La relation de dispersion est obtenue après de nombreuses itérations sur les modes k_i .

Pour le premier mode calculé où la condition $kD_c \ll 1$ est vérifiée, la valeur de $\hat{\sigma}$ est initialisée (étape 0) par le taux de croissance analytique classique de l'ILD exprimée par l'équation (IV.25). Les valeurs de \mathcal{P}_a , \mathcal{P}_c et \mathcal{U}_c se déduisent ensuite des conditions de saut (IV.20). Les valeurs suivantes de $\hat{\sigma}$ sont définies de proche en proche au voisinage de la solution précédente. L'opération est réitérée pour une nouvelle valeur $\hat{k} + d\hat{k}$ et une première valeur de test initiale $\hat{\sigma}_{\hat{k}+d\hat{k}}^0 = \hat{\sigma}_{\hat{k}}$. Pour faciliter l'implémentation numérique, le

système d'équations est mis sous forme matricielle :

$$\Phi'(\xi) = \mathcal{A}.\Phi(\xi) + \mathcal{B} \quad \text{avec} \quad \Phi(\xi) = \left(\hat{T} \quad \frac{d\hat{T}}{d\xi} \quad \hat{v}_x \quad \hat{v}_y \quad \hat{p} \right), \quad (\text{IV.26})$$

où les matrices \mathcal{A} et \mathcal{B} sont détaillées en annexe B.

IV.2.2 Solutions de l'écoulement de base

La solution de l'équation de diffusion en température (IV.6) est représentée sur la figure IV.5.

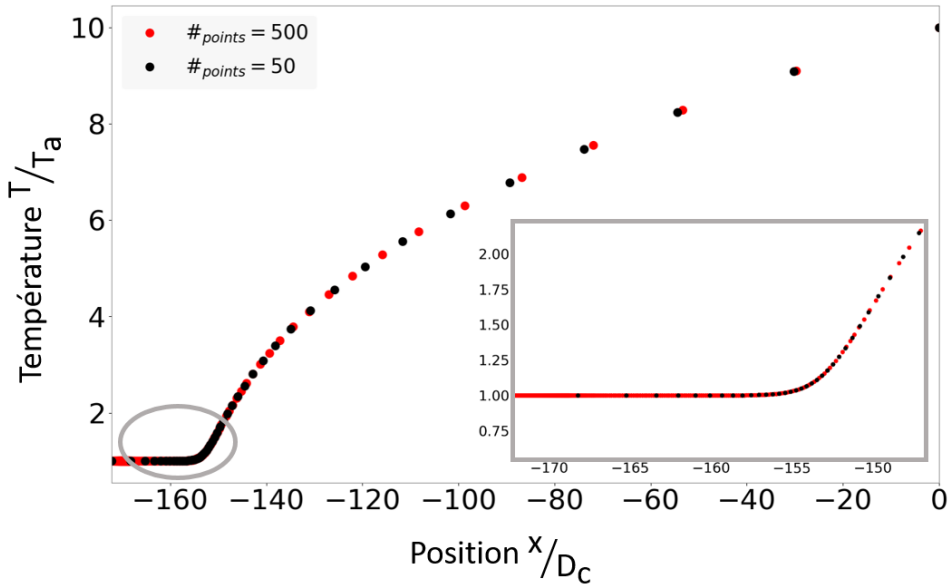


FIGURE IV.5: Solution en température de l'écoulement de base. L'encadré représente le voisinage du front d'ablation pour deux intervalles de températures $\Delta\bar{T}_{\min}$.

Pour une valeur du coefficient de conductivité $n = 5/2$ typique des plasmas de fusion, une solution analytique implicite $\xi = f(\bar{T})$ peut être calculée :

$$\xi = \frac{2}{5} (\bar{T}^{5/2} - a^{5/2}) + \frac{2}{3} (\bar{T}^{3/2} - a^{3/2}) + 2 (\bar{T}^{1/2} - a^{1/2}),$$

$$- \ln \left[\frac{1 - \sqrt{a\bar{T}} + \sqrt{\bar{T}} - \sqrt{a}}{1 - \sqrt{a\bar{T}} - \sqrt{\bar{T}} + \sqrt{a}} \right]. \quad (\text{IV.27})$$

Deux paramètres interviennent dans la solution en température, l'exposant de conductivité thermique n et le rapport de températures $a = T_c/T_a$ (voir Fig. IV.6).

Ces deux études montrent que la définition d'un front d'ablation localisé et de faible épaisseur d_a est d'autant plus justifiée lorsque l'exposant de conductivité thermique et le quotient des températures sont grands. La zone de conduction se caractérise par une forte dépendance de la conductivité avec la température. La concavité du profil de température change à mesure que l'exposant de conductivité thermique diminue. Dans le cas des flammes, la conductivité est supposé indépendante de la température et $n = 0$. Dans ce cas, la température diffuse jusqu'au front de flamme selon une loi exponentielle :

$$\bar{T}(\xi) = (a - 1)e^\xi + 1. \quad (\text{IV.28})$$

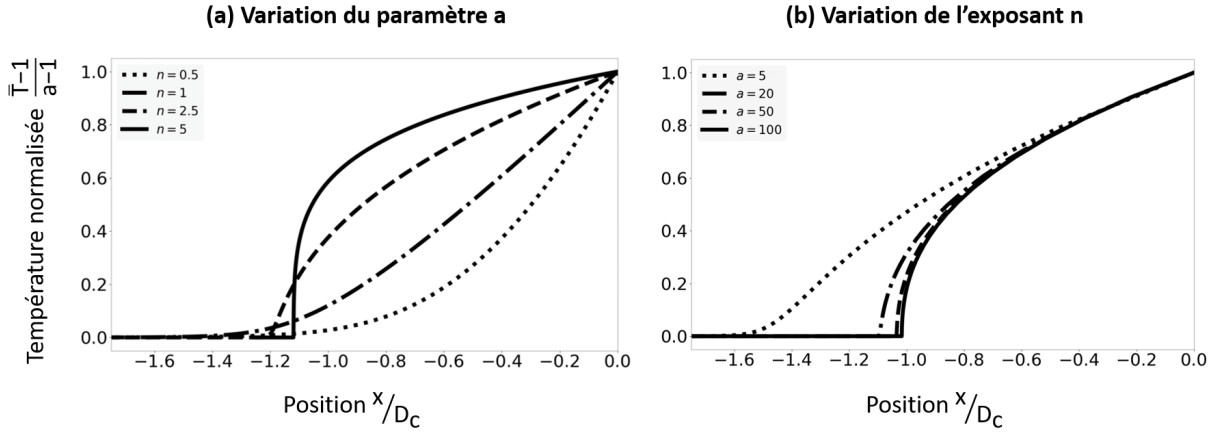


FIGURE IV.6: Solution en température de l'équation de diffusion pour l'écoulement de base en fonction de la distance normalisée par l'épaisseur de la zone de conduction. (a) Variation de l'exposant de conductivité n . (b) Variation du paramètre a .

IV.2.3 Maillage adaptatif pour description des écoulements

Dans le code, les solutions implicites ξ données par l'équation (IV.27) déterminent le maillage spatial utilisé pour l'intégration du système (IV.11) : lorsque $\bar{T} \rightarrow 1$, une faible variation de l'incrément $d\bar{T}$ induit une grande variation de $d\xi$:

$$d\xi = \frac{\bar{K}}{\bar{T} - 1} d\bar{T}. \quad (\text{IV.29})$$

Pour un pas constant en température, les points du maillage se raréfient lorsque $\bar{T} \rightarrow 1$. La forme de la solution analytique implicite (IV.27) ne permet pas de déduire d'incrément par simple inversion de la solution. Une compensation exponentielle du terme logarithmique de la solution est trop coûteuse et génère un maillage trop raffiné pour la résolution ultérieure de l'écoulement perturbé et le grand nombre d'intégrations testées par l'algorithme de Newton. Un pas adaptatif en température est alors nécessaire pour raffiner le maillage dans la zone du front d'ablation :

$$\bar{T}_{i+1} - \bar{T}_i = \Delta\bar{T}_{\min} \left[1 + \left(\frac{q}{N-1} i \right)^{2\beta} \right] \quad \text{avec} \quad q = \left(\frac{\Delta\bar{T}_{\max}}{\Delta\bar{T}_{\min}} - 1 \right)^{1/(2\beta)}, \quad (\text{IV.30})$$

où N est le nombre de points du maillage et β un exposant numérique. $\Delta\bar{T}_{\max}$ et $\Delta\bar{T}_{\min}$ sont les intervalles en température entre les deux premiers et deux derniers points du maillage. Ils sont communiqués au code par l'utilisateur. La valeur de $\Delta\bar{T}_{\min}$ doit être suffisamment faible pour que le front d'ablation soit correctement défini (voir encadré IV.5). La solution implicite donnée par l'équation (IV.27) est uniquement valable pour une valeur de l'exposant de conductivité $n = 2.5$. Pour tout autre valeur de n , la solution en \bar{T} est calculée par méthode d'intégration numérique Runge-Kutta 4.

IV.2.4 Relation de dispersion et solutions de l'écoulement perturbé

IV.2.4.1 Relation de dispersion

Après résolution de l'écoulement de base, toutes les grandeurs \bar{X} définies à partir de la solution \bar{T} sont stockées et injectées dans le système d'équations perturbées. Pour générer la relation de dispersion, ALPES est itéré pour un grand nombre de modes \hat{k} . Les valeurs de $\hat{\sigma}$ sont évaluées de proche en proche pour assurer la continuité de la solution (voir Fig. IV.7).

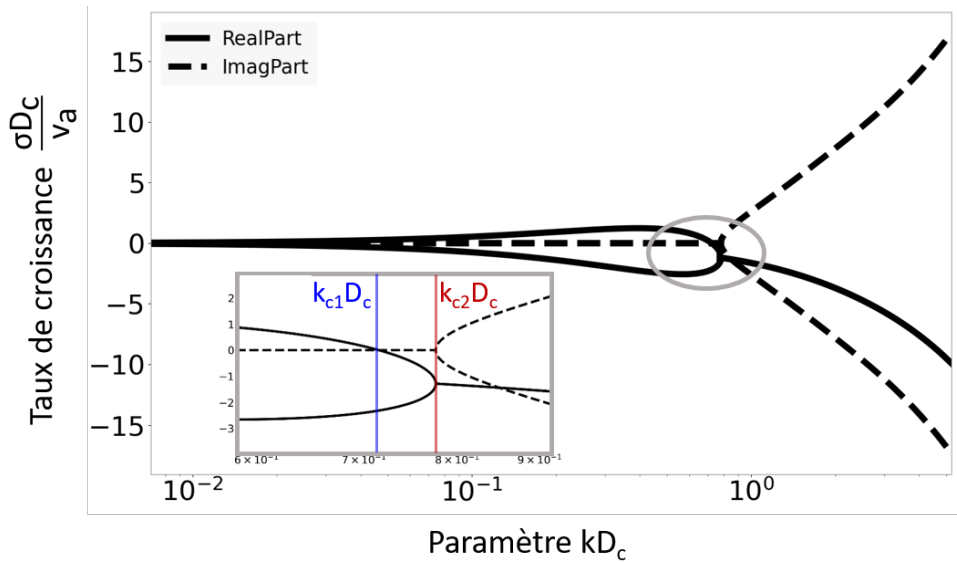


FIGURE IV.7: Relation de dispersion pour $a = 50$ et $n = 5/2$. Les parties réelle et imaginaire du taux de croissance sont respectivement représentées en trait plein et pointillé. L'encadré agrandi la zone de changement de régimes. Les paramètres de coupure $k_{c1}D_c$ et $k_{c2}D_c$ sont représentés respectivement en bleu et rouge.

Les deux branches du taux de croissance sont représentées. Il existe deux modes de coupure k_{c1} et k_{c2} tel que $k_{c1}D_c \sim 0.7$ et $k_{c2}D_c \sim 0.8$ qui caractérisent trois régimes remarquables de l'instabilité. Pour $k < k_{c1}$, le taux de croissance présente deux branches de signes opposés. Le front d'ablation est alors instable puisque dominé par la contribution de la branche positive aux temps longs. Pour les modes vérifiant $k_{c1} < k < k_{c2}$, les deux branches sont négatives, le front d'ablation est alors totalement stabilisé. Finalement, lorsque $k > k_{c2}$, deux branches imaginaires symétriques et une branche réelle unique négative du taux de croissance traduisent un régime oscillatoire amorti du front d'ablation. Contrairement au cas classique présenté dans l'équation (IV.25) où tous les modes d'interface sont instables, l'introduction d'une épaisseur de conduction stabilise les longueurs d'onde les plus petites, de l'ordre de l'épaisseur de la zone de conduction.

IV.2.4.2 Solutions de l'écoulement perturbé

Lorsque la méthode du tir converge pour une valeur test de $\hat{\sigma}$, le résultat de la dernière intégration du système d'équations perturbées par la méthode de Newton est conservé (voir Fig. IV.8 et Fig. IV.9).

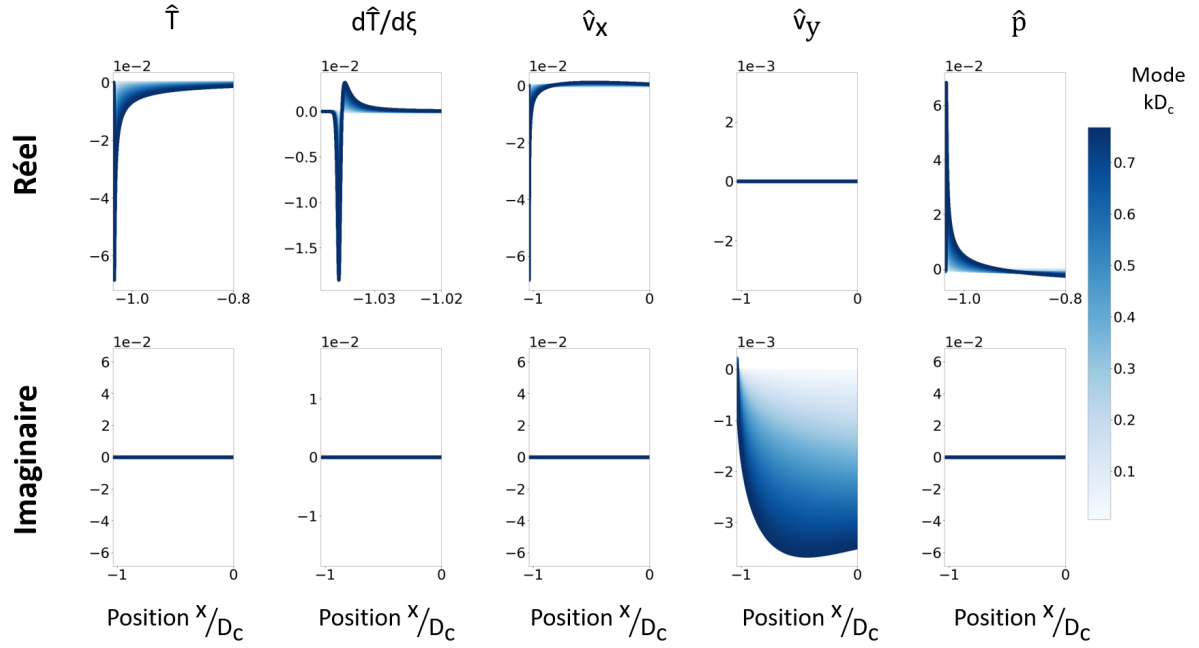


FIGURE IV.8: Profils spatiaux des parties réelles et imaginaires des amplitudes des quantités perturbées dans la zone de conduction pour différents modes d'interface $k < k_{c1}$.

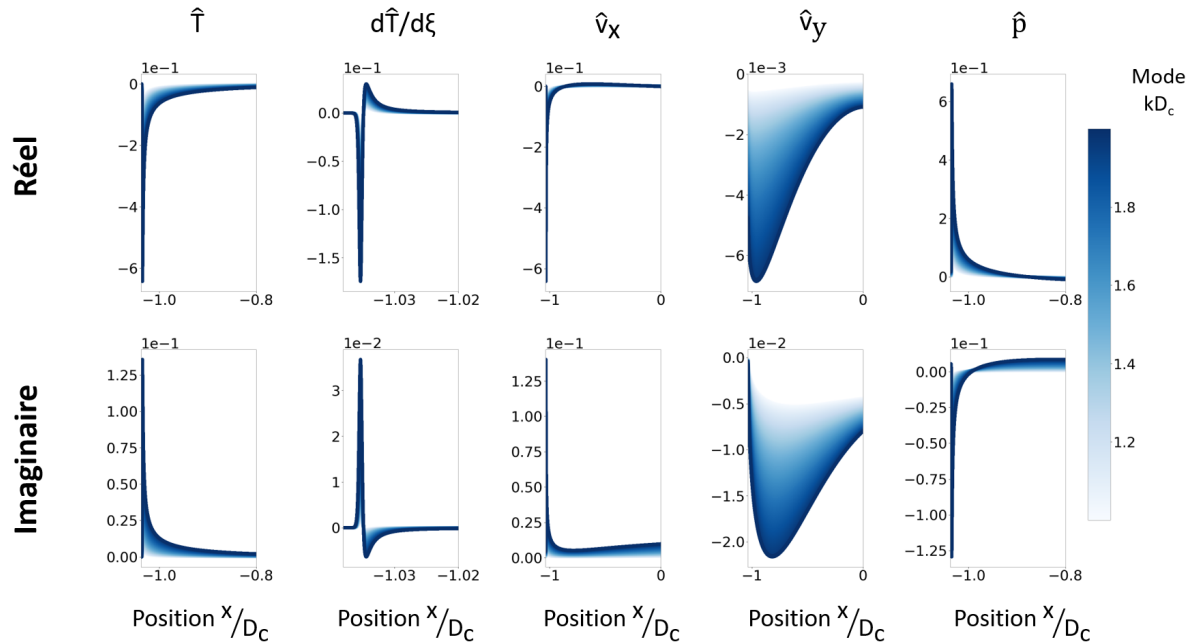


FIGURE IV.9: Profils spatiaux des parties réelles et imaginaires des amplitudes des quantités perturbées dans la zone de conduction pour différents modes d'interface $k > k_{c2}$.

La figure IV.8 représente les profils des quantités perturbées dans le régime instable ($k < k_{c1}$). Seule la composante transverse du vecteur vitesse est purement imaginaire. La vorticité dans la zone de conduction est alors très faible. Dans le régime oscillant ($k > k_{c2}$) représenté sur la figure IV.9, les parties imaginaires des quantités sont non nulles ainsi que la composante réelle de la vitesse transverse. La vorticité $\nabla \times \mathbf{v}$ dans la

zone de conduction devient non nulle. Toutes les quantités évoluent continûment en k de la surface critique jusqu'au front d'ablation où elles vérifient respectivement les conditions aux bords (IV.14) et (IV.15).

Les variations des composantes de la vitesse recouvrent l'épaisseur de la zone de conduction. Les autres quantités hydrodynamiques se caractérisent par d'importantes variations au voisinage du front d'ablation. D'après les conditions au front d'ablation, les comportements asymptotiques en $-\infty$ imposent aux perturbations de s'annuler. La décroissance des perturbations au voisinage du front d'ablation est exponentielle. C'est un bon critère de vérification du maillage en espace. Ici, le front d'ablation est correctement défini.

IV.3 Validation du modèle par comparaison avec le code de simulation FLASH

Pour compléter les dispositifs expérimentaux futurs et être comparé aux résultats expérimentaux, le modèle doit être vérifié. Les solutions sont comparées à celles de modèles analytiques existants ainsi qu'aux résultats numériques de simulations FLASH présentés au chapitre II. Dans un premier temps, l'écoulement de base 1D est comparé avec les résultats du code FLASH. L'amplitude calculée par le taux de croissance analytique est ensuite mise en regard avec les croissances de modulations pré-imposées calculées par le code FLASH ainsi que les modèles de la littérature.

Dans tous les calculs présentés, les cibles sont constituées de polystyrène CH décrit comme un plasma entièrement ionisé. Les populations électroniques et ioniques vérifient l'équation des gaz parfaits monoatomiques. Seul l'écoulement en face avant de la cible est étudié. Avant l'expansion de la couronne plasma par l'interaction du laser avec la cible, les faisceaux laser se propagent dans un pseudo vide de densité $\rho_{\text{vide}} = 1 \times 10^{-8} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ du même matériau que la cible. A l'instant initial, les matériaux sont à $T = 290 \text{ K}$. Pour assurer la stabilité du schéma numérique, un coefficient de viscosité artificielle de 0.1 est utilisé. Un limiteur de flux $f_l = 6\%$ corrige la conductivité de Spitzer et limite la conduction électronique dans la zone de conduction. Le laser interagit avec la cible en incidence normale. La loi de puissance laser est dite « carrée », caractérisée par une montée en puissance de 100 ps et un plateau constant de puissance nominale. Toutes ces études ont été menées pour des paramètres lasers expérimentaux utilisés sur les grandes installations : les intensités varient de $1 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ à $1 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. La longueur d'onde laser λ_L est égale à 351 nm correspondant à un laser du type Nd :Glass triplé en fréquence, majoritairement utilisé sur les grandes installations laser. Les quantités physiques sont relevées toutes les 50 ps. En deçà, les quantités hydrodynamiques évoluent peu (voir Fig. IV.10).

IV.3.1 Validation de l'écoulement de base

Les paramètres n et a qui interviennent dans l'écoulement de base et les quantités de dimensionnement v_a et D_c dépendent de l'intensité laser et de la densité de la cible irradiée. On réalise une étude paramétrique 1D pour explorer ces dépendances, afin de relier les paramètres d'entrée du modèle aux paramètres expérimentaux qui sont la densité initiale de la cible ρ_0 et l'intensité laser I .

Les calculs 1D sont peu coûteux en mémoire et temps de calcul. Pour une cible de densité

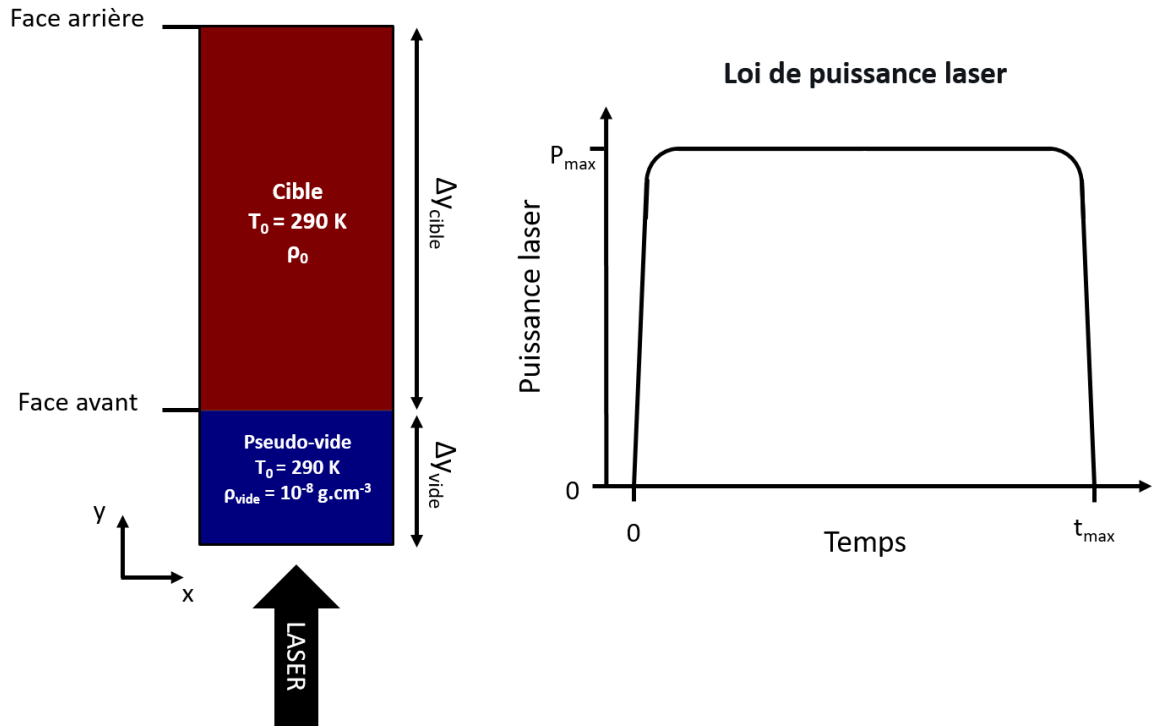


FIGURE IV.10: Boîte numérique et loi de puissance laser de profil carré utilisées dans les simulations FLASH. La quantité P_{max} est évaluée selon l'intensité laser étudiée. Pour une tâche focale circulaire « top-hat », la puissance laser se déduit de l'intensité par $P = I \times \pi R^2$ où R est le rayon de la tâche focale.

$0.1\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ irradiée par $1.25 \times 10^{12}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ d'intensité laser et $1\text{ }\mu\text{m}$ de résolution spatiale maximum, la simulation 1D atteint 4 ns en 11 min pour un calcul effectué sur un seul cœur. Le cas 2D identique mono-cœur atteint 4 ns de simulation en 47 min. Lancées sur plusieurs CPU, un grand nombre de simulations 1D peut être lancé simultanément.

IV.3.1.1 Études paramétriques en densité et intensité laser

Deux séries de simulations 1D sont réalisées pour étudier l'influence de l'intensité laser et de la densité du matériau sur les quantités clés du problème. Chacune des deux études paramétriques est constituée de dix-neuf simulations :

	Paramètre fixé	Borne inf.	Borne sup.	Progression
Intensité ($\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$)	$\rho_0 = 0.1\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$	1×10^{12}	1×10^{13}	linéaire- 5×10^{11}
Densité ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	$I = 5 \times 10^{12}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$	0.01	1	logarithmique-0.1

TABLE IV.1: Présentation des paramètres des deux études paramétriques.

Pour les trente-huit calculs, la boîte numérique recouvre $2048\text{ }\mu\text{m}$ dont $\Delta y_{\text{cible}} = 1848\text{ }\mu\text{m}$ de longueur de cible. Les $200\text{ }\mu\text{m}$ restants sont occupés par le pseudo vide en face avant de la cible. Pour toutes les simulations, les dimensions de la fenêtre numérique vérifient 2^x de sorte à ce que toutes les cellules à même niveau de raffinement aient strictement la même taille. L'AMR est configurée pour raffiner les voisinages du choc et du front d'ablation où

les variations des gradients de densité et de température électronique sont les plus élevées. Les cellules de plus basses résolutions mesurent $32\ \mu\text{m}$. Pour un niveau de raffinement maximum égal à 10, la résolution maximale d'une cellule est de $0.0625\ \mu\text{m}$. Le temps physique de simulation est de 8 ns, égal au temps d'irradiation laser (voir Fig. IV.11).

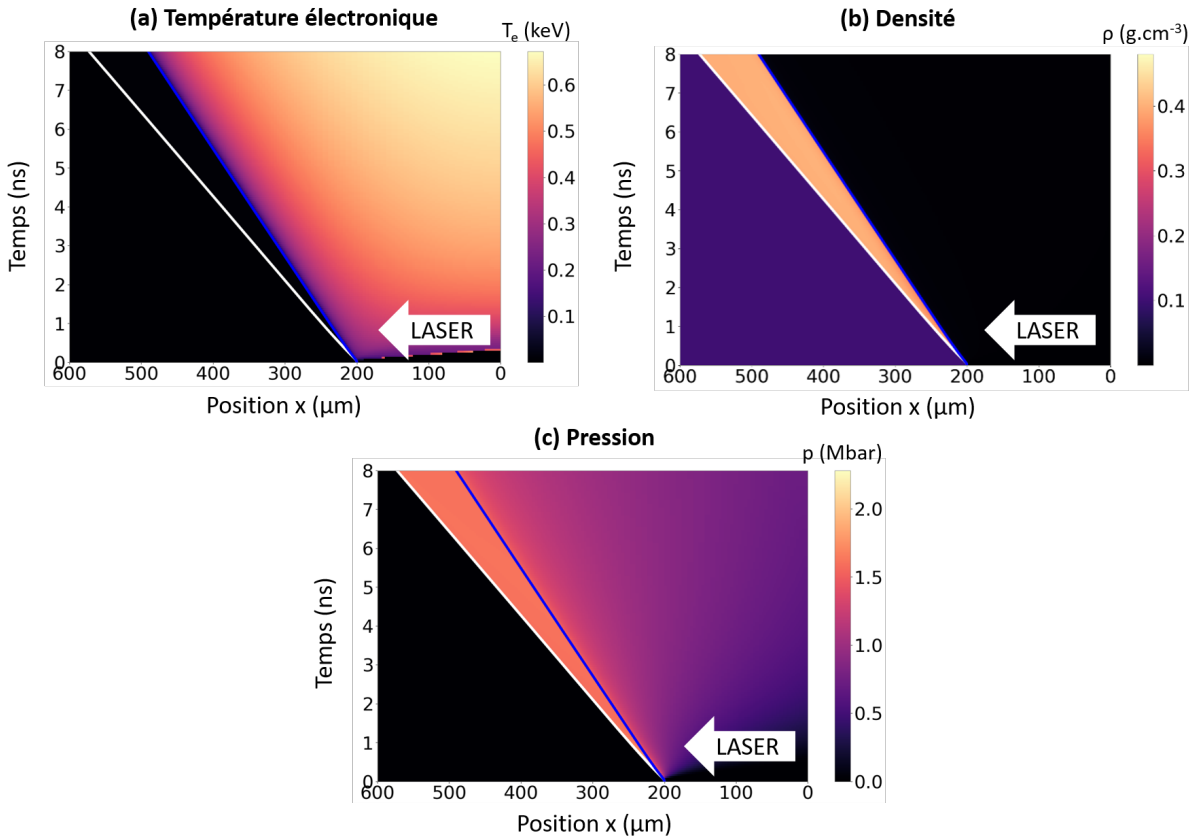


FIGURE IV.11: Évolution de la température électronique, densité et pression fluide en fonction de la dimension spatiale et du temps. Seul $400\ \mu\text{m}$ d'épaisseur de cible est représenté. Le front de choc (blanc) et le front d'ablation (bleu) sont montrés. Le laser interagit avec la cible par la droite.

Le front de choc et le front d'ablation sont repérés par des critères numériques distincts. La plupart de ces interfaces peuvent être décrites selon des critères portant sur plusieurs quantités physiques (voir Fig. IV.12).

Le front de choc est caractérisé par des discontinuités de pression, de densité et de température ionique. Pour l'analyse des simulations FLASH, le front de choc est repéré par le minimum de gradient de densité. Le front d'ablation est la position du maximum de gradient de densité. Un troisième front peut être défini : le front critique. Cependant, la position de la surface critique dépend directement du critère choisi. Le transfert d'énergie par le processus d'absorption collisionnelle présente un maximum d'absorption. Après avoir atteint le maximum de dépôt laser, la conversion d'énergie laser dans la population d'électrons chute. Généralement plus proche du front d'ablation, la surface critique matérialise la région de l'espace où le laser est intégralement réfléchi. La position de la densité critique électronique peut être différente du maximum d'absorption laser comme évoqué en section II.4.3. En amont du maximum d'absorption laser, la conversion d'énergie laser en énergie thermique électronique ne peut être négligée. Dans la suite, la zone de

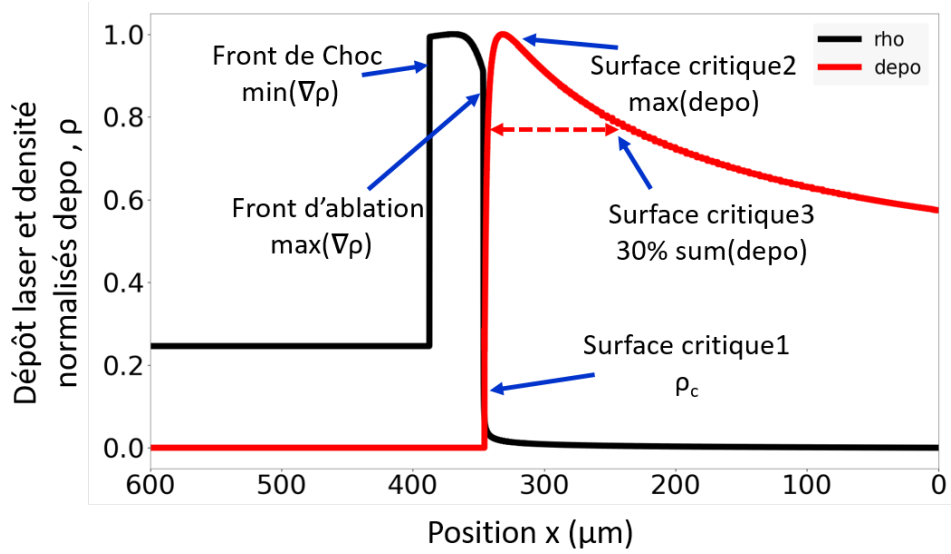


FIGURE IV.12: Profil 1D du dépôt laser et de la densité après 4 ns d'irradiation laser à $I = 5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Plusieurs critères de définition des fronts de choc, d'ablation et de surface critique sont représentés. La densité et le dépôt laser sont normalisés selon $X_{\text{norm}} = (X - X_{\text{min}})/(X_{\text{max}} - X_{\text{min}})$.

conduction FLASH est repérée entre le front d'ablation et la zone de la couronne plasma au voisinage du maximum d'absorption représentant 30% de la totalité de l'énergie laser absorbée.

La vitesse d'ablation est définie comme

$$v_a(t) = \frac{m_a(t)}{\rho_a} \quad \text{avec} \quad m_a(t) = \frac{dm_{\text{ablatée}}(t)}{dt} = \frac{d}{dt} [m_{\text{initiale}} - m_{\text{restante}}(t)], \quad (\text{IV.31})$$

où m_a est le taux de masse ablatée, m_{initiale} la masse initiale de la cible, $m_{\text{restante}}(t)$ sa masse restante à l'instant t et ρ_a le densité au front d'ablation. A l'instant initial, la masse de la cible vaut :

$$m_{\text{initiale}} = \rho_0 \Delta y_{\text{cible}} = 0.1 \times 0.1848 = 18.48 \text{ mg}. \quad (\text{IV.32})$$

Numériquement, la masse restante m_{restante} est calculée par intégration de la densité entre le front d'ablation et la face arrière de la cible :

$$m_{\text{restante}}(t) = \sum_i^N \rho_i(t) V_i(t), \quad (\text{IV.33})$$

où N est le nombre total de cellules du maillage et $V_i(t)$ le volume de la $i^{\text{ème}}$ cellule à l'instant t (peut être différent à l'instant $t+1$ avec le raffinement dynamique AMR). Dans le cas 1D, $V_i = \Delta x_i \Delta y_i \Delta z_i = \Delta x_i$. Les 2 dimensions résiduelles sont normalisées sur 1 cm.

Les séries de calculs permettent de dresser des lois d'échelle numériques reliant v_a , p_a , a et D_c à l'intensité laser et la densité initiale de matériau. Les lois d'échelles restent valables dans des régimes définis dans la section II.3.1 (voir Fig. IV.13).

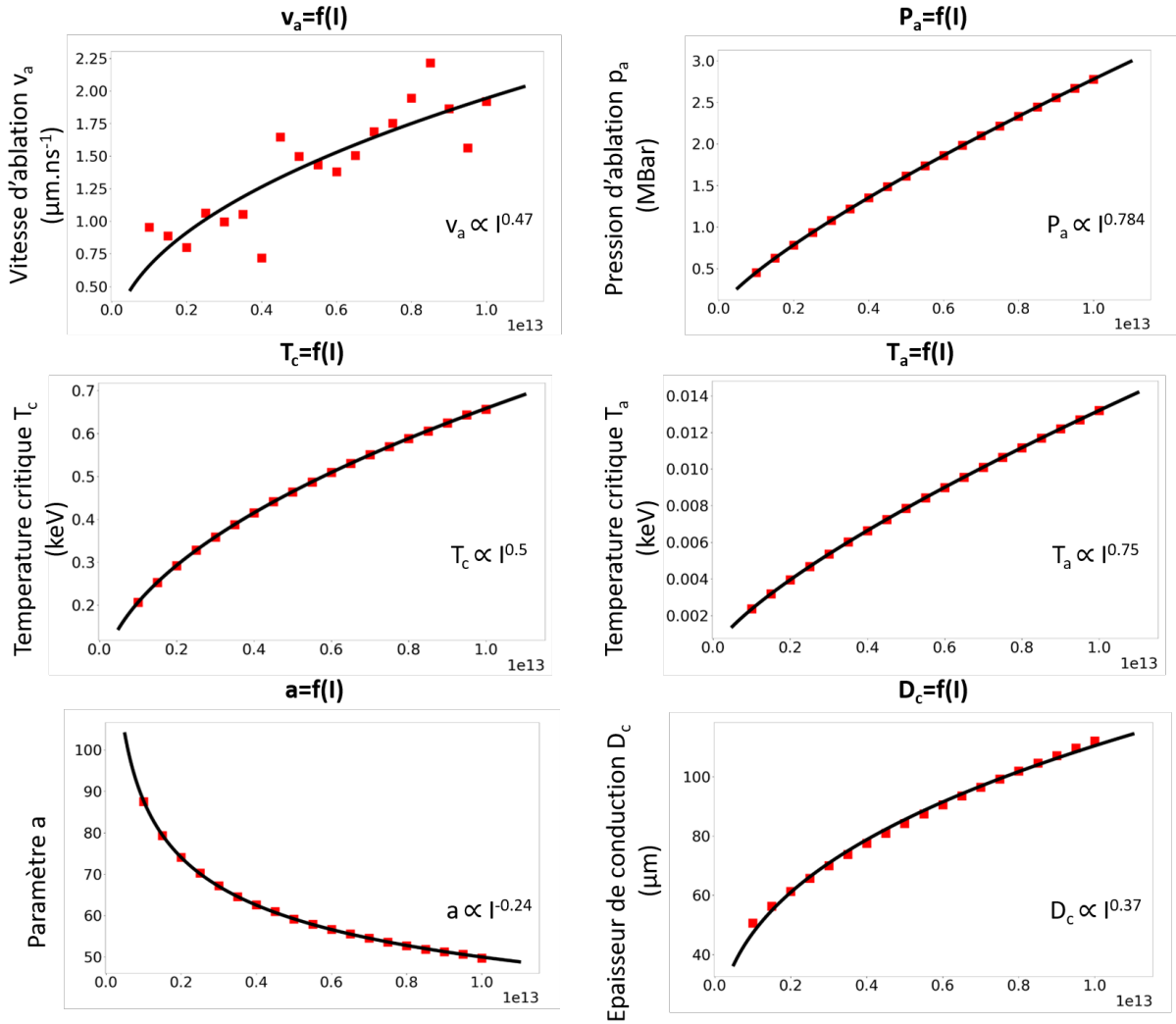


FIGURE IV.13: Lois d'échelle de la vitesse et de la pression d'ablation, du paramètre a et de l'épaisseur de la zone de conduction en fonction de l'intensité laser.

A l'exception du paramètre a , toutes les quantités physiques étudiées croissent avec l'augmentation de l'intensité laser. Les lois d'échelle théoriques indiquent que la température à la surface critique augmente avec l'intensité laser ($T_c \propto I^{2/3}$). Cependant la température au front d'ablation augmente elle aussi. L'échauffement du matériau après le passage du choc est plus important à intensité élevée. L'augmentation de la température au front d'ablation est plus importante qu'à la surface critique compte tenu la loi d'échelle calculée. Les lois d'échelles numériques en intensité surévaluent les tendances en pression d'ablation déterminées pour des intensités de l'ordre de $1 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et des densités de matériau de l'ordre de $1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ($P_{a,\text{theo}} \propto I^{2/3}$). Si l'on suppose que la densité au front d'ablation ρ_a est indépendante de l'intensité laser, la vitesse d'ablation v_a suit la même loi d'échelle que le taux de masse ablaté m_a . La loi d'échelle FLASH évolue plus rapidement que la loi d'échelle théorique ($m_a \propto I^{1/3}$) Cependant, la loi d'échelle numérique est peu précise étant donné l'écart type des points repérées autour de la loi d'échelle calculée. Pour la taille de la zone de conduction, l'exposant polynomial en intensité est plus faible que celui prévu par les lois d'échelles théoriques ($D_{c,\text{theo}} \propto I^{4/3}$). Cette différence s'explique du fait que le critère numérique de repérage de la surface critique n'est pas le critère

retenu pour l'écriture des lois d'échelle de la température. La variation de la position de la densité électronique critique est plus importante que la position des 30% de dépôt laser. Le développement des lois d'échelle théoriques supposent que la surface critique est caractérisée par un point sonique. A faible intensité laser, le maximum de dépôt laser se situe bien en aval du point sonique. L'hypothèse de l'écoulement de Chapman-Jouguet dans la zone de conduction n'est plus vérifiée à mesure que l'intensité laser diminue.

Le taux de croissance de l'ILD est proportionnel à la vitesse d'ablation et inversement proportionnelle à l'épaisseur de la zone de conduction :

$$\sigma \propto v_a d_a^{-1} \propto v_a a^n D_c^{-1}. \quad (\text{IV.34})$$

D'après les lois d'échelles calculées, les comportements antagonistes ne permettent pas d'envisager de régime simple pour augmenter v_a , a et diminuer D_c . Un compromis doit être trouvé pour que le point de fonctionnement se situe dans un régime où l'ILD est maximisée et le taux de croissance élevé. La condition nécessaire est de se placer dans un régime instable. L'épaisseur de la zone de conduction définit la condition d'instabilité des modes d'interface $kD_c < 1$. D_c peut être diminuée à faible intensité laser et haute densité de matériau. L'exposant en intensité est plus élevé que celui calculé pour la densité. La diminution de l'intensité laser a davantage d'impact sur la valeur de l'épaisseur de conduction que l'augmentation de densité. A fortiori, la condition d'instabilité corrobore l'accroissement du taux de croissance. A faible intensité laser, a augmente mais v_a diminue. La vitesse d'ablation peut être compensée par de faibles densité de matériau.

Dans la suite du manuscrit, les trois intensités étudiées sont $I = 1.25 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, $I = 2.5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $I = 5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour une densité standard de matériau de $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

IV.3.1.2 Comparaison aux simulations FLASH 1D

L'écoulement de base peut être comparé à des simulations FLASH 1D. L'équation (IV.7) dimensionnée est résolue entre la surface critique et le front d'ablation :

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T - T_a}{T^n} \left(\frac{T_a^n}{d_a} \right). \quad (\text{IV.35})$$

Le profil de température est comparé avec celui calculé par le code FLASH. D'après les lois d'échelle numériques, $d_a < 0.05 \mu\text{m}$ pour $I = 5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Pour résoudre l'épaisseur du front d'ablation, les résolutions spatiales nécessaires sont trop élevées. Pour décrire l'épaisseur du front dans 5 cellules du maillage, $0.01 \mu\text{m}$ doit être la taille maximale de chaque cellule, bien en deçà de la résolution numérique de $0.0625 \mu\text{m}$ utilisée dans les calculs. Le profil FLASH est donc approché par l'équation (IV.35). La valeur de l'exposant de conductivité thermique $n = 2.5$ est imposée par le modèle de Spitzer utilisé dans le code FLASH et le paramètre d_a est laissé libre. Le fit de l'équation (IV.35) par le profil de température FLASH donne $d_a = 1.25 \times 10^{-3} \mu\text{m}$ (voir Fig. IV.14).

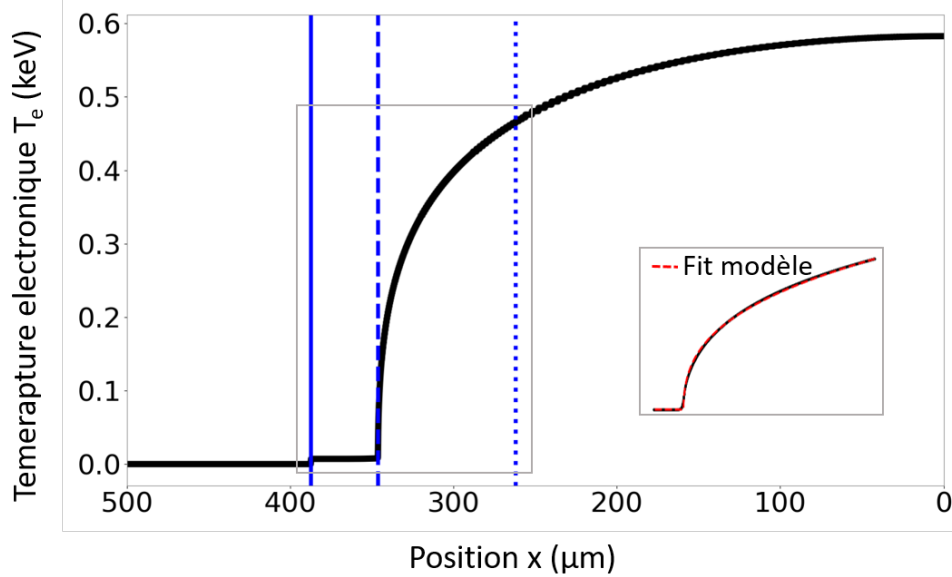


FIGURE IV.14: Profil 1D de température électronique représenté après 4 ns d'irradiation laser. Les fronts de choc (trait plein), d'ablation (tiret) et la surface critique (pointillé) sont représentés en bleu. L'encadré représente la superposition du profil avec la formule analytique entre le front d'ablation et la surface critique.

IV.3.2 Validation de l'écoulement perturbé et comparaison des amplitudes de modulation

IV.3.2.1 Paramètres numériques

Pour valider l'évolution du front d'ablation, les simulations 1D ne suffisent plus à décrire la configuration 2D du système. Les résultats obtenus lors de l'étude 1D sont tout de même valables en 2D (voir Fig. IV.15).

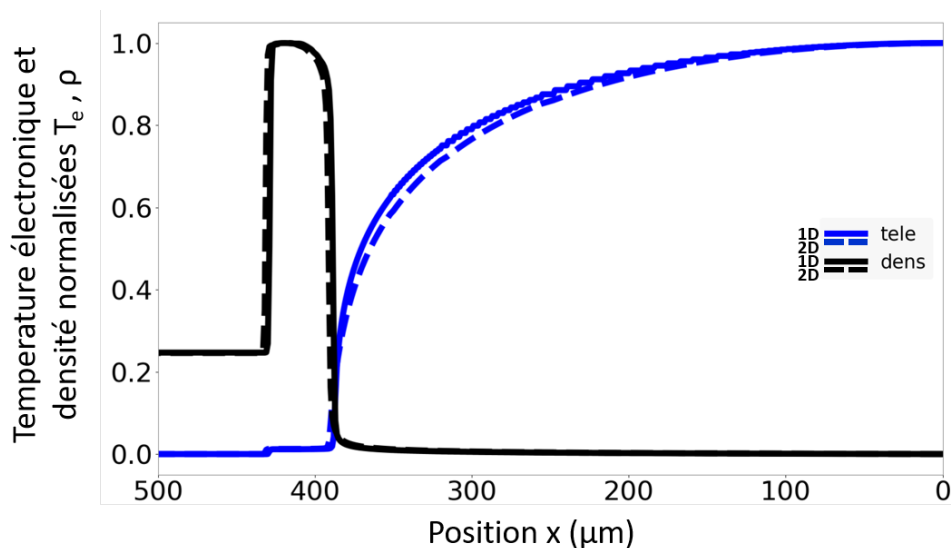


FIGURE IV.15: Comparaison des profils de densité et de température électronique. Le passage à deux dimensions introduit une légère différence entre les profils d'écoulement.

Le passage 2D favorise les pertes de couplage dans la nouvelle dimension décrite. C'est d'ailleurs pourquoi la vitesse du choc 1D est légèrement supérieure à la vitesse du choc dans la situation analogue 2D.

Compte tenu des faibles taux de croissance de l'ILD, le temps d'irradiation laser doit être suffisamment long pour que l'ILD se développe. On considère ici des irradiations laser de 50 ns. Pour les trois intensités de travail, 4 modulations d'interface sont étudiées : 100 μm , 200 μm , 400 μm et 800 μm (voir Fig. IV.16).

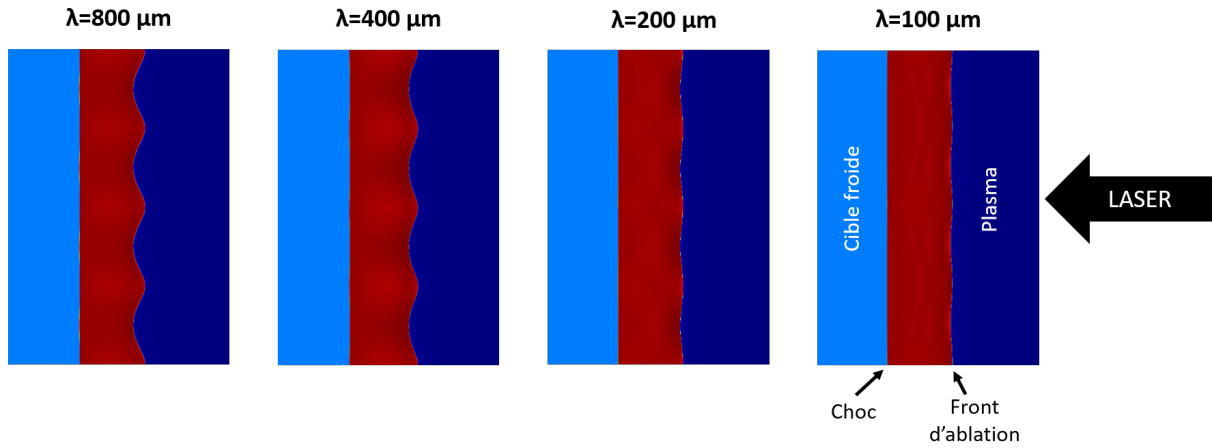


FIGURE IV.16: Profils de densité à 40 ns centrés sur quatre périodes de modulations initiales de longueurs d'onde $\lambda = 100, 200, 400$ et $800 \mu\text{m}$.

Pour ces simulations, les mêmes épaisseurs de vide et de cible que les cas 1D sont utilisés à savoir $\Delta y_{\text{cible}} = 1848 \mu\text{m}$ et $\Delta y_{\text{vide}} = 200 \mu\text{m}$. La nouvelle dimension est calculée de sorte à ce que son extension totale vérifie $\Delta x = 2^x$ et qu'un minimum de 4 modulations décrivent l'interface perturbée ce qui permet de négliger les effets de bords dus aux conditions de symétries. Pour le cas à 100 μm , $\Delta = 4 \times 100 + 112 = 512 \mu\text{m} = 2^9$. A l'instant initial, les quatre configurations vérifient :

$$\frac{2\eta_0}{\lambda} = 2\%. \quad (\text{IV.36})$$

Les effets non linéaires des équations hydrodynamiques s'expriment lorsque l'amplitude de perturbation devient suffisamment grande et comparable à la longueur d'onde de la modulation. A facteur $2\eta_0/\lambda$ constant, la configuration est similaire pour les quatre longueurs d'ondes. Pour toutes les modulations, la résolution spatiale maximale est de 0.125 μm . Pour décrire les phases linéaires des instabilités, il est nécessaire de maintenir un ratio $2\eta_0/\lambda$ faible à l'instant initial ce qui impose de travailler à très haute résolution. A cette résolution, 6400 cellules décrivent la modulation de 800 μm contre seulement 800 cellules pour le cas à 100 μm . Dans la direction transverse à l'interface, 128 cellules recouvrent à l'instant initial 16 μm d'amplitude crête-à-crête dans le cas à 800 μm pour 16 cellules dans 2 μm de l'amplitude à 100 μm . Rigoureusement, le nombre de cellules par modulation et amplitude devrait être constant pour toutes les modulations. Pour une extension latérale de 512 μm comportant 4 périodes de modulations à 100 μm , l'axe des abscisses est discrétisé en 256 cellules considérant 50 cellules par modulation. Dans la direction transverse, 16384 cellules recouvrent 2048 μm de l'axe des ordonnées si l'on considère que 8 cellules pour l'amplitude crête-à-crête à l'instant initial. Pour vérifier ces géométries de maillage,

les résolutions R_x et R_y dans les deux directions se calculent :

$$R_{x,y} = \frac{D_{x,y}}{2^{l_{x,y}-1}/n_{\text{cell},x,y}} = \frac{D_{x,y}}{N_{\text{cell},x,y}}, \quad (\text{IV.37})$$

où $D_{x,y}$ est l'extension en microns de la boîte numérique dans les deux directions, $l_{x,y}$ désigne le niveau de raffinement, $n_{\text{cell},x,y}$ et $N_{\text{cell},x,y}$ les nombres de cellules par bloc AMR et total dans chacune des directions.

On en déduit que

$$l_{x,y} = \frac{\ln(n_{\text{cell},x,y}N_{\text{cell},x,y})}{\ln(2)} + 1. \quad (\text{IV.38})$$

Dans le cas à 100 μm pour des blocs de 16x16 cellules, le niveau de raffinement en x est de 13 (commun à toutes les modulations) et de 18 en y . Un tel niveau de raffinement demande trop de ressources numériques. Pour la résolution de travail de 0.125 μm , le niveau de raffinement est fixé à 7. Pour toutes les modulations étudiées, cette résolution est suffisante pour décrire l'évolution du front d'ablation. Une valeur typique de 64 cellules par modulation suffit à converger [131]. Le nombre de rayons répartis sur l'ensemble de la tâche focale doit être suffisamment grand pour ne pas induire d'inhomogénéité d'irradiation sur la cible. $16 \times N_{\text{cell},x}$ rayons laser irradient à chaque pas de temps la cible en face avant. Pour une extension latérale de 4096 μm correspondant à plus de 5.12 modulations à 800 μm , 524288 rayons lasers sont lancés à chaque pas de temps. La réfraction des rayons laser a été désactivée pour se rapprocher des hypothèses du modèle.

IV.3.2.2 Résultats des simulations FLASH

L'amplitude du front d'ablation est suivie au cours du temps en repérant à une fréquence temporelle de 50 ps la position des pics et des creux de la modulation (voir Fig. IV.17).

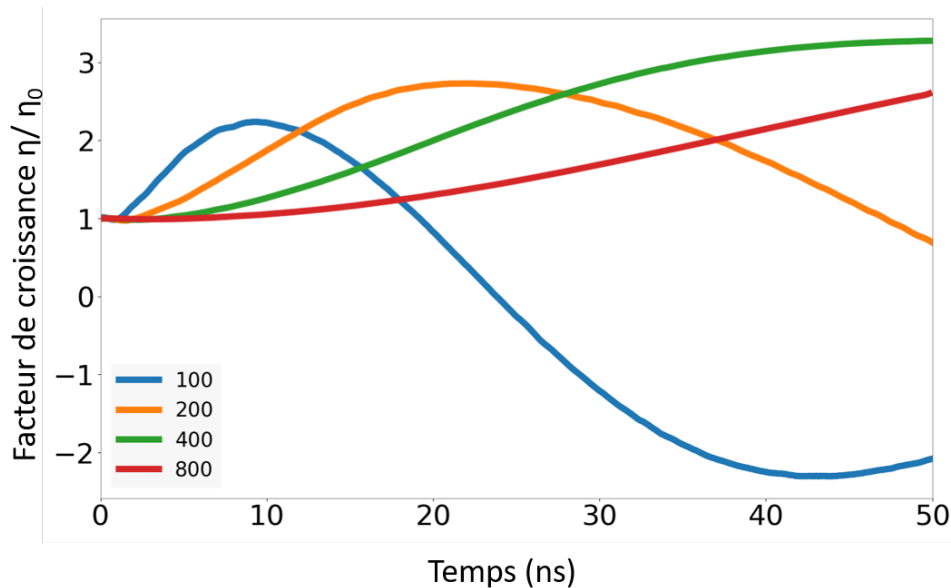


FIGURE IV.17: Facteur de croissance du front d'ablation représenté sur 50 ns d'irradiation à $1.25 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour les quatre modulations étudiées.

Le comportement du front d'ablation est très différent selon la longueur d'onde de la modulation. Pour de faibles valeurs de λ , le front présente une inversion de phase et un comportement oscillatoire. L'oscillation est retardée pour des longueurs d'onde plus grandes voire supprimée pour les cas à 400 μm et 800 μm . Pour une période de modulation fixée, l'augmentation de l'intensité laser confirme le changement de régime (voir Fig. IV.18).

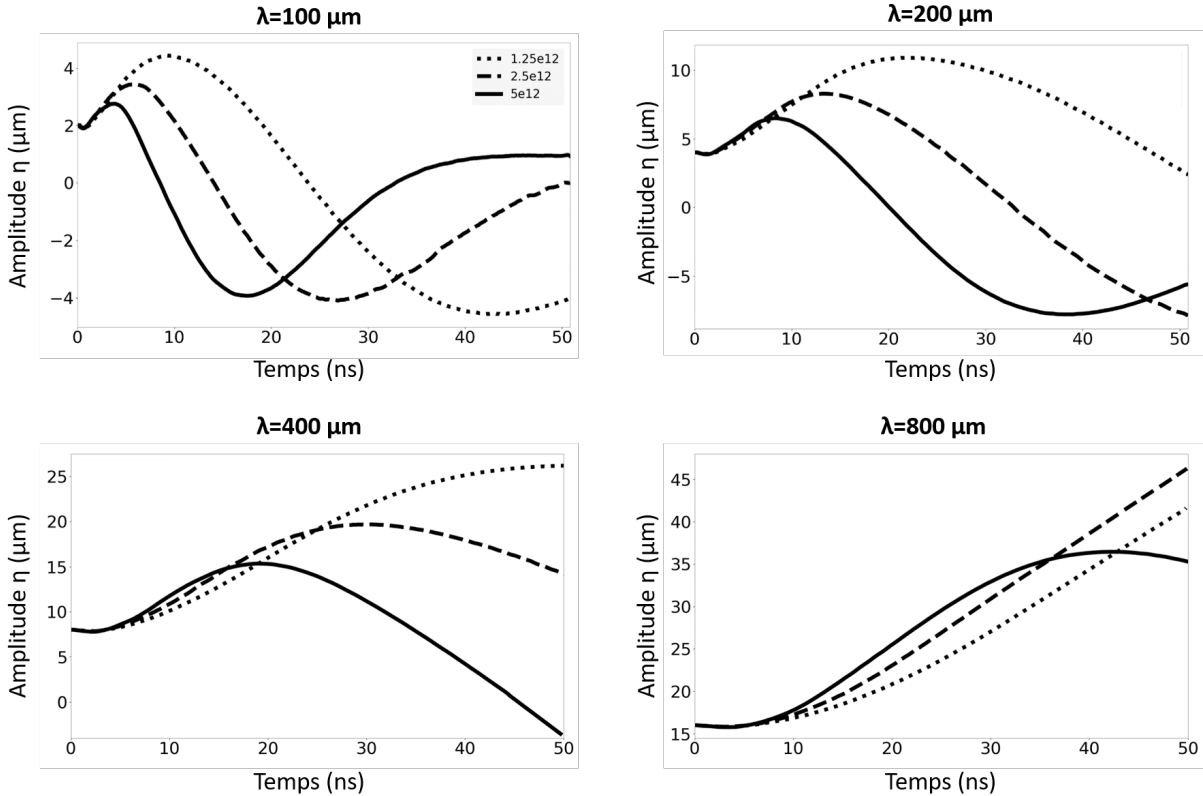


FIGURE IV.18: Calcul FLASH de l'évolution de l'amplitude du front d'ablation pour les quatre modulations d'étude. L'évolution du front est calculée pour les intensités 1.25×10^{12} (pointillé), 2.5×10^{12} (tiret) et $5 \times 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ (plein).

Pour les cas 100 μm et 200 μm , la multiplication par un facteur 4 de l'intensité laser augmente la fréquence d'oscillation du front. Pour 800 μm , un changement de régime s'observe avec l'augmentation de l'intensité laser. A $5 \times 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, un régime oscillant semblable aux cas des plus petites longueurs d'ondes est observé. Pour des intensités 2X et 4X plus faibles, le front ne présente plus d'oscillation temporelle. Pour $I = 5 \times 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, seule la modulation à 800 μm se situe dans la partie instable. Les trois autres modulations sont stabilisées. A mesure que l'intensité diminue, la modulation à 400 μm devient instable et vérifie la condition $kD_c < 1$. D'après les lois d'échelles représentées sur la figure IV.13, l'épaisseur de la zone de conduction évolue en $I^{0.45}$. Une diminution d'un facteur 4 en intensité laser induit un facteur ~ 2 sur l'épaisseur de la zone de conduction. Compte tenu de la condition d'instabilité de l'ILD, $kD_c < 1$ est d'autant plus vérifié dans les cas à basse intensité. Des simulations FLASH 2D pour les trois intensités sans modulations permettent d'évaluer les quantités clés du problème à savoir le paramètre a , la taille de la zone de conduction D_c et la vitesse d'ablation v_a (voir Tab. IV.2).

Intensité laser (W · cm ⁻²)	v_a (μm · ns ⁻¹)	D_c (μm)	Paramètre a
1.25×10^{12}	0.4	27	80
2.5×10^{12}	0.6	35	70
5×10^{12}	0.9	50	60

TABLE IV.2: Valeurs en vitesse d'ablation, longueur de zone de conduction et quotient des températures pour les trois intensités d'étude.

IV.3.2.3 Cadre de la comparaison avec le modèle de Goncharov

Le modèle de Goncharov utilisé au chapitre III décrit l'évolution du front d'ablation dans les premiers instants d'irradiation laser. De la même manière que le modèle développé, l'accélération de la feuille est supposée nulle. Contrairement au nouveau modèle, il décrit la propagation du choc dans le matériau et l'évolution temporelle de sa modulation :

$$\eta_s(t) = \eta_{s,0} \frac{\sin(kc_s t)}{kc_s t}, \quad (\text{IV.39})$$

où la vitesse du son dans le milieu choqué est définie pour un gaz parfait comme :

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P_s}{\rho_s}}, \quad (\text{IV.40})$$

avec P_s et ρ_s la pression et la densité derrière le choc. Leur valeur est relevée avec les résultats de simulations FLASH. Pour un gaz parfait de CH dans l'hypothèse d'un choc fort, $\rho_s = 4$. Les pressions fluides P_s typiques relevées dans les simulations sont respectivement de 0.24, 0.38 et 0.7 Mbar pour les intensités 1.25×10^{12} , 2.5×10^{12} et 5×10^{12} W · cm⁻². La pression du matériau froid P_0 est égale à 1.4×10^{-3} Mbar. Dans ces conditions, l'hypothèse d'un choc fort $P_s/P_0 \gg 1$ est donc valable pour les trois intensités (voir Fig. IV.19).

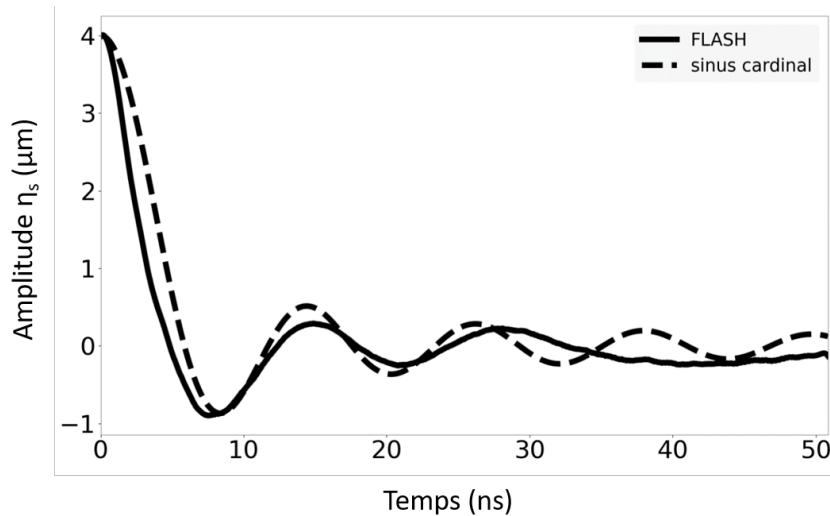


FIGURE IV.19: Évolution du front de choc pour le mode 200 à 5×10^{12} W · cm⁻². La forme analytique du modèle de Goncharov (tiret) est superposée au profil FLASH (plein).

Pour que les deux modèles soient comparables, la contribution de la vorticité générée par le choc est ajoutée à l'amplitude calculée par le modèle. Dans son sillage, le choc génère de la vorticité dans le matériau choqué. Le front d'ablation se propage alors dans un champ perturbé. Les équations sont développées dans l'hypothèse où $kD_c \gg 1$. Le modèle de Goncharov représente donc un cas asymptotique au nouveau modèle. Il décrit uniquement l'évolution des modes vérifiant $kD_c \gg 1$ pour lesquels l'ILD ne s'exprime pas.

IV.3.2.4 Comparaison entre ALPES, FLASH et le modèle de Goncharov

Dans ces conditions, les relations de dispersion numériques sont calculées avec le modèle (voir Fig. IV.20).

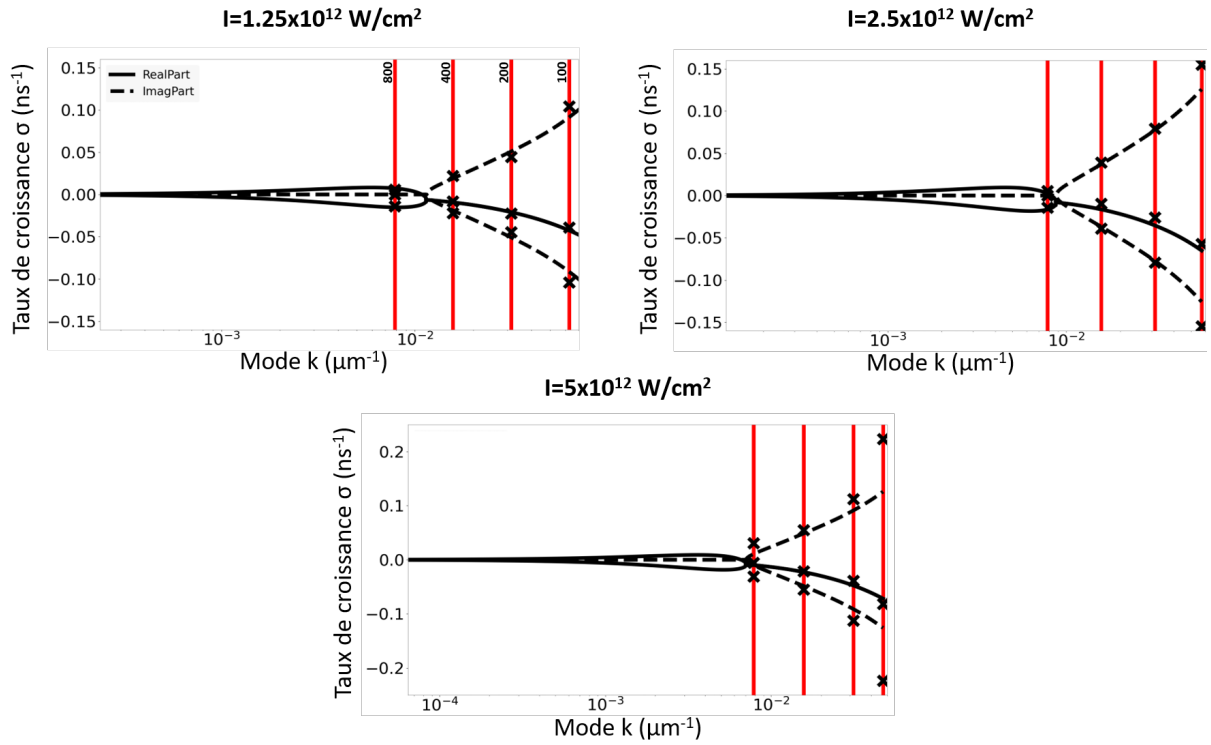


FIGURE IV.20: Relations de dispersion du taux de croissance dimensionné représenté pour les trois intensités laser. La partie réelle du taux de croissance est représentée en trait plein, la partie imaginaire en pointillé. Les modulations 100, 200, 400 et 800 μm sont matérialisées par les lignes rouges verticales. Les croix représentent les parties réelle et imaginaire du taux de croissance déduit des simulations FLASH.

Pour construire l'amplitude d'évolution du front d'ablation à partir du taux de croissance linéaire, on écrit :

$$\eta(t) = \mathcal{A}_+ e^{\sigma_+ t} + \mathcal{A}_- e^{\sigma_- t}. \quad (\text{IV.41})$$

Si l'amplitude et la valeur de la dérivée à l'instant initial se notent $\eta(0) = \eta_0$ et $\dot{\eta}(0) = \dot{\eta}_0$,

les constantes η et β se déduisent :

$$\mathcal{A}_+ = \frac{\dot{\eta}_0 - \eta_0 \sigma_-}{\sigma_+ - \sigma_-}, \quad (\text{IV.42})$$

$$\mathcal{A}_- = -\frac{\dot{\eta}_0 - \eta_0 \sigma_+}{\sigma_+ - \sigma_-}. \quad (\text{IV.43})$$

L'amplitude donnée par l'équation (IV.41) peut se ré-exprimer :

$$\eta(t) = \frac{\dot{\eta}_0}{\sigma_+ - \sigma_-} (e^{\sigma_+ t} - e^{\sigma_- t}) + \frac{\eta_0}{\sigma_+ - \sigma_-} (\sigma_+ e^{\sigma_- t} - \sigma_- e^{\sigma_+ t}). \quad (\text{IV.44})$$

Dans la partie Landau-Darrieus instable, les taux de croissance sont réels. L'amplitude du front d'ablation reste inchangée :

$$\eta(t) = \frac{\dot{\eta}_0}{\sigma_{\text{Re}+} - \sigma_{\text{Re}-}} (e^{\sigma_{\text{Re}+} t} - e^{\sigma_{\text{Re}-} t}) + \frac{\eta_0}{\sigma_{\text{Re}+} - \sigma_{\text{Re}-}} (\sigma_{\text{Re}+} e^{\sigma_{\text{Re}-} t} - \sigma_{\text{Re}-} e^{\sigma_{\text{Re}+} t}). \quad (\text{IV.45})$$

Dans la partie oscillante, les parties réelles sont égales et les parties imaginaires opposées, l'amplitude se réécrit comme une somme de fonctions trigonométriques :

$$\eta(t) = e^{\sigma_{\text{Re}} t} \left(\eta_0 \cos(\sigma_{\text{Im}} t) + \frac{\dot{\eta}_0 - \eta_0 \sigma_{\text{Re}}}{\sigma_{\text{Im}}} \sin(\sigma_{\text{Im}} t) \right). \quad (\text{IV.46})$$

Dans les expressions (IV.45) et (IV.46), η_0 et $\dot{\eta}_0$ sont déterminés avec les résultats du calcul FLASH.

Le produit de l'amplitude par le nombre d'onde $k\eta$ calculé sur les résultats FLASH est ensuite comparé aux résultats du code ALPES développé dans la section IV.1 et au modèle de Goncharov décrit en section II.3.2 (voir Fig. IV.21, IV.22 et IV.23).

Les amplitudes crête-à-crête du front d'ablation générées avec FLASH sont calculées en repérant la position en abscisse du pic x_{pic} et du creux x_{creux} de la modulation au temps $t = 0$. Le critère de repérage du front d'ablation est le même que celui utilisé pour les simulations 1D vu en section IV.3.1. Le front d'ablation est caractérisé par le maximum de gradient de densité. Les ordonnées du pic y_{pic} et du creux y_{creux} sont suivies au cours du temps et leur différence est calculée pour former l'amplitude crête-à-crête.

Pour les trois intensités, le modèle de Goncharov reproduit le début d'irradiation lorsque $kD_c > 1$ est vérifié. Dans le cas à $5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour $100 \mu\text{m}$, la reproduction de l'évolution du front d'ablation calculé par le code FLASH est la plus fidèle. Pour le mode 100, l'augmentation d'intensité éloigne les comportements du front d'ablation de celui prévu par le modèle. Sur la figure IV.21 à intensité fixée, l'augmentation de la longueur d'onde modifie aussi le régime dans lequel le front d'ablation évolue. Pour $800 \mu\text{m}$, le modèle de Goncharov ne reproduit plus l'évolution du front, la transition d'un régime RM à un régime LD est continûment décrite. Pour les intensités $1.25 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, la modulation à $800 \mu\text{m}$ vérifie davantage la condition d'instabilité $kD_c < 1$ et se caractérise par une évolution en cosinus hyperbolique prédite par le modèle.

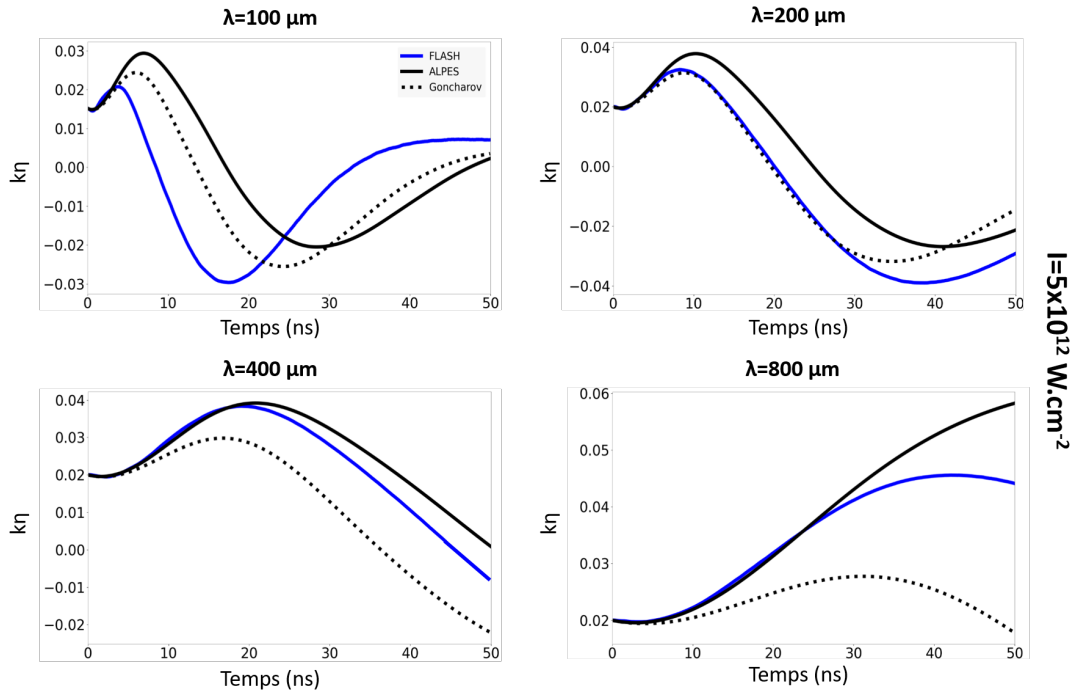


FIGURE IV.21: Évolution du produit $k\eta$ pour les quatre modulations initiales irradiées par une intensité laser incidente de $5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les simulations FLASH (bleu) sont comparées au code ALPES (noir plein) et au modèle de Goncharov (noir pointillé).

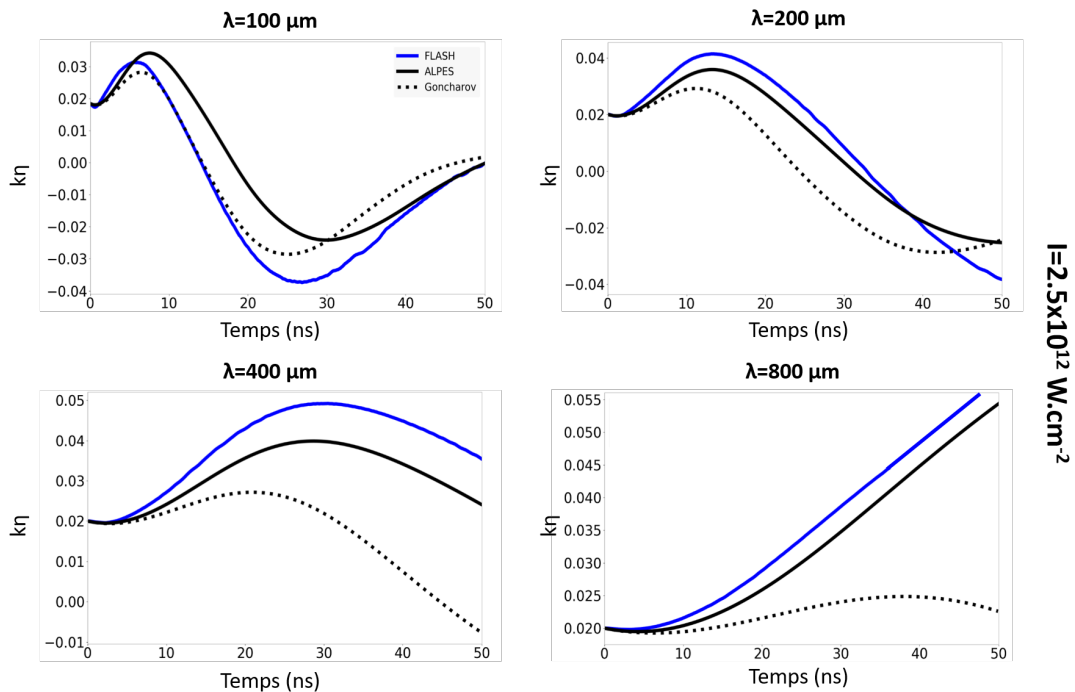


FIGURE IV.22: Évolution du produit $k\eta$ pour les quatre modulations initiales irradiées par une intensité laser incidente de $2.5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les simulations FLASH (bleu) sont comparées au code ALPES (noir plein) et au modèle de Goncharov (noir pointillé).

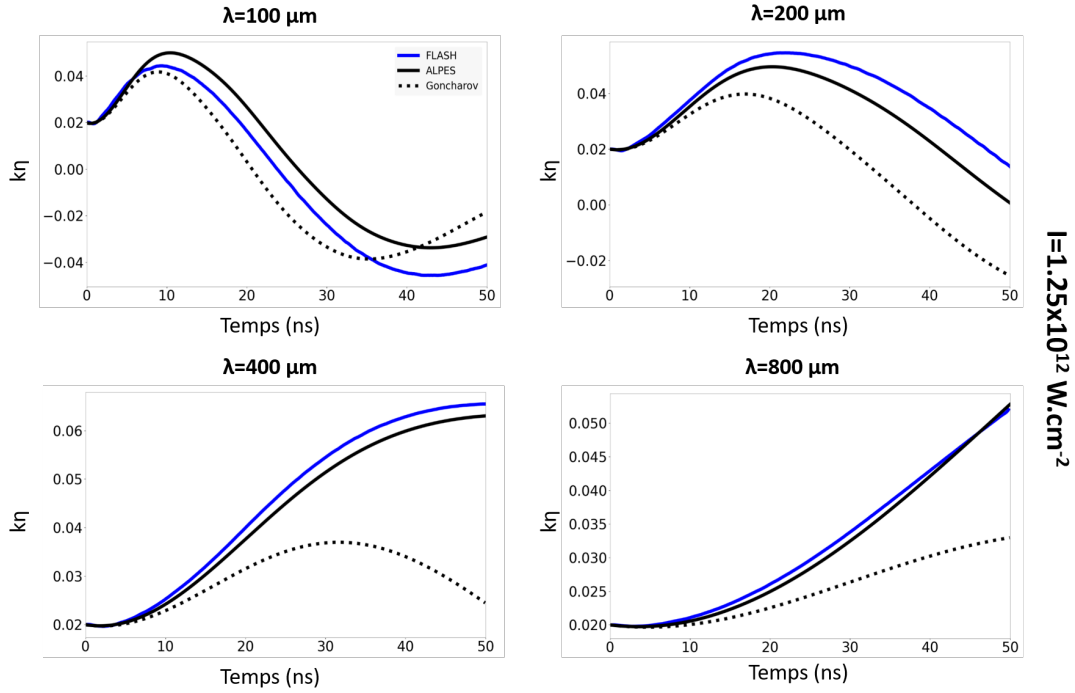


FIGURE IV.23: Évolution du produit $k\eta$ pour les quatre modulations initiales irradiées par une intensité laser incidente de $1.25 \times 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Les simulations FLASH (bleu) sont comparées au code ALPES (noir plein) et au modèle de Goncharov (noir pointillé).

IV.3.3 Quantification des effets non linéaires de l'instabilité de Landau-Darrieus sur l'évolution du front d'ablation

L'observable $k\eta$ représentée sur les figures IV.21, IV.22 et IV.23 permet la comparaison des quatre longueurs d'onde et de quantifier la validité de l'hypothèse de linéarité. Le modèle analytique a été développé dans l'hypothèse d'un régime linéaire où l'amplitude crête-à-crête de la modulation est inférieure à sa longueur d'onde ($2\eta_0 \ll \lambda$).

Pour caractériser la transition vers le régime non linéaire, les configurations numériques de l'étude des quatre modulations sont considérées pour un rapport $2\eta_0/\lambda = 0.2$ soit 10X supérieur aux simulations précédentes. Pour évaluer l'amplitude crête-à-crête du front d'ablation dans des régimes non linéaires, une description de l'interface dans l'espace de Fourier est plus appropriée (voir Fig. IV.24).

Au temps $t = 0 \text{ ns}$, seul le mode fondamental de l'interface soit $k = 1/400 = 0.0025 \mu\text{m}^{-1}$ est visible sur le spectre de Fourier pour les deux configurations. Après 10 ns d'irradiation de la cible, le spectre de Fourier de la configuration de rapport $2\eta_0/\lambda = 20\%$ est caractérisé par la présence d'harmoniques dont les amplitudes sont comparables à celle du mode fondamental. L'interface évolue dans un régime non linéaire qui n'est pas décrit par le modèle. La configuration à $2\eta_0/\lambda = 2\%$ reste dans un régime pouvant être décrit par le modèle. Même après 50 ns d'irradiation, la contribution du mode fondamental dans la décomposition en somme de série de Fourier reste largement prédominante.

Outre l'hypothèse de linéarité utilisée pour développer le modèle analytique et le code ALPES, d'autres hypothèses ont été prises en compte. Il est intéressant de discuter de leur validité dans les régimes étudiés.

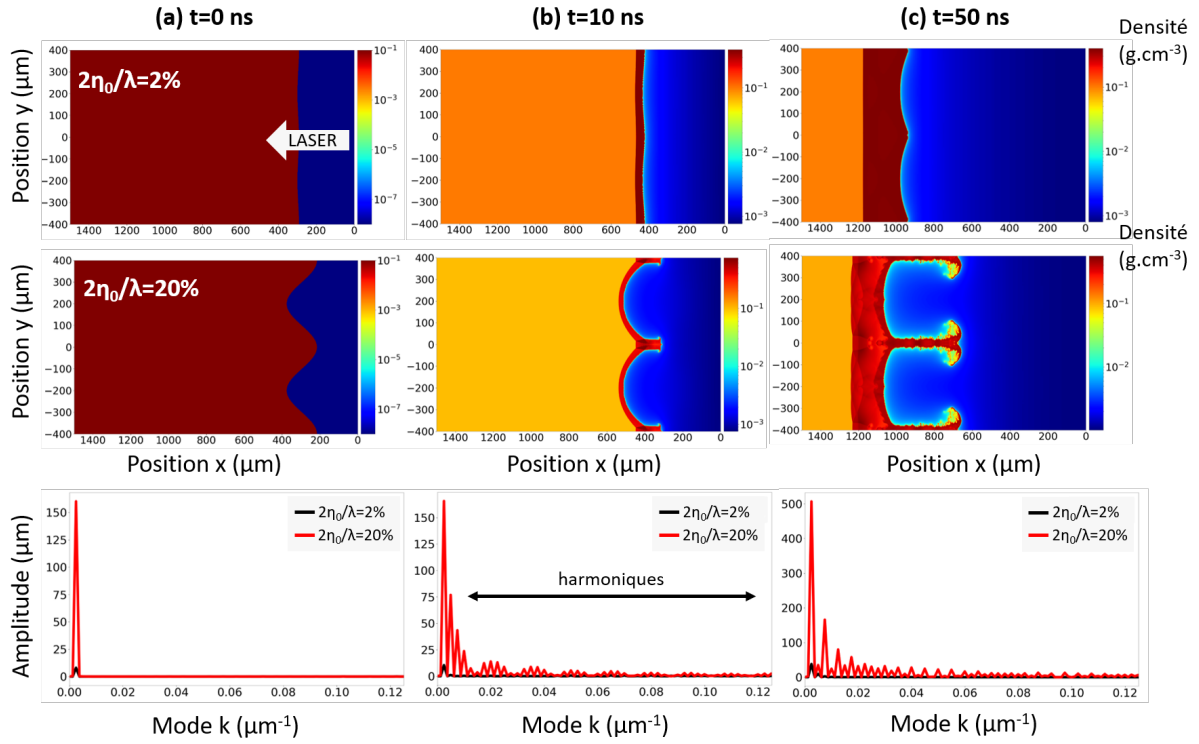


FIGURE IV.24: Évolution de la modulation à $400 \mu\text{m}$ pour les quotients $2\eta_0/\lambda = 0.02$ et $2\eta_0/\lambda = 0.2$. Les cartes de densités sont représentées aux temps $t=0$ (a), 10 (b) et 50 ns (c). Pour ces trois temps, la décomposition en modes de l'interface est représentée dans l'espace de Fourier.

IV.3.4 Limitations et domaine de validité des hypothèses du modèle

Le code FLASH multi-physique est plus complet que le modèle et la résolution du code ALPES. On peut donc l'utiliser pour discuter de la pertinence de certaines hypothèses simplificatrices listées en section IV.1.1 dans la dérivation des écoulements de base et perturbé (voir Fig. IV.25).

Sous les hypothèses du modèle, les quantités hydrodynamiques du système d'équations (IV.5) se déduisent simplement du profil de température :

$$\begin{aligned}\bar{T} &= \bar{u}, \\ \bar{T} &= \bar{\rho}^{-1}, \\ \bar{p} &= \text{constante}.\end{aligned}\tag{IV.47}$$

Approximation isobare : La zone sous choc est la région supersonique où $M_s > 1$. Au front d'ablation, la matière est éjectée dans la direction opposée à la propagation du choc et du laser. Dans le repère du front d'ablation, la vitesse fluide est nulle au front d'ablation et dans la zone de conduction, le fluide est subsonique. Les variations de température électronique sont plus grandes que les variations de pression fluide au voisinage du front d'ablation. L'approximation isobare semble donc assez sévère mais le modèle donne tout de même de bons résultats (voir Figs. IV.25(a) et IV.25(b)).

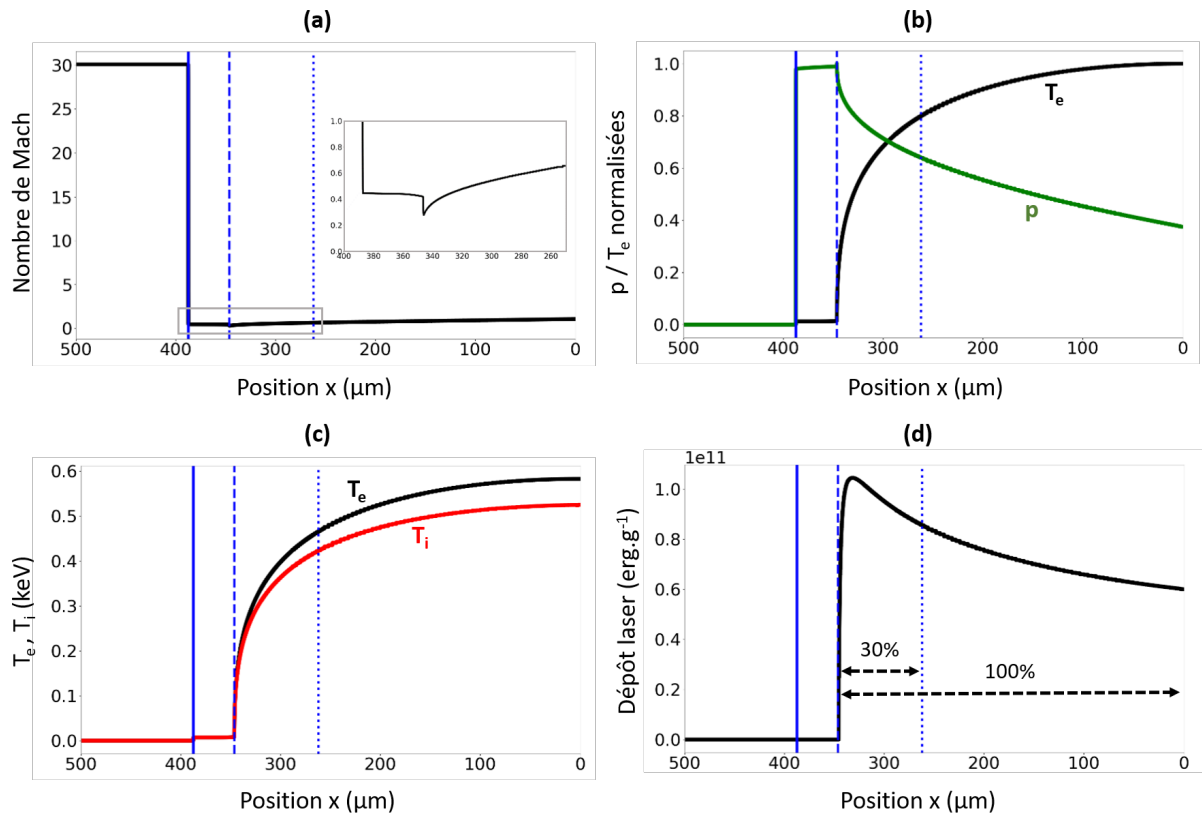


FIGURE IV.25: Profils spatiaux extraits d'une simulation FLASH à une dimension où la cible est irradiée par $5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour les grandeurs suivantes : nombre de Mach $M = |v_x/c_s|$ (a), pression et température électroniques normalisées (b), températures électroniques et ioniques exprimées en keV (c) et énergie laser par unité de masse en $\text{erg} \cdot \text{g}^{-1}$ (d). Pour les quatre figures, le trait plein représente la position du front de choc, les tirets représentent la position du front d'ablation et le trait pointillé représente la position de la surface critique.

Écoulements isothermes en amont/aval de la zone de conduction : Dans la zone choquée, l'échauffement des ions thermalise quasi instantanément les électrons. D'après les conditions de saut au voisinage du choc détaillées en section II.1.2, la température laissée derrière le choc est constante. Cependant, l'hypothèse isotherme dans la couronne plasma est très limitée. C'est une approximation assez forte dans le modèle mais qui semble tout de même fonctionner (voir Figs. IV.25(b) et IV.25(c)).

Modèle mono-température : L'équilibre entre les populations ioniques et électroniques est décrit dans le code FLASH selon le modèle de Spitzer exposé à la section II.5.3. Dans la zone de conduction, les collisions homogénéisent les températures des deux populations. Dans la couronne, les électrons chauffés par le plasma maintiennent une température élevée. A faible densité, les collisions électrons-ions sont moins probables. La température ionique devient plus faible que celle des électrons. A la surface critique, le rapport $T_i/T_e = 0.91$. Cette approximation est donc raisonnable (voir Fig. IV.25(c)).

Absorption localisée : Dans le code FLASH, l'absorption laser par le processus d'absorption collisionnelle est volumique. Proportionnelle à la densité électronique n_e , le profil de dépôt laser présente un maximum localisé dans la couronne plasma généralement en

aval de la densité critique électronique théorique. Des tentatives de modification de l'absorption dans FLASH en un dirac à la densité critique électronique sont restées infructueuses (voir Fig. IV.25(d)).

Conclusion du Chapitre IV

Dans ce chapitre, une description complète du modèle analytique décrivant l'évolution des quantités hydrodynamiques dans la zone de conduction a été présentée [183]. Les équations de l'écoulement de base et de l'écoulement perturbé ont été dérivées dans le cadre d'hypothèses simplificatrices ayant fait l'objet d'une discussion comparative avec des simulations FLASH. Le code ALPES a été développé dans le but de résoudre numériquement les deux écoulements et de générer la relation de dispersion $\sigma = f(k)$. Les longueurs d'onde vérifiant $kD_c < 1$, grandes devant la taille de la zone de conduction, croissent exponentiellement sous l'effet de l'ILD. Une transition continue vers un régime oscillatoire stabilisé a été mise en évidence pour des modes plus grands vérifiant $kD_c > 1$. Les résultats du modèle ont ensuite fait l'objet de comparaison avec le code FLASH et le modèle de Goncharov valide dans le régime où $kD_c > 1$. Un grand nombre de simulations 1D ont fait l'objet d'une étude paramétrique numérique et de l'élaboration de loi d'échelle. Les variations des quantités clés du modèle ont été étudiées en fonction de l'intensité laser et de la densité de matériau. De cette étude il découle que pour maximiser le taux de croissance de l'ILD, il faut augmenter la vitesse d'ablation tout en minimisant la taille de la zone de conduction. Ces critères seront traduits expérimentalement dans le chapitre suivant. De plus, le profil de température de l'écoulement de base a été comparé aux profils de température électronique calculés avec le code FLASH avec une très bonne adéquation. Des calculs FLASH 2D ont été menés pour simuler l'irradiation de cibles dont la face avant est perturbée par une modulation sinusoïdale monomode. La comparaison de l'évolution des amplitudes crête-à-crête du front d'ablation avec les deux modèles a prouvé une bonne robustesse du modèle développé avec un meilleur accord comparée au modèle de la littérature (Goncharov). Notamment, le modèle est capable de décrire la transition d'un régime Landau-Darrius instable vers un régime oscillant sensible à l'IRM. Cette étude complète et validée par des outils de référence permet l'utilisation du modèle et du code ALPES pour élaborer de nouveaux projets expérimentaux.

Chapitre V

Conception d'une plateforme expérimentale d'étude de l'instabilité de Landau-Darrieus

Plan du chapitre

V.1	Expérience préliminaire de caractérisation de mousses sur le laser OMEGA-EP	111
V.1.1	Présentation de l'installation laser OMEGA-EP	111
V.1.2	Configuration expérimentale	112
V.1.2.1	Utilisation des mousses comme matériau de faible densité	113
V.1.2.2	Configuration laser	115
V.1.2.3	Description des dispositifs d'imagerie des mousses en cours d'irradiation	116
V.2	Résultats et analyse des images radiographiques X de côté	118
V.2.1	Analyse des images brutes	118
V.2.1.1	Calcul de la profondeur optique	123
V.2.1.2	Reconstruction 2D du profil du choc	126
V.2.2	Validation des paramètres de simulations FLASH	128
V.2.3	Résumé de la première expérience OMEGA-EP	130
V.3	Expérience avec élargissement du champ de vue radiographique sur le laser OMEGA-EP	131
V.3.1	Modifications expérimentales	132
V.3.1.1	Cibles	132
V.3.1.2	Configuration Laser et diagnostics	132
V.3.2	Images radiographiques X de côté avec champ de vue large	134
V.3.2.1	Validation de l'algorithme de reconstruction	134
V.3.2.2	Calcul du profil de densité par la méthode de l'inversion d'Abel	137
V.3.3	Étude de l'émission X générée par plasma de Molybdène et Tantale	139
V.3.3.1	Imagerie synthétique	140

V.3.3.2	Diagnostic RSPCA	142
V.3.4	Tentative d'imagerie de face par une caméra à balayage de fente	144
V.3.5	Résumé des expériences préliminaires sur OMEGA-EP	145
V.4	Mise en évidence de l'instabilité de Landau-Darrieus sur le laser NIF .	145
V.4.1	Configuration expérimentale sur la plateforme HydroDD	145
V.4.2	Mesure de l'évolution temporelle du front d'ablation	148
V.4.2.1	Image de face en balayage temporel	148
V.4.2.2	Analyse des images de radiographie X de face	149
V.4.2.3	Comparaison des résultats expérimentaux aux simulations FLASH	151

Toutes les études théoriques et numériques présentées dans le chapitre IV motivent nos choix expérimentaux pour élaborer des dimensionnements d'expériences optimisés. Ces travaux permettent d'élaborer une stratégie expérimentale afin de se placer dans un espace de paramètres propice à l'observation de l'ILD et minimiser l'effet des autres instabilités hydrodynamiques. Plusieurs contraintes expérimentales sont prise en compte :

- ★ Réduction de l'IRT : Les taux de croissance de l'ILD et de l'IRM restent relativement faibles. Pour une longueur de zone de conduction égale à $50 \mu\text{m}$ et une vitesse d'ablation de $1 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$, la branche positive du taux de croissance pour $a = 50$ et $n = 5/2$ vaut $\sigma_{\text{LD, RM}} = 2.287 \times 10^{-2} \text{ns}^{-1}$ pour la longueur d'onde $\lambda = 800 \mu\text{m}$. En comparaison, dans un régime d'accélération de $30 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-2}$ et un nombre d'Atwood égal à 1, $\sigma_{\text{RT}} = 0.478 \text{ns}^{-1}$ soit 20X supérieur à celui de l'ILD. Largement prépondérante devant les autres instabilités hydrodynamiques en régime d'accélération, l'IRT doit être minimisée le temps de l'expérience. Ainsi, la cible doit être suffisamment épaisse pour rester quasi-statique le temps de l'acquisition des données. L'épaisseur doit être choisie en corrélation avec la densité de la cible et l'intensité d'irradiation laser de sorte à optimiser la vitesse de propagation du front de choc et empêcher son débouché en face arrière.
- ★ Réduction de l'IRM : Dans la section IV.2.4, il est démontré que le régime d'instabilité n'est plus gouverné par l'IRM lorsque $kD_c < 1$. Des cibles dont la surface avant présente des modulations de grandes périodes et de faibles épaisseurs de zones de conduction doivent être étudiées. Les lois d'échelle présentées en section IV.3.1 montrent que la taille de la zone de conduction est proportionnelle à l'intensité laser ($D_c \propto I^{0.37}$). De faibles intensités laser sont donc retenues.
- ★ Maximisation de l'ILD : Cependant, les études théoriques indiquent que le taux de croissance de l'instabilité est proportionnel à la vitesse d'ablation v_a or celle-ci est réduite à basse intensité laser ($v_a \propto I^{0.47}$). Le compromis entre ces deux effets est d'utiliser des cibles de faibles densités ($v_a \propto \rho^{-1.2}$). Compte tenu des taux de croissance relativement faibles de l'ILD, la durée d'irradiation de la cible doit être la plus longue possible pour permettre à l'instabilité de se développer suffisamment et d'être mesurable. Pour la longueur d'onde $\lambda = 800 \mu\text{m}$ d'une amplitude crête-à-crête initiale de $40 \mu\text{m}$, l'amplitude après 30 ns d'évolution du front d'ablation excède $80 \mu\text{m}$ soit le double de l'amplitude initiale.

Cette stratégie expérimentale ne peut être réalisée que sur le NIF. En effet, le NIF est la seule installation laser capable de générer des intensités laser pouvant dépasser 30 ns d'irradiation focalisées sur une tâche focale de diamètre à 1/e de l'ordre de 2 mm pour étudier les grandes longueurs d'ondes requises [173, 159]. Cette expérience réutilise en grande partie la configuration de la plateforme « HydroDD » présentée au chapitre III. Avant cela, une étude préliminaire doit être menée car ces régimes d'intensité laser ont été très peu explorés. Les paramètres de simulation FLASH (équation d'état, limiteur de flux, correction d'intensité, ...) doivent être vérifiés dans ces régimes pour permettre de mettre en place un dispositif expérimental robuste sur le NIF. Dans ce but, deux expériences sur le laser OMEGA-EP ont été réalisées. La première a pour objectif l'étude de la propagation de chocs dans des matériaux de faibles densités ($\rho \leq 0.1 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) soumis à de faibles irradiations ($I \leq 1 \times 10^{13} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$). La seconde expérience complète les mesures obtenues lors de la première expérience et met en place la configuration du diagnostic d'imagerie de face que nous utiliserons sur le NIF.

V.1 Expérience préliminaire de caractérisation de mousses sur le laser OMEGA-EP

Afin d'étudier la réponse de mousses sur-critiques soumises à de faibles intensités laser, la première expérience a été réalisée sur le laser OMEGA-EP au LLE.

V.1.1 Présentation de l'installation laser OMEGA-EP

Opérationnelle depuis 2008, l'installation laser OMEGA-EP est composée de quatre chaînes laser (B1, B2, B3 et B4) à milieu amplificateur Nd :Glass (fondamental à 1053 nm) délivrant une énergie dans le domaine UV triplée en fréquence de 351 nm à CC (voir Fig. V.1).

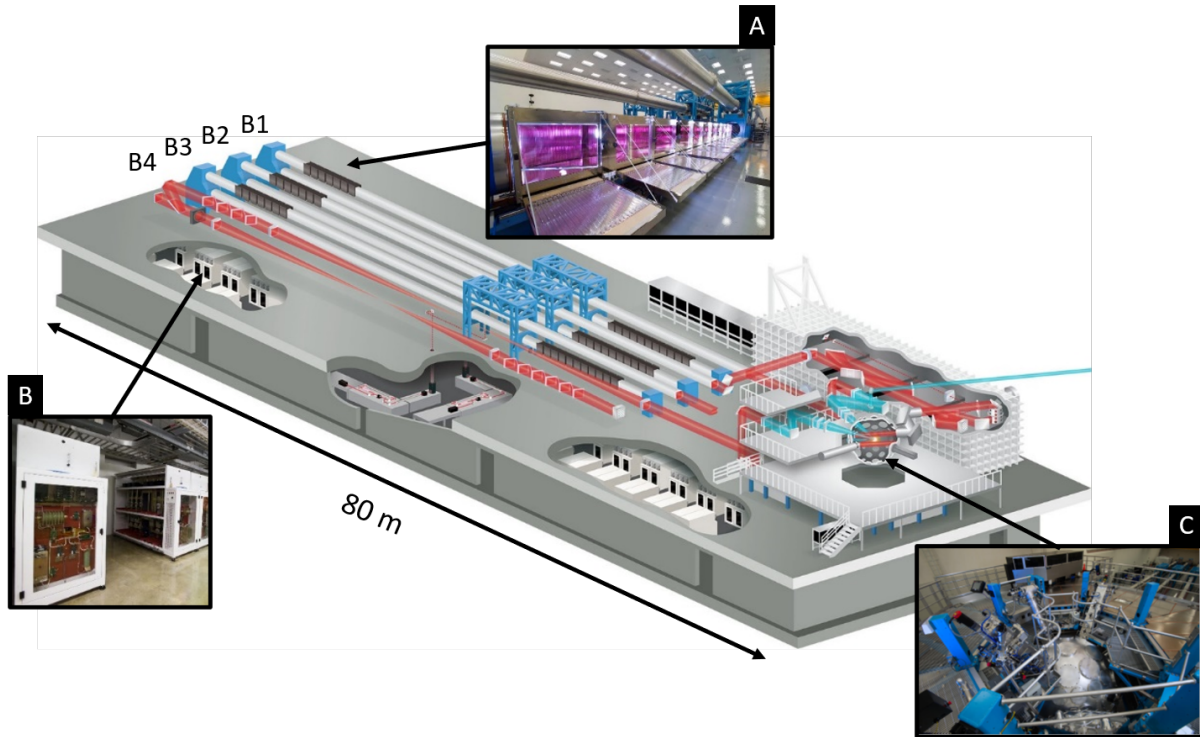
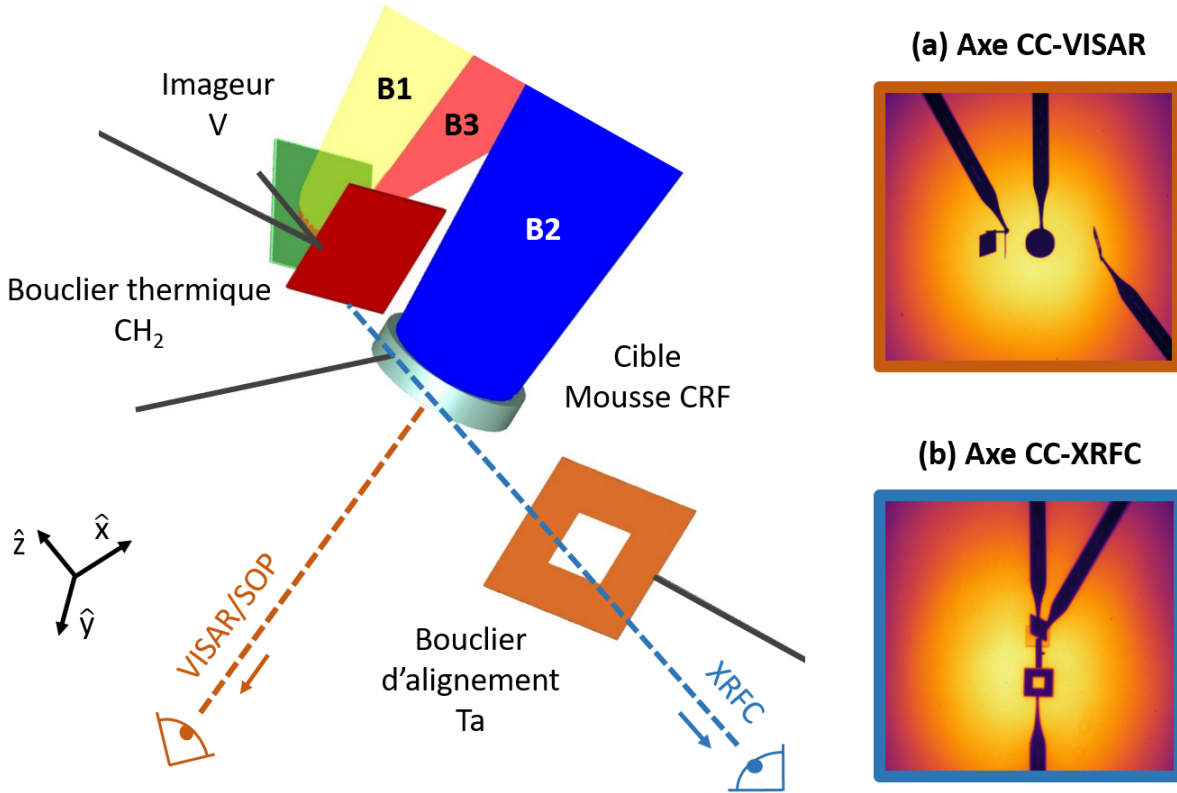


FIGURE V.1: Installation laser OMEGA-EP. (A) Amplificateurs. (B) Condensateurs. (C) Chambre d'expérience [184].

Chaque faisceau peut générer une impulsion longue de 10 ns et des énergies dépassant 4.2 kJ. Des lames de phase analogues à celles utilisées sur NIF décrites en section III.1.1 sont utilisées pour mettre en forme spatialement les faisceaux. Leur largeur à mi-hauteur R_0 varie de 200 à 1000 μm . L'intensité au centre de la tâche focale I_0 peut atteindre des valeurs de l'ordre de $1 \times 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les faisceaux B1 et B2 peuvent être compressés en impulsions courtes (entre 0.7 et 100 ps) pour atteindre des intensités de l'ordre de $10^{20} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les faisceaux compressés peuvent ensuite être redirigés vers la chambre expérimentale de l'installation à soixante faisceaux OMEGA dédiée aux expériences d'implosion de cibles sphériques [185].

V.1.2 Configuration expérimentale

Le cycle laser varie de 45 min à 1.30 h ce qui permet d'atteindre 7 à 8 tirs laser à pleine puissance en une journée (voir Fig. V.2).



Tir	N°	Densité ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)	Intensité ($\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$)	Faisceaux Drive	Faisceaux Radiographie	Diagnostic	Timing (ns)
1	29612	0.1	5×10^{12}	B4	B1,B3	XRFC	9
2	29613	0.1	5×10^{12}	B2		VISAR/SOP	
3	29614	0.05	5×10^{12}	B4	B1,B3	XRFC	9
4	29615	0.05	2×10^{13}	B2		VISAR/SOP	
5	29616	0.1	1×10^{13}	B4	B1,B3	XRFC	6
6	29617	0.1	1×10^{13}	B2		VISAR/SOP	
7	29619	0.05	1×10^{13}	B4	B1,B3	XRFC	2
8	29620	0.1	5×10^{12}	B2,B4	B1,B3	XRFC	7

FIGURE V.2: Image du dispositif expérimental générée par le logiciel de visualisation 3D VisRad [186] et plan de tirs. La mousse CRF est irradiée par le faisceau B2. Des boucliers thermiques limitent les rayonnements parasites provenant de l'émission du Vanadium et permettre un meilleur contraste sur caméra. Les lignes de visée des deux diagnostics sont représentées en pointillé. Les images du diagnostic « Target Viewing System » (TVS) sont données dans l'axe CC-VISAR (a) et dans l'axe CC-XRFC (b).

V.1.2.1 Utilisation des mousses comme matériau de faible densité

Pour cette expérience, des mousses sur-critiques de Résorcinol Formaldéhyde Carbonées (CRF en anglais) sont sélectionnées comme matériau basse densité. Ces mousses sont composées de 80% de carbone, 15% d'hydrogène et 5% d'oxygène en proportions atomiques. Ce choix est justifié considérant la maîtrise technique d'usinage et leur utilisation passée pour des expériences sur le laser NIF [187, 188, 189]. Afin d'étudier la dépendance de la dynamique du choc avec la densité du matériau, deux densités de mousses sont utilisées pour la journée de tir : $\rho = 50$ et $100 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-3}$. Les mousses sont toutes de géométrie cylindrique de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur et 2.5 mm de diamètre (voir Fig. V.3).

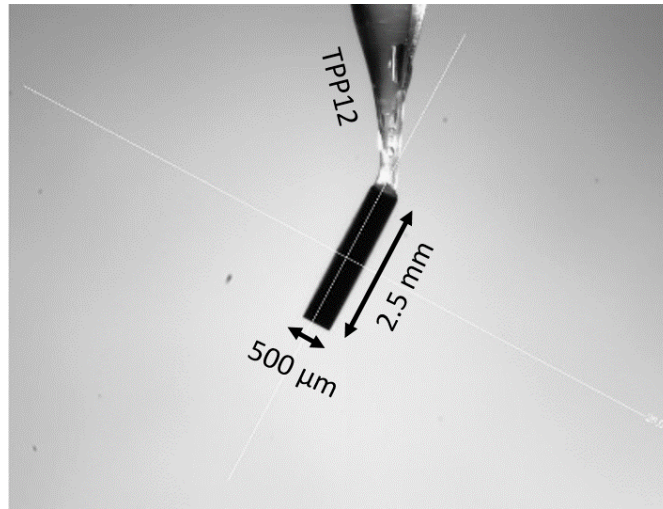


FIGURE V.3: Procédure d'alignement de la cible du tir #29620. La cible est montée sur un support inserteur et un capillaire amenés à CC.

Les codes de simulation d'hydrodynamique radiative permettent la mise au point des dispositifs expérimentaux et de procéder à des comparaisons quantitatives avec les observables expérimentales. Les codes utilisent des équations d'état de matériaux homogènes connus pris à basse densité pour simuler les mousses. La structure microscopique de la mousse n'est donc pas décrite en détail. Depuis peu, des modèles microscopiques ont été développés pour être utilisés dans des codes de simulation [190]. Ces modèles sont validés par des mesures expérimentales de caractérisation de mousse. C'est la fonction précise de cette expérience préliminaire : obtenir des résultats expérimentaux pouvant être comparés avec les outils numériques, indispensables pour préparer les futures expériences sur le NIF. Dans le cas présent, nous n'avons pas accès à des modèles spécifiques pour modéliser le comportement des mousses dans FLASH. A la place, des facteurs sur l'intensité laser incidente seront appliqués pour reproduire les paramètres expérimentaux.

En FCI, des cibles basse densité de type « mousses » ont été largement étudiées afin d'améliorer la stabilité hydrodynamique de la cible en cours d'implosion [191, 192]. Deux types de mousses sont à distinguer : les mousses sous-critiques/sur-critiques ont une densité inférieure/supérieure à la densité plasma critique. Pour un laser à cristal KDP triplé en fréquence (351 nm), $n_c \sim 9.1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ vu en section II.4.3. On en déduit la densité de masse critique comme étant égale à $\rho_c = Am_p n_c / Z \sim 30 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. A cette longueur d'onde laser, ρ_c est la densité de masse séparant les mousses sous-critiques ($\rho_0 \leq 30 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) des mousses sur-critiques ($\rho_0 \geq 30 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) (voir Fig. V.4).

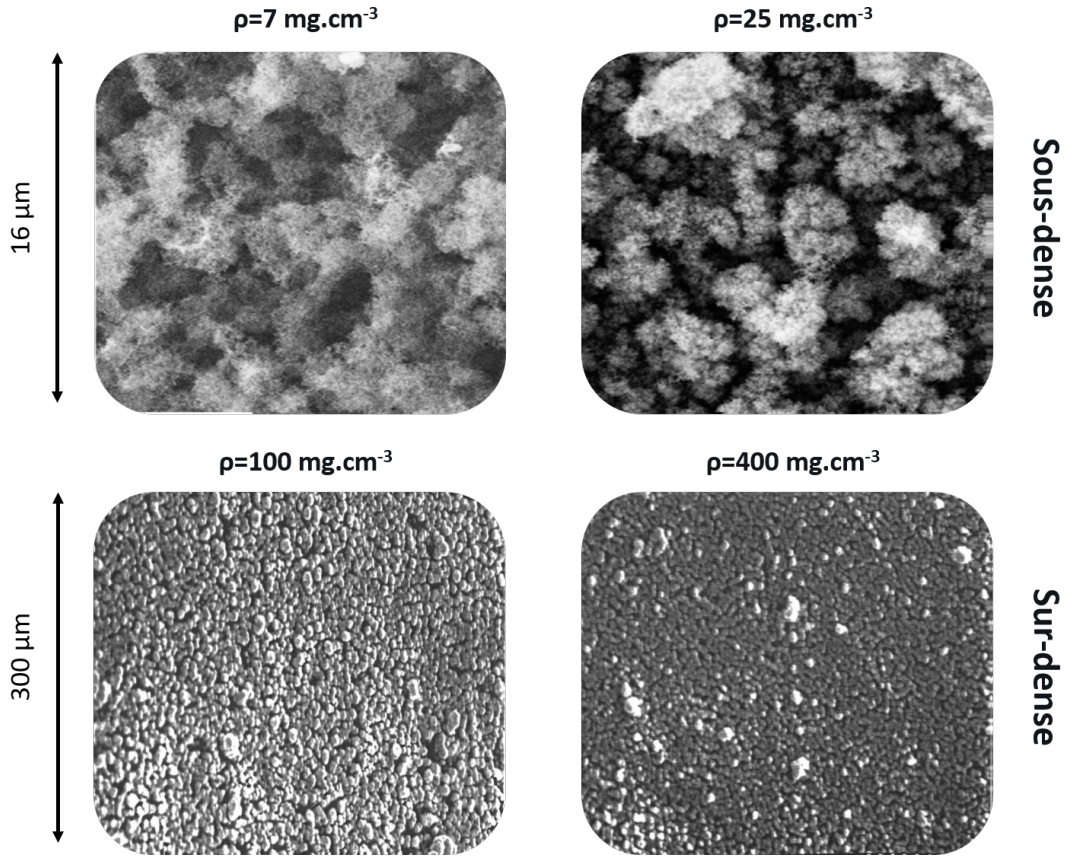


FIGURE V.4: Images en microscopie électronique de mousses de carbone de différentes densités : 7, 25, 100 et $400 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-3}$ [193, 194].

- Les mousses sous-critiques ont principalement été étudiées comme la couche la plus externe de la cible afin de réduire les effets de l’empreinte laser en début d’irradiation [66, 65]. Différentes structures microscopiques ont été étudiées pour mesurer leur impact sur l’homogénéité et le lissage de l’ionisation dans le volume de la mousse [195, 196].
- Les mousses sur-critiques sont étudiées comme ablateur alternatif [64, 197]. L’étude théorique présentée au chapitre IV a mis en évidence les effets stabilisants de l’ablation sur le développement des instabilités hydrodynamiques. De manière générale, les taux de croissance de l’IRT et de l’IRM présentent un terme stabilisant en $-kv_a$. Or $v_a = m_a \rho_a$ où m_a est le taux de masse ablatée et ρ_a la densité au front d’ablation. Selon les lois d’échelle présentées en section IV.3.1, le taux de masse ablatée m_a est proportionnel à l’intensité laser ($\propto I^{1/3}$). Cependant, à hautes intensités laser ($I > 1 \times 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$), des instabilités paramétriques de la couronne plasma telles que les diffusions Raman/Brillouin stimulées et la décomposition en deux plasmons peuvent détériorer le couplage énergétique entre le laser et la cible. L’autre alternative est de réduire la densité au front d’ablation ρ_a . Étant des matériaux de faible densité, les mousses sont de parfaits candidats pour augmenter la vitesse d’ablation à intensité laser fixée.

V.1.2.2 Configuration laser

- Faisceaux de Drive

Les faisceaux B2 et B4 sont utilisés alternativement pour irradier la cible en incidence avec un angle de 23° par rapport à sa normale. Seul le tir #29620 requiert l'utilisation des deux faisceaux afin de doubler le temps d'irradiation. Deux intensités sont choisies pour irradier les mousses : $I = 5 \times 10^{12}$ et $1 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Ces régimes d'intensité sont obtenus grâce à l'utilisation d'une lame de phase SG d'ordre 8 et de 1.8 mm de diamètre de tâche focale (référence : wEP-SG8-1800). La durée d'irradiation laser sur la face avant de la cible est de 10 ns (2×10 ns pour le tir #29620) avec une impulsion carrée (référence : ESG99v001). Ainsi, 1.27 ou 2.54 kJ d'énergie laser sont délivrés au CC.

- Faisceaux de radiographie

Les faisceaux B1 et B3 sont utilisés pour irradier la source de radiographie. Ils impactent simultanément une plaque de Vanadium de 2 mm de côté et $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les deux faisceaux sont mis en forme avec une lame de phase SG d'ordre 8 et de $750 \mu\text{m}$ de diamètre de tâche focale (référence : wEP-SG8-750). La durée d'irradiation laser sur la plaque de Vanadium est de 10 ns mais avec une impulsion carrée modifiée présentant une première montée en puissance de 2 ns avant l'irradiation principale (référence : ESS9909v001). Cette mise en forme est utilisée pour créer un pré-plasma et augmenter l'émission X de la plaque. Au total, l'intensité totale sur la plaque est de $2 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (voir Fig. V.5).

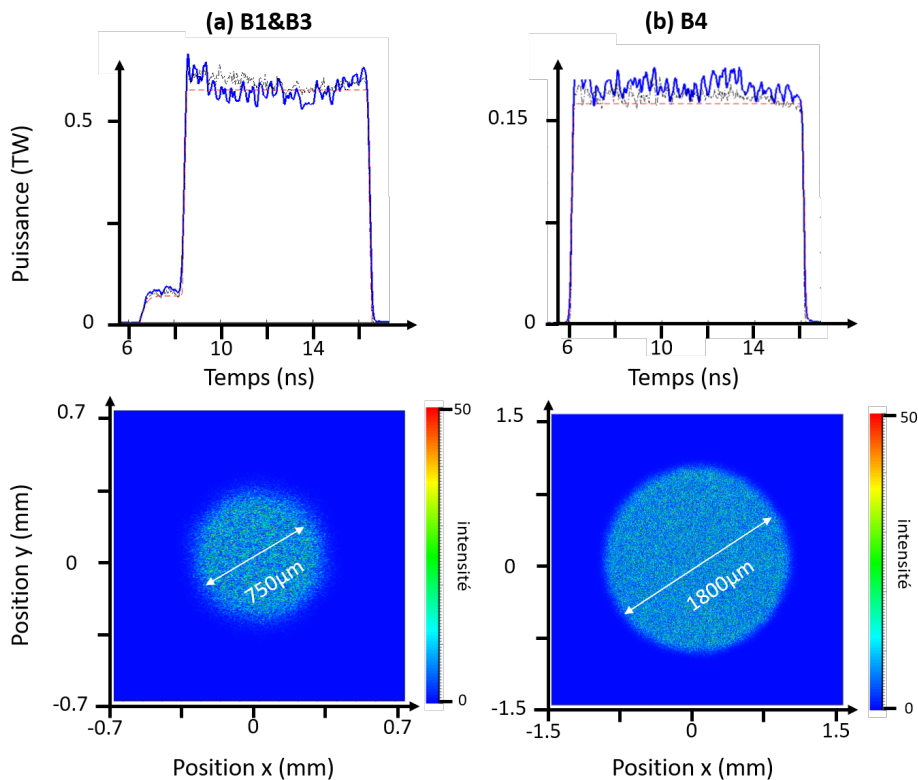


FIGURE V.5: Loi de puissances et profil 2D de la tâche focale des faisceaux B1, B3 (radiographie) et B4 (sur cible) pour le tir #29612.

La raie $K\alpha$ du Vanadium est excitée et génère un flux X dont l'énergie est centrée sur 4.95 keV. Lorsque les faisceaux B1 et B3 irradient la plaque de Vanadium, les électrons du matériau sont accélérés sous l'influence du champ électromagnétique intense à des vitesses relativistes. Ces électrons hautement énergétiques interagissent avec les électrons des atomes environnants induisant des transitions électroniques décrite en section II.4.3.

Les photons X incidents interagissent ensuite avec les électrons de la mousse CRF. Pour un photon X donné, il interagit avec un électron et lui transfère la totalité de son énergie. L'électron arraché au nuage électronique laisse un défaut de charge comblé par la désexcitation d'un électron des couches superficielles ce qui génère un photon secondaire. De faible énergie, ce photon est généralement réabsorbé dans le volume du matériau. De cette manière, l'énergie du photon incident a été en grande partie sinon intégralement absorbée par le matériau. Pour une intensité de rayonnement I_0 incidente et un matériau homogène de densité ρ , cette absorption est quantifiée par une loi d'atténuation exponentielle du type Beer-Lambert :

$$\frac{I}{I_0}(x) = \exp\left(-\int_0^L \mu\rho(x)dz\right) = \exp(-\mu\rho(x)L), \quad (\text{V.1})$$

où I_0 est l'intensité émise par le plasma de Vanadium sans interaction avec la mousse, $\rho(x)$ est la densité du matériau à la position x , μ est le coefficient d'atténuation massique de la mousse et L est l'épaisseur de cible traversée.

V.1.2.3 Description des dispositifs d'imagerie des mousses en cours d'irradiation

Pour caractériser les cibles irradiées par laser, plusieurs diagnostics expérimentaux sont utilisés : le diagnostic combiné VISAR/SOP et une caméra XRFC.

- VISAR/SOP

Très largement utilisé pour des expériences d'études d'équation d'état, le diagnostic « Velocity Interferometer System for Any Reflector » (VISAR) est un dispositif interférométrique qui permet de résoudre temporellement la vitesse du front de choc en cours de propagation dans un matériau [198]. Un faisceau laser sonde ($\lambda_l = 660$ nm) est séparé en deux sous-faisceaux. L'un est le faisceau référence non modifié, l'autre interagit avec la cible et se réfléchit sur la cible. Capable de sonder des matériaux transparents et de se réfléchir sur le front de choc en cours de propagation, le faisceau laser du VISAR ne peut pas se propager dans les matériaux qui lui sont opaques. Il est alors impossible d'obtenir une information de la dynamique du choc en volume. Pour ce type de matériaux, seul le temps de débouché du choc en face arrière est exploitable. Le décalage Doppler induit par l'interface réfléchissante est directement quantifiable sur la figure d'interférence des deux faisceaux. Formée sur des caméras à balayage de fente, la figure d'interférences présente des sauts de franges permettant l'évaluation de l'évolution de la position du front de choc au cours du temps et donc de sa vitesse. Combiné au diagnostic VISAR, le diagnostic « Streaked Optical Pyrometer » (SOP) est composé d'un télescope de Cassegrain et d'une caméra à balayage de fente permettant de détecter l'intensité d'émission propre de la cible [199]. Une calibration du diagnostic renseigne sur la température absolue émise par la cible et de repérer le saut de température au front de choc. Complémentaires, ces deux

diagnostics utilisent la même ligne optique. Un filtre dichroïque permet la bonne séparation des diagnostics. Les propriétés réfléchissantes du filtre sont choisies de telle sorte à ce que le faisceau laser optique du VISAR soit réfléchi et toutes les radiations transmises (voir Fig. V.6).

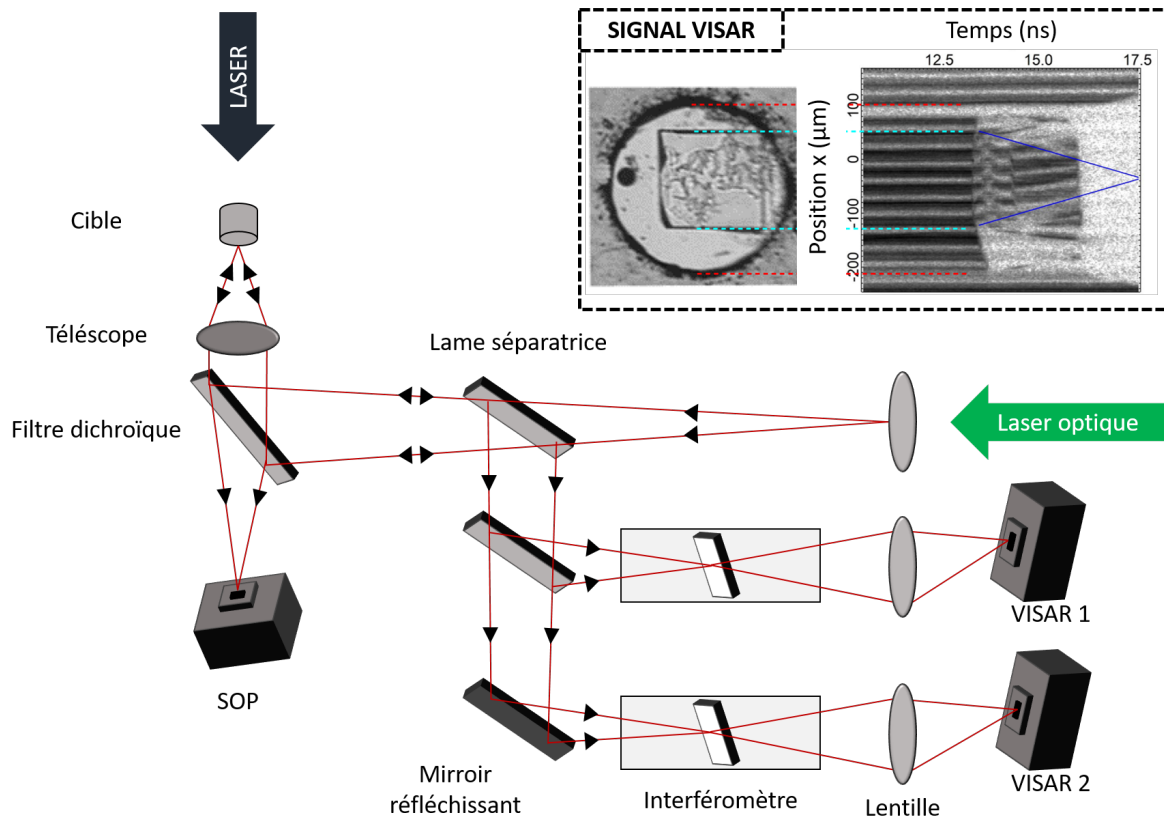


FIGURE V.6: Schéma de principe du diagnostic VISAR/SOP opérationnel sur OMEGA-EP. Le signal VISAR dans l'encadré représente la réflectivité mesurée par l'un des bras du VISAR. Un gaz He-H est pré-comprimé à 4 GPa par deux enclumes de diamant. La structure carrée visible sur l'image de l'échantillon est une plaque de quartz utilisée comme référence. Les déplacements des franges sur l'interférogramme sont relatifs à des sauts de vitesse du front de choc au passage des interfaces entre le quartz et le gaz [200].

- XRFC

Le second diagnostic est une « X-Ray Framing Camera » (XRFC). Elle est équivalente à la caméra GXD utilisée sur le NIF et détaillée en section III.1.3.

Les diagnostic sont introduits dans la chambre expérimentale par les « Target Insert Manipulator » (TIM), des bras motorisés amovibles et optimisés pour la tenue au vide. Afin d'assurer une bonne cadence de tir compte tenu des considérations techniques de refroidissement des optiques lasers et des vérifications inter-tirs des techniciens de l'installation, les tirs VISAR/SOP et XRFC sont alternés. Les tirs d'imagerie X requièrent l'utilisation de deux faisceaux laser pour générer le flux X et un faisceau sur cible pour un total de trois faisceaux alors qu'aucun faisceau UV n'est utilisé pour le fonctionnement intrinsèque du VISAR/SOP.

Une plus grande attention est portée à la présentation des résultats des tirs #29612, #29614, #29616, #29619 et #29620 correspondant aux cibles imagées par radiographie de côté. Les résultats des tirs VISAR/SOP sont présentés brièvement à titre de validation de la vitesse du choc.

V.2 Résultats et analyse des images radiographiques X de côté

Comme introduit lors de la présentation de la plateforme HydroDD au chapitre III, les diagnostics de radiographie utilisent des matrices de sténopé pour induire un grossissement du système à imager. Pour cette expérience, les sténopés sont percés sur une plaque de Tantale opaque aux rayons X. Pour des raisons de robustesse mais aussi de limitation des effets diffractants, le diamètre des sténopés est ici de $20\ \mu\text{m}$. Comme mentionné en section III.1.3, la matrice de sténopés induit un effet géométrique qui introduit un grandissement de toutes les structures de la cible dans le plan de l'image. La taille d'un pixel de la caméra est de $18\ \mu\text{m}$. Le rapport entre la distance sténopé-caméra et sténopé-cible (grandissement) est de 6 signifiant qu'un pixel de la caméra représente $18/6 = 3\ \mu\text{m}$ dans le plan du détecteur (voir Fig. V.7).

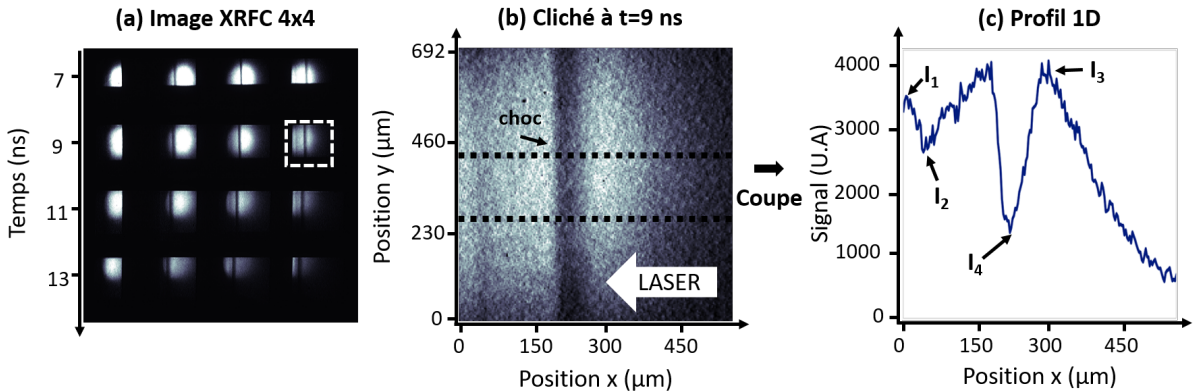


FIGURE V.7: Imagerie radiographique de côté pour le tir #29620 prise à $t = 9\ \text{ns}$ après le début d'irradiation. (a) Signal XRFC 4×4 images séparées de $2\ \text{ns}$ le long d'une colonne et $50\ \text{ps}$ le long d'une ligne. (b) Zoom sur le cliché à $9\ \text{ns}$. (c) Profil 1D moyenné. Les rapports entre les intensités I_1 , I_2 , I_3 et I_4 permettent de déterminer le coefficient d'atténuation massique μ de la mousse et le facteur de compression R .

V.2.1 Analyse des images brutes

Sans aucun traitement numérique, les images brutes sont à elles seules riches en informations (voir Fig. V.7(a)). La vitesse de propagation du choc v_s ainsi que le facteur de compression R peuvent être déduits de ces premiers résultats. Ces observables peuvent ensuite être reproduites par le code FLASH prenant compte de paramètres numériques optimaux (facteur d'intensité, limiteur de flux, ...).

- Coefficient d'atténuation massique μ

Le coefficient d'atténuation massique de la mousse peut être déduit des images de côté. Il se définit par l'intermédiaire de l'opacité comme $\mu = \kappa/\rho$ où l'opacité κ exprimé en cm^{-1} caractérise la probabilité d'interaction d'un photon avec la cible par unité de longueur. μ dépend de l'énergie des photons incidents, du numéro atomique de la cible et de sa température. Au voisinage du bord de cible :

$$\mu = \frac{1}{L\rho_0} \log \left(\frac{I_1}{I_2} \right), \quad (\text{V.2})$$

où les intensités I_1 et I_2 sont respectivement les intensités relevées au voisinage du bord de cible du côté du vide et de celui de la mousse froide non choquée (voir Fig. V.7C).

Pour le tir #29620 ($\rho_0 = 0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et $L = 0.25 \text{ cm}$), l'équation (V.2) donne $\mu = 12 \pm 2 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Ce résultat est comparé à la banque de données CXRO (voir Fig. V.8).

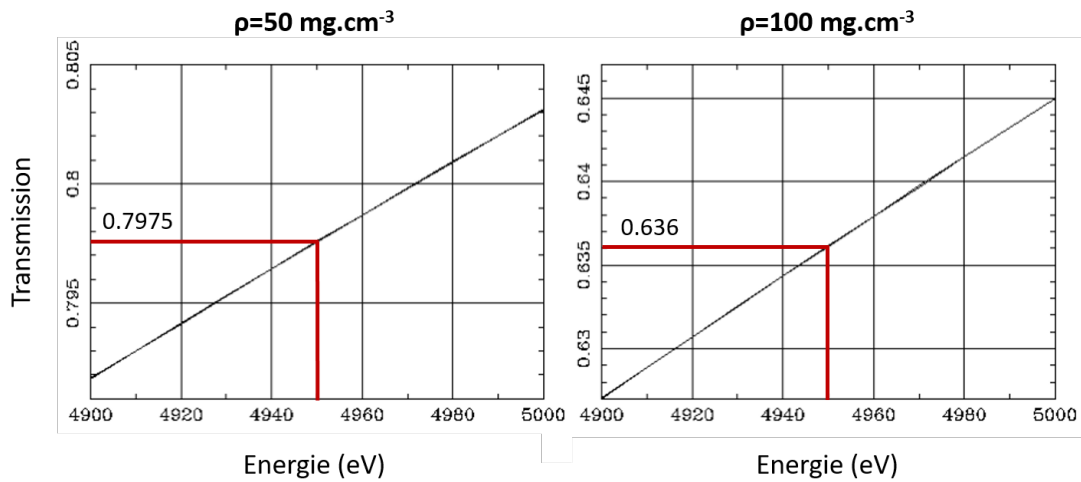


FIGURE V.8: Transmissions calculées pour des mousses CRF $\text{C}_{0.8}\text{H}_{0.15}\text{O}_{0.05}$ de 0.05 et $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ de 2.5 mm de diamètre d'interaction.

Pour $\rho = 0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, la transmission calculée par CXRO est de 0.636 pour des photons incidents d'énergie 4.95 keV correspondant à l'émission $\text{K}\alpha$ du Vanadium qui interagissent avec une mousse composée majoritairement de carbone et d'hydrogène (les 5% d'oxygène sont négligés dans le calcul). L'équation (V.2) donne $\mu = 18 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. La transmission calculée par CXRO ne prend pas en considération la température de la cible ou sa structure microscopique. Or, un matériau de température plus élevée tend à transmettre davantage les rayonnements qui le traversent. La valeur du coefficient d'atténuation massique est donc plus faible à mesure que la température du matériau augmente.

Pour vérifier l'hypothèse du coefficient d'atténuation massique peu variable, des calculs de coefficients sont réalisés avec l'outil FLYCHK [201]. Contrairement à CXRO, FLYCHK considère les processus plasmas collisionnels et radiatifs hors équilibres. Il peut donc être utilisé pour étudier l'influence de la densité et de la température sur la valeur du coefficient d'atténuation massique. FLYCHK ne peut pas simuler la structure de la mousse $\text{C}_{80}\text{H}_{15}\text{O}_5$. Mais il est possible de simuler des matériaux mixtes à deux espèces. Deux matrices proches

de la structure de la mousse sont donc étudiées : une mousse composée à 80% de carbone et 20% d'hydrogène et une mousse composée à 95% de carbone et 5% d'oxygène. Ces deux matériaux de densité initiale $0.01 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et de température 290 K subissent au passage du choc une compression d'un facteur 4 et une élévation de température estimée par FLASH d'un facteur 100 (voir Fig. V.9).

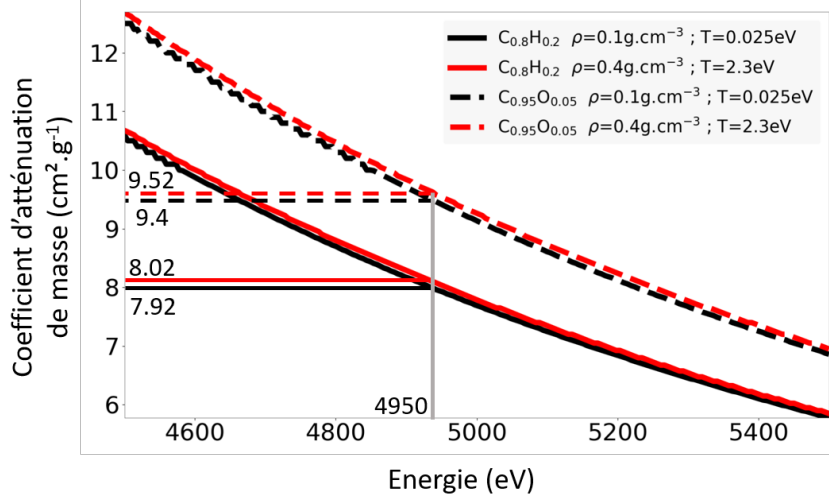


FIGURE V.9: Représentation du coefficient d'atténuation massique μ sur l'intervalle d'énergie compris entre 4.5 et 5.5 keV. Les coefficients des matériaux $C_{0.8}H_{0.2}$ et $C_{0.95}O_{0.05}$ sont respectivement représentés en trait plein et pointillé. Les courbes noires représentent les matériaux froids avant le passage du choc. Les courbes rouges sont les matériaux ayant subi une élévation de température ainsi qu'une compression due au choc.

Les valeurs du coefficient d'atténuation massique sont comprises entre 8 et $9.5 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Elles sont plus proches de la valeur expérimentale ($12 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$) que celle calculée par CXRO ($18 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$). L'hypothèse est ainsi justifiée. Quelque soit le matériau, l'élévation de la densité et de la température affecte peu la valeur du coefficient d'atténuation. La faible variation du coefficient est d'ailleurs trop faible pour être décelée expérimentalement compte tenu des incertitudes sur la valeur de l'opacité.

- Quotient des densités pré/post choc

La mesure du coefficient d'atténuation massique en bord de mousse permet le calcul du quotient $R = \rho_s / \rho_0$ entre la densité du matériau choqué et celle du matériau froid. Cette quantité est indispensable pour caractériser le choc se propageant dans la cible comme vu en section II.1.2. Dans l'hypothèse où l'élévation de la température au front de choc est suffisamment faible pour ne pas modifier significativement la valeur de μ ,

$$R = \frac{\rho_s}{\rho_0} = \frac{1}{L\mu\rho_0} \log \left(\frac{I_3}{I_4} \right) + 1, \quad (\text{V.3})$$

où les intensités I_3 et I_4 sont respectivement les intensités relevées au voisinage du choc du côté de la mousse froide et de la mousse sous choc (voir Fig. V.7C).

Pour le tir #29620, $R = 4.8 \pm 0.9$. Dans le cas d'un gaz parfait, il a été montré que le taux de compression maximum est de 4. Dans une situation plus réaliste, le facteur

de compression peut excéder cette valeur compte tenu des phénomènes d'ionisation et de dissociation moléculaire non négligeable à haute température et haute pression. De plus, les mousses sont des matériaux particuliers présentant une structure microscopique influençant la propagation d'un choc hydrodynamique [202, 203, 204].

- Vitesse du choc

Le relevé des positions des structures représentées sur la figure V.7b permet une mesure de leur vitesse. Lorsque le bord de mousse est visible dans le champ de vue, il est choisi comme référence spatiale des mesures des positions. Cette approche est valide car la cible épaisse n'a pas le temps d'être mise en vitesse durant l'irradiation. Chaque sténopé génère une image dans le plan de la caméra et voit la cible avec un angle spécifique. Cet angle induit des projections différentes dans le plan de la caméra. Il est courant de placer dans le champ de vue des références spatiales composées de matériau de haut numéro atomique opaque aux rayons X. Dans cette expérience, il n'était pas possible de le faire. Dans cette situation, le bord de la cible est un bon choix de référence spatiale. Néanmoins, les effets de parallaxe persistent et sont difficiles à corriger sans recourir à un algorithme complet de propagation inverse tenant compte des angles et positions des différentes optiques dans l'axe du dispositif. Pour chacun des tirs avec caméra XRFC, les vitesses du front de choc sont calculées grâce au relevé des positions du choc toutes les 2 ns (voir Tab. V.1) :

Intensité ($W \cdot cm^{-2}$)	Densité ($g \cdot cm^{-3}$)	V_{XRFC} ($\mu m \cdot ns^{-1}$)	$V_{VISAR/SOP}$ ($\mu m \cdot ns^{-1}$)
5×10^{12}	0.05/0.1	33(7)/27(6)	-/22(0.2)
1×10^{13}	0.05/0.1	48(8)/41(7)	-/40(0.2)

TABLE V.1: *Vitesse du choc pour différentes intensités laser et densités de mousse. L'intensité est exprimée en $W \cdot cm^{-2}$, la densité en $g \cdot cm^{-3}$ et la vitesse du choc en $\mu m \cdot ns^{-1}$.*

Dans le tableau V.1, une incertitude à la mesure de position prise sur 3 px (6 μm) rend compte de l'erreur faite sur le relevé du front de choc causée par les effets de parallaxe et le brouillage des pixels. En temps, l'erreur est évaluée à 50 ps, correspondant au temps de parcours du pulse électrique entre deux images d'une même ligne de la caméra. Afin de confirmer les mesures de la caméra XRFC, les résultats des diagnostics VISAR/SOP des tirs #29613 et #29617 corroborent les mesures à la caméra (voir Fig. V.10).

La mousse est opaque au laser optique du diagnostic VISAR/SOP. Le laser est réfléchi en face arrière de la cible. Lorsque le choc débouche, l'émission générée par le front de choc est détectée par la caméra SOP. Une calibration de la caméra peut être réalisée en amont de l'expérience pour déterminer la température absolue du fluide sous choc. Pour cette mesure, seul le temps de débouché est le paramètre d'intérêt pour l'étude. Le temps de débouché du choc est estimé à 10 ns. La variation de vitesse du front de choc à l'interface de la mousse et du vide confirme le temps de débouché du choc.

Le choix du bord de feuille comme référence spatiale est justifié. A ces vitesses, le choc se propage dans le volume de la cible pendant les dix premières nanosecondes d'irradiation. Pour les tirs effectués à $I = 5 \times 10^{12} W \cdot cm^{-2}$, la cible reste non accélérée pendant 15 ns.

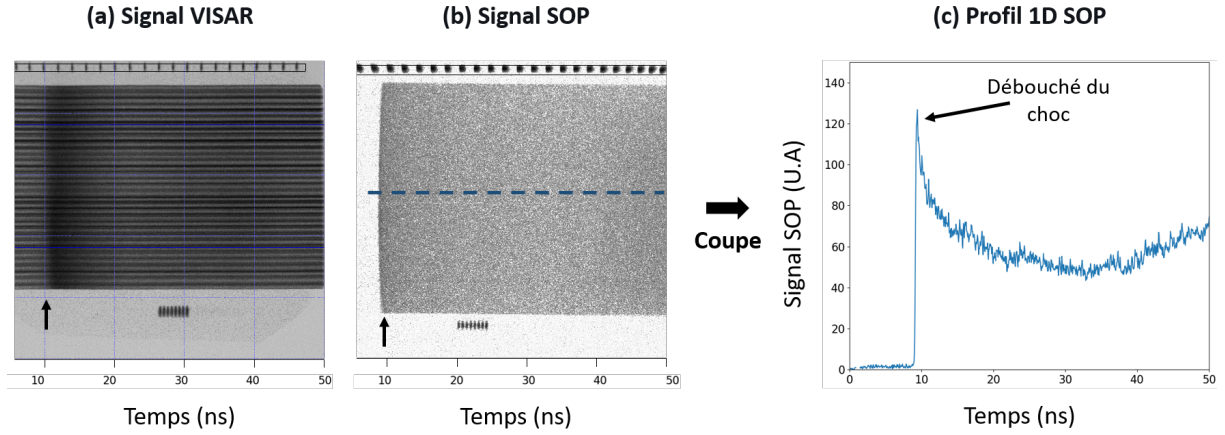


FIGURE V.10: Résultats du diagnostic VISAR/SOP du tir #29617. Pour ce tir, la cible est épaisse de $400\ \mu\text{m}$. Pour les deux diagnostics, la signature du débouché de choc est relevée après $10\ \text{ns}$ du début de l'irradiation. On en déduit la vitesse moyenne du choc dans la cible étant de $40\ \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$.

La cible reste statique pendant toute la durée d'acquisition de la caméra (dernier point à $13\ \text{ns}$ pour le tir #29620).

Qualitativement, on constate que la vitesse du choc est proportionnelle à l'intensité laser et inversement proportionnelle à la densité de la mousse. Ces comportements sont comparés aux lois d'échelle pour la vitesse du front de choc rappelées en section II.3.1 (voir Fig. V.11).

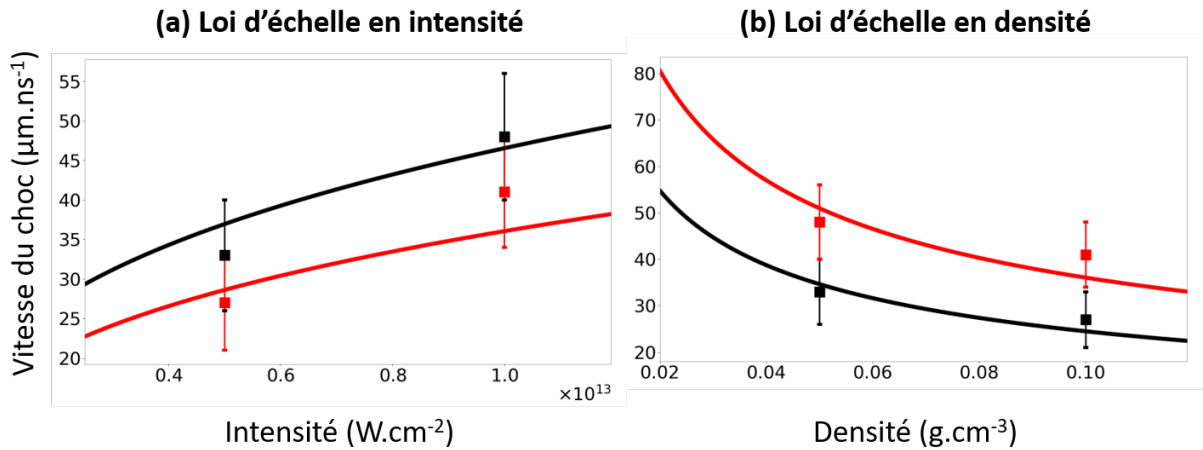


FIGURE V.11: Lois d'échelle pour la vitesse du choc. Les carrés représentent les points expérimentaux. (a) Loi d'échelle en intensité. Les courbes rouges et noires sont tracées respectivement pour les cas $\rho=0.1$ et $0.05\ \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$. (b) Loi d'échelle en densité. Les courbes rouges et noires sont tracées respectivement pour les cas $I=1 \times 10^{13}$ et $5 \times 10^{12}\ \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Les lois d'échelle théoriques dérivent directement de la formule suivante :

$$V_{sf} = A \sqrt{\frac{I^{2/3}}{\rho_0}}, \quad (\text{V.4})$$

où A est un paramètre libre à optimiser, I l'intensité laser et ρ_0 la densité de la mousse froide.

V.2.1.1 Calcul de la profondeur optique

Cette première analyse permet l'extraction des quantités physiques nécessaires à la caractérisation des mousses. De manière plus précise, il faut prendre en considération la géométrie 2D de l'expérience. Contrairement à ce qui a premièrement été considéré lors de l'établissement de l'équation (V.1), la mousse n'est pas de forme parallélépipédique mais cylindrique ($L \rightarrow L(x, y)$). Le choc présente lui aussi une structure 2D. Généré par une irradiation SG d'ordre 8 et de 1.8mm de diamètre dans le plan focal, le front de choc présente un aspect arqué lors de sa propagation dans la cible. Cependant, le champ de vue de la caméra de l'ordre de $\sim 700 \mu\text{m}$ est trop faible pour observer la totalité du front de choc. La lame de phase SG8 génère une irradiation uniforme recouvrant la quasi totalité de la tâche focale. La qualité de la planéité du choc est donc excellente dans le champ de vue de la caméra. Sur l'image formée par le dispositif, le signal est en réalité l'intégration de l'information 3D de l'intensité atténuée par la mousse cylindrique (voir Fig. V.12).

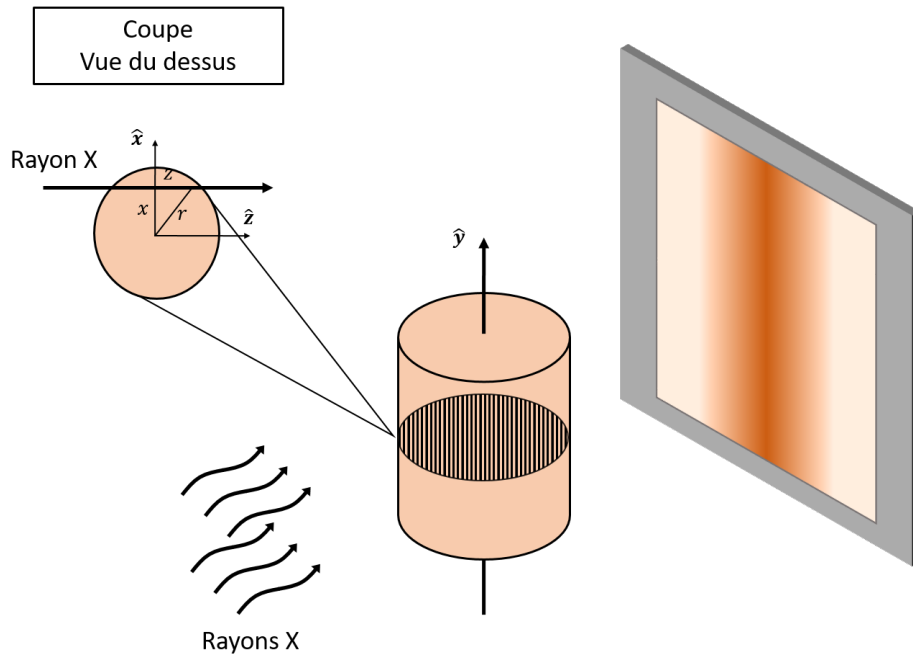


FIGURE V.12: Schéma de principe de la transformée d'Abel. Le rayonnement X se propage à travers la cible cylindrique. La projection 2D est obtenue sur un écran placé derrière la cible.

Prenant compte de ces nouvelles considérations, la transmission s'exprime comme :

$$\frac{I}{I_0}(x, y) = \exp \left(- \int_0^{L(x,y)} \mu \rho(x, y, z) dz \right), \quad (\text{V.5})$$

où ρ est supposé radialement symétrique par rapport à l'axe \hat{y} , $\rho(r, z) \equiv \rho(x, y, z)$.

De cette manière, l'argument de l'exponentielle est le résultat d'une transformation d'Abel [205]. Afin d'extraire l'argument de l'exponentielle et accéder à la densité ρ , la profondeur optique PO est calculée :

$$PO = \ln \left(\frac{I_0}{I}(x, y) \right) = \int_0^{L(x,y)} \mu \rho(x, y, z) dz. \quad (V.6)$$

I_0 doit donc être évaluée. La configuration expérimentale ne permet pas de faire l'acquisition simultanée du signal en présence de la cible et celui uniquement avec l'intensité du plasma générée par l'ablation de la plaque de Vanadium. La quantité I_0 doit être déduite directement sur les images XRFC. Comme mentionné plus haut, les faisceaux B1 et B3 de l'installation génèrent une tâche focale SG sur la plaque de Vanadium. En première approximation, la structure spatiale du plasma peut être supposée de même géométrie que le laser qui l'a générée [206] (voir Fig. V.13).

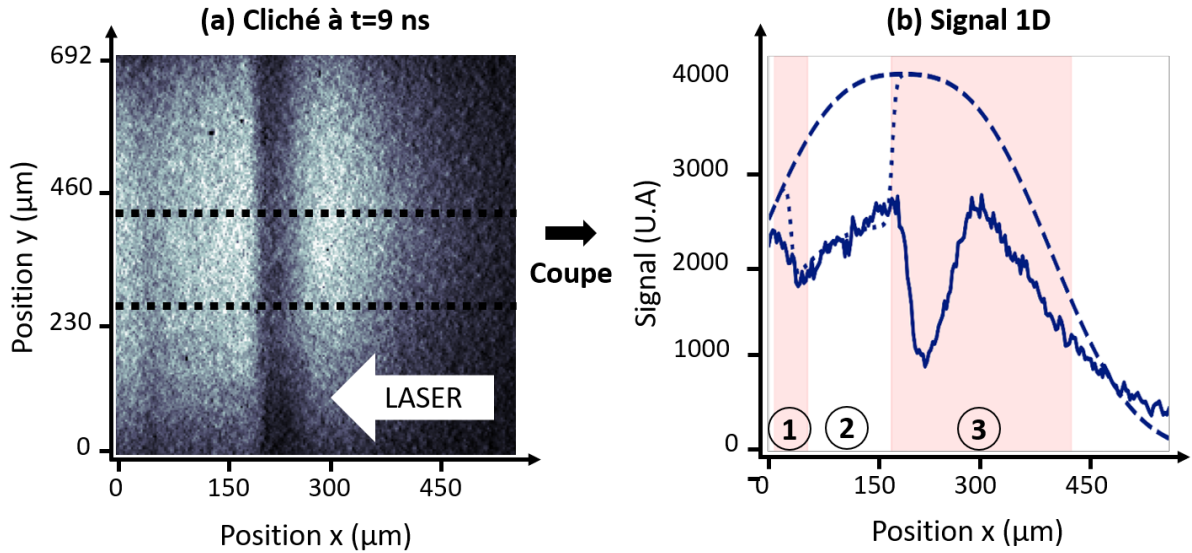


FIGURE V.13: Image radiographique de côté pour le tir #29620 prise à $t = 9$ ns après le début d'irradiation. (a) Zoom sur le cliché à 9 ns. (b) Profil moyen entre les deux positions représentées sur l'image (a). Les courbes en pointillés longs et courts sont respectivement les fits SG du signal propre à l'émission du Vanadium sans et avec correction de l'atténuation due à la cible froide. Les zones 1, 2 et 3 sont respectivement la zone du bord de mousse, la cible froide et la partie choquée suivie du plasma de détente.

Sur l'image V.13(b), trois zones distinctes sont représentées. A gauche, la zone 1 est la zone du bord de la mousse. Au centre, la zone 2 recouvre la mousse froide de densité ρ_0 pas encore traversée par le choc. Dans cette zone, le rayonnement X est atténué comme $\exp[-\mu\rho L(y)]$ où $L(y) = 2(R^2 - y^2)^{1/2}$ est l'épaisseur du cylindre traversée à la position y de l'axe de symétrie et R le rayon de la mousse (voir Fig. V.12). A droite, la zone 3 est la zone composée de la matière sous choc et du plasma en expansion. Afin de retirer la contribution du signal en arrière plan, I_0 est approché par une forme analytique :

$$F(x, y) = A \exp \left\{ \left[\left(\frac{x - x_0}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y - y_0}{\sigma_y} \right)^2 \right]^{n/2} - B \times \mathcal{H}(x_{\text{cut}}) \right\}. \quad (V.7)$$

Ici, A , n , x_0 , y_0 , σ_x , σ_y et B sont des paramètres libres, et x_{cut} est une position x choisie dans la zone 3. $\mathcal{H}(x < x_{\text{cut}})$ est la fonction de Heaviside définie comme

$$\mathcal{H}(x_{\text{cut}}) = \begin{cases} 1 & \text{si } x < x_{\text{cut}}, \\ 0 & \text{si } x > x_{\text{cut}}. \end{cases} \quad (\text{V.8})$$

Dans les zones 1 et 3, l'intensité du rayonnement X incident est difficile à modéliser par une forme analytique. Pour éviter d'introduire des biais dans l'équation de fit (V.7), les zones 1 et 3 sont donc masquées. Seules les parties non grisées sont prises en compte dans l'analyse numérique.

Compte tenu de la taille de l'espace des paramètres à optimiser, le calcul est contraint par les caractéristiques de SG évaluées sur les signaux XRFC sans présence du choc, où seul le plasma de faible densité interagit avec le rayonnement X. Le faible rapport du champ de vue comparé au diamètre total de la cible (L varie entre 2.46 mm et 2.50 mm) permet de supposer le paramètre d'atténuation B comme étant constant (voir Fig. V.14).

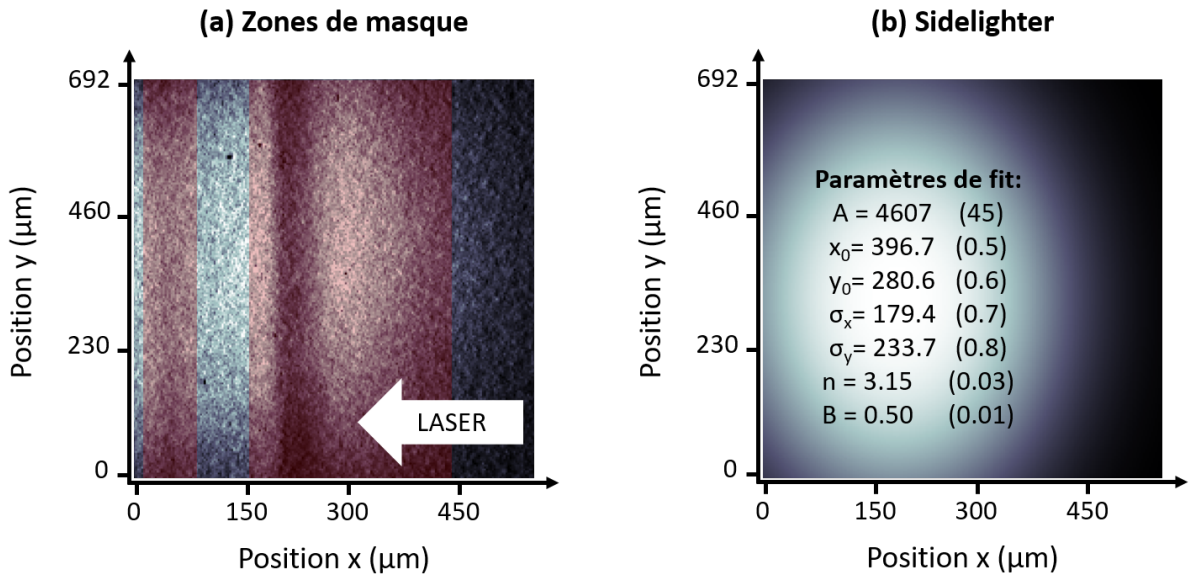


FIGURE V.14: Fit SG à 2 dimension. Les zones grisées de la figure (a) sont masquées pour le calcul du fit 2D. (b) Convergence du fit SG.

La méthode numérique utilisée pour ajuster la courbe expérimentale avec l'équation théorique (V.7) est la méthode de minimisation par les moindres carrés. Pour une fonction de fit 2D, le résidu Res qui doit être minimisé par le bon choix de paramètres est :

$$\text{Res} = \sum_n^N \sum_m^M \frac{[y_{n,m}^{\text{exp}} - y_{n,m}^{\text{theo}}(\mathbf{p})]^2}{\epsilon_{n,m}^2}, \quad (\text{V.9})$$

où N et M sont les dimensions de l'image, $y_{n,m}^{\text{exp}}$ est la valeur du pixel à la $n^{\text{ième}}$ ligne et $m^{\text{ième}}$ colonne, $y_{n,m}^{\text{theo}}$ est la quantité théorique relative au point expérimental évaluée avec l'équation de fit fournie et $\epsilon_{n,m}$ est l'erreur à la mesure. \mathbf{p} est le vecteur formé par les paramètres à optimiser de l'équation théorique.

V.2.1.2 Reconstruction 2D du profil du choc

Après calcul du terme I_0 , la transformée d'Abel inverse de la profondeur optique s'identifie au terme $\mu\rho(x, y, z)$ de l'équation (V.5). Cependant, le champ de vue dans la direction \hat{y} est faible devant le diamètre total de la cible. Ainsi, la courbure du choc et les effets de géométrie cylindrique ne sont pas visibles sur les images. Or, pour calculer la transformée d'Abel inverse [207], le demi cylindre doit être présent sur l'image XRFC. C'est pour cela qu'un algorithme de reconstruction de front a été développé (voir Fig. V.15).

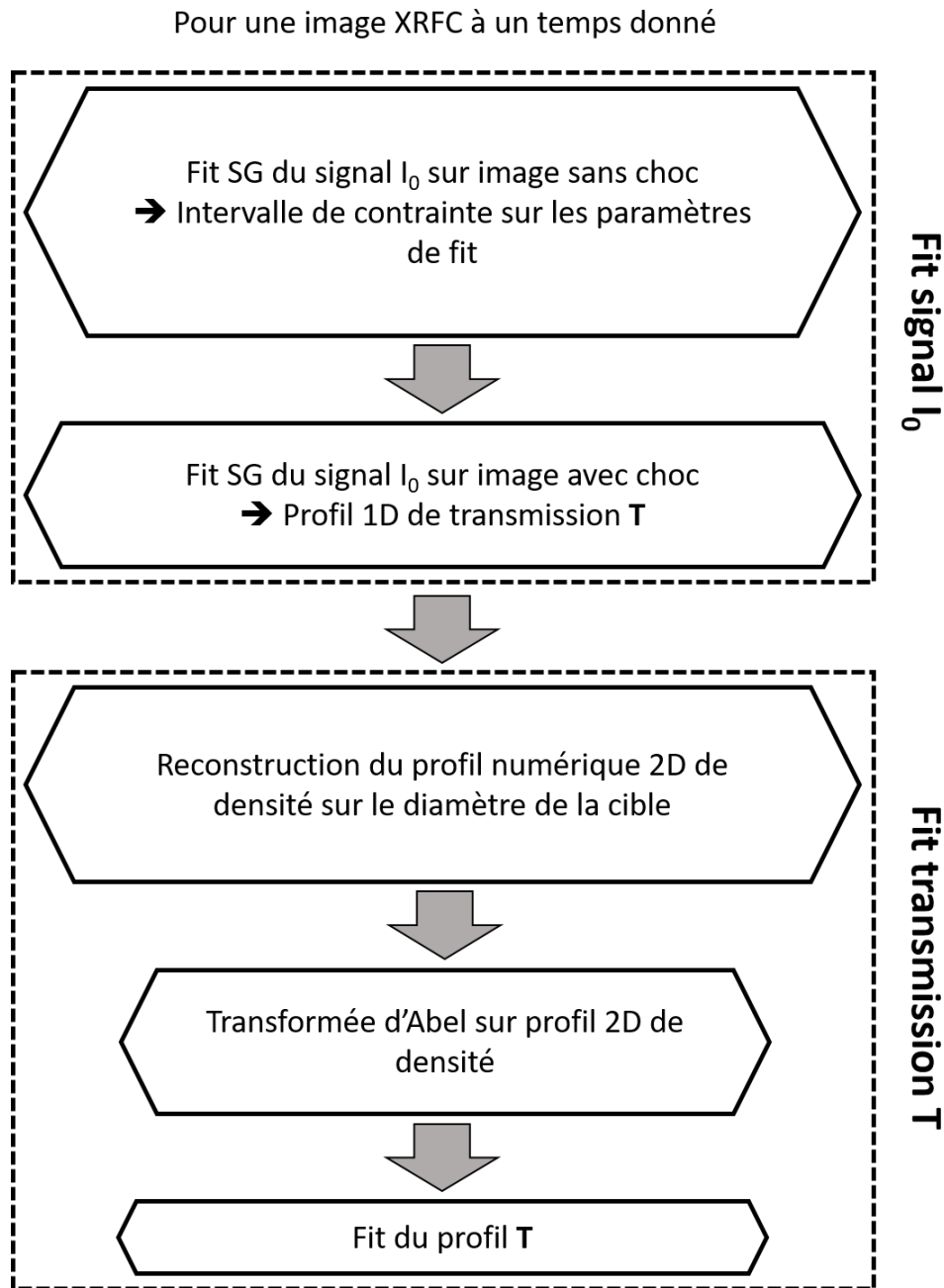


FIGURE V.15: Schéma séquentiel de l'algorithme numérique des traitements des images XRFC.

Après avoir ajusté le terme I_0 grâce à l'équation de fit (V.7) et ainsi calculé la profondeur optique, il reste à déterminer le terme intégral du membre de droite (V.6).

Afin de reconstruire l'ensemble de la cible et appliquer une transformée d'Abel, un profil 2D de densité est généré numériquement. Tenant compte de la forme de la tâche focale, le front de choc présente aussi ses caractéristiques géométriques dans la direction transverse. Dans la direction de propagation, la cible est supposée de densité constante ρ_0 jusqu'au front de choc. Le front de choc est modélisé par une discontinuité et la zone choquée est supposée de densité constante ρ_s . S'en suit une décroissance exponentielle pour décrire la zone entre le front d'ablation et le plasma sous-critique en expansion. Tous les paramètres de la SG modélisant la structure transverse du choc et le reste de la carte de densité sont des paramètres à optimiser dans la fonction de fit (voir Fig. V.16).

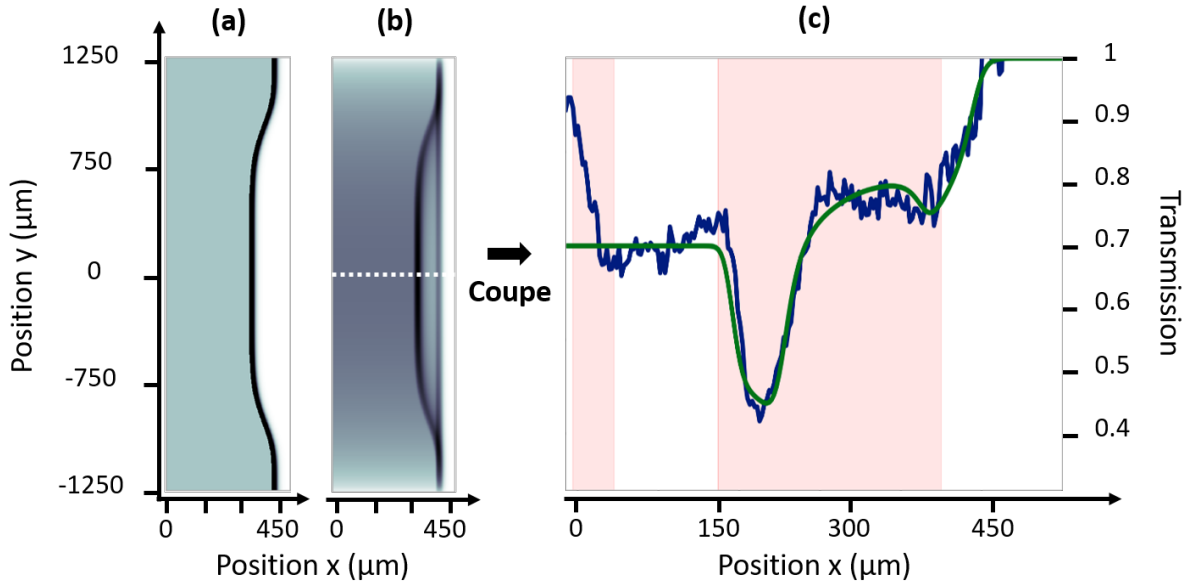


FIGURE V.16: (a) Reconstruction du front de choc sur 2.5 mm de diamètre. (b) Transformée d'Abel de (a). (c) Profil 1D de l'image originale calculé en $y = 0$ (bleu) et ajusté au profil de transmission calculé précédemment (vert).

Pour reproduire les effets de flou sur caméra, le résultat de la transformée d'Abel V.16b est convolué par un filtre gaussien d'une largeur à mi-hauteur de 2 px (6 μm).

Dans ce traitement numérique, le front d'ablation est défini comme la position où la décroissance exponentielle raccorde le plateau de densité constante ρ_s . La vitesse d'ablation v_a est ensuite calculée par l'intermédiaire des positions des fronts de choc et d'ablation ainsi que du rapport de densité R [173] :

$$v_a = V_{af} - V_{sf} \left(1 - \frac{1}{R} \right). \quad (\text{V.10})$$

La taille de la zone de conduction, région séparant le front d'ablation de la surface critique, est accessible grâce à la localisation de la densité critique ρ_c donnée par [208] :

$$\rho_c = \frac{Am_p}{Z} n_c = 1.8 \times 10^{-3} \frac{A}{Z \lambda_\mu^2} \quad [\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}], \quad (\text{V.11})$$

où $n_c = 4\pi^2 m_e \epsilon_0 c^2 / e^2 \lambda_\mu^2$ est la densité critique électronique.

La reconstruction des profils de densité par l'algorithme pour tous les clichés de la caméra XRFC est représentée sur la figure V.17. Ces profils confirment l'aspect quasi-stationnaire de la dynamique d'un choc soutenu par l'irradiation laser. L'épaisseur des zones de conduction et sous-choc augmentent ainsi que la longueur caractéristique du front d'ablation. Pour le tir #29620, le calcul numérique donne $D_c \sim 17 \mu\text{m}$ et $v_a \sim 1 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$ (voir Fig. V.17).

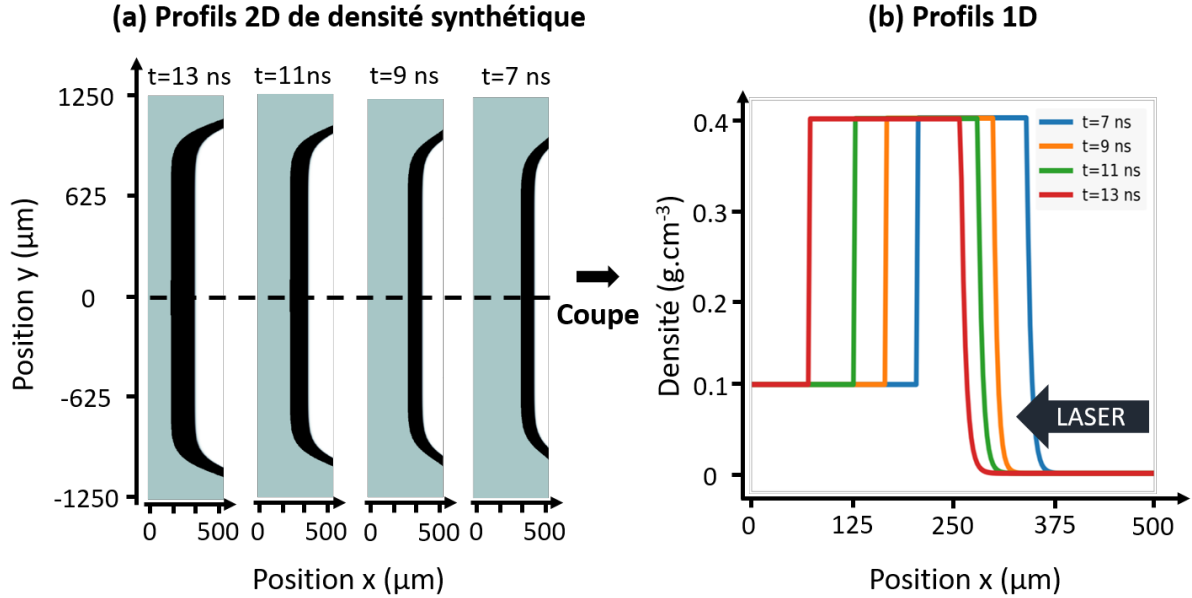


FIGURE V.17: (a) Profils numériques de densité 2D pour les temps $t = 7, 9, 11$ et 13 ns . (b) Profils 1D calculés pour $y = 0$.

V.2.2 Validation des paramètres de simulations FLASH

Pour préparer les prochaines expériences, nos outils numériques de dimensionnement doivent être capables de reproduire précisément les observables expérimentales telles que la vitesse et la structure 2D du front de choc. Des simulations FLASH ont pour objectif de reproduire l'écoulement 1D. On explicite la démarche pour le tir #29620 ayant eu la meilleure qualité d'image.

Pour reproduire ce tir, une mousse CRF de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur et 2.5 mm de diamètre est modélisée par un matériau homogène de densité initiale $\rho_0 = 0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et vérifiant l'équation des gaz parfaits. En face avant, la cible est précédée d'un pseudo vide inerte de gaz d'hélium de densité $\rho_{\text{vide}} = 1 \times 10^{-8} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et de $500 \mu\text{m}$ d'extension spatiale. Pour reproduire la configuration laser des faisceaux B2 et B4 d'OMEGA-EP, la cible est irradiée pendant 15 ns à 23° par rapport à sa normale. La lame de phase utilisée lors de la journée d'expérience est reproduite par une irradiation SG d'ordre 8 de $900 \mu\text{m}$ de largeur à $1/e$. Une intensité laser de $5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ soit une puissance de 0.127 TW incidente d'une impulsion carrée. La résolution spatiale des cellules du maillage est de $0.97 \mu\text{m}$ pour les cellules les mieux résolues et $31.25 \mu\text{m}$ pour celles sans raffinement AMR. La tâche focale laser est constituée de 16384 rayons générés à chaque pas de temps. Les cellules les plus résolues sont en moyenne traversées par 8 rayons laser ce qui assure une bonne statistique et minimise le bruit numérique généré par l'irradiation.

La modélisation de la cible par un gaz parfait nécessite d'apporter des corrections sur l'absorption de l'énergie laser. Pour reproduire la vitesse de propagation du choc, un correctif de 70% sur l'énergie laser incidente est utilisé. L'unique mécanisme d'absorption modélisé par FLASH est l'absorption collisionnelle comme expliqué en partie II.4.3. A 23° d'incidence, les pertes par absorption résonante devrait être prise en compte (voir Fig. V.18).

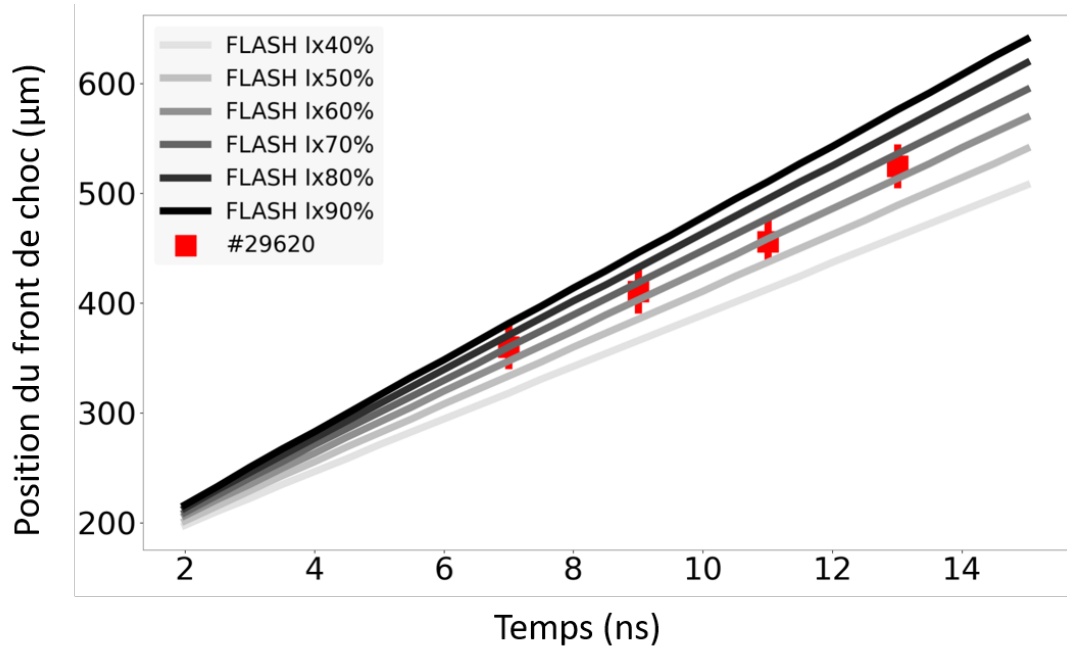


FIGURE V.18: Évolution au cours du temps de la position du front de choc dans le volume de la cible. Les courbes dégradées noires représentent les positions des chocs calculées par FLASH pour des facteurs de correction en intensité laser incidente de 40 à 90%. Le relevé des positions expérimentales du tir #29620 est superposé à la courbe (carrés rouges).

Dans le code, les deux facteurs d'ajustement sont principalement le limiteur de flux de conduction et le facteur d'intensité laser. Si l'impact du limiteur de flux est négligeable sur la dynamique du choc à une intensité de $5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, la variation du facteur de correction d'intensité est lui pris en compte. Un facteur de 70% est retenu comme reproduisant au mieux le relevé des positions expérimentales du choc.

La structure 2D du front de choc générée par l'irradiation laser SG8 est aussi comparée aux résultats de la reconstruction numérique du front de choc (voir Fig. V.19).

L'algorithme de reconstruction du front de choc est capable de reproduire avec fidélité les résultats prévus par les simulations FLASH et les résultats expérimentaux. Les équations d'état sur les mousses présentées en section V.1.2.1 et pouvant être utilisées dans les codes d'hydrodynamique sont encore peu développées. Des calculs similaires aux configurations FLASH ont été menés avec le code HYDRA par nos confrères au LLNL. Une simulation 3D et l'utilisation d'une équation d'état développée pour interpréter les expériences faites sur le NIF sont globalement en accord avec les résultats de la simulation FLASH.

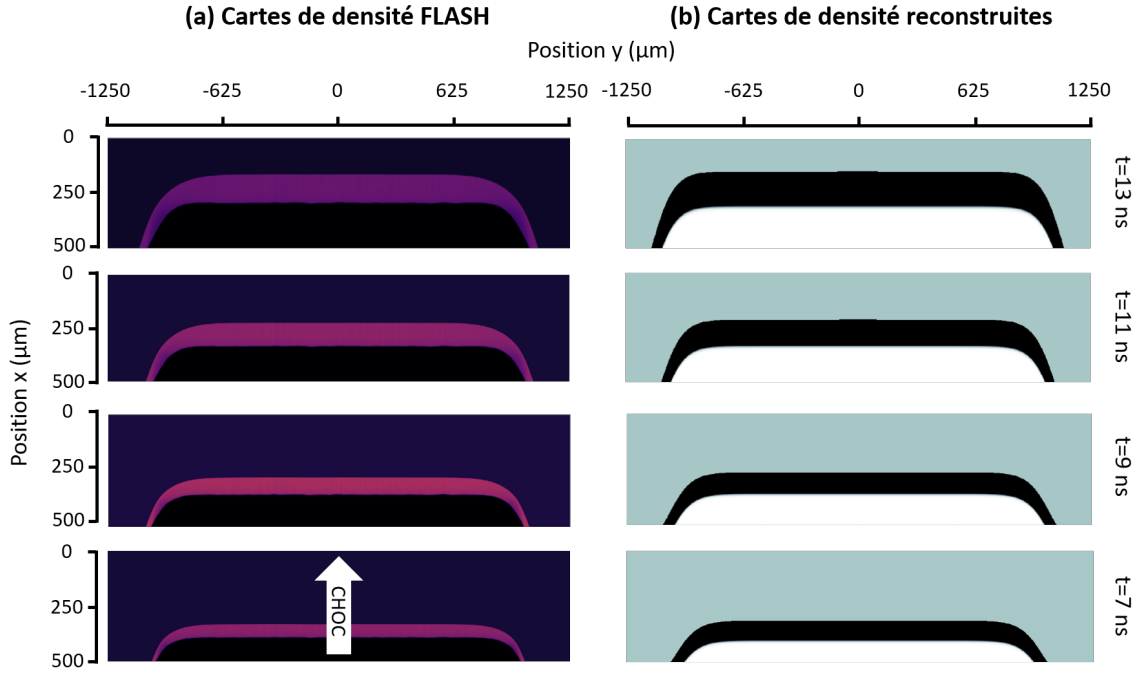


FIGURE V.19: (a) Profils de densité FLASH 2D pour les quatre temps relevés par la caméra XRFC. (b) Reconstructions par l'algorithme d'analyse expérimentale.

V.2.3 Résumé de la première expérience OMEGA-EP

Cette journée de tirs avait pour but la caractérisation des comportements de mousses de faibles densités $\rho = 0.05$ et $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ irradiées par des faisceaux laser de faibles intensités $I = 5 \times 10^{12}$ et $1 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. L'analyse complémentaire des images radiographiques X de côté et des diagnostics d'interférométrie a permis de quantifier la réponse hydrodynamique des cibles soumises à l'irradiation laser. Les coefficients d'atténuation massiques, les rapports de compression et les vitesses du front de choc ont été mesurés. Le développement d'un code dédié à une analyse détaillée complète les résultats préliminaires des images radiographiques de côté. La profondeur optique est calculée après soustraction du signal de la source présent sur les images. Les cibles étant de géométrie cylindrique, le profil de densité peut être calculé par un algorithme d'inversion d'Abel [209]. Compte tenu du faible champ de vue de ces images, il n'a pas été possible de calculer l'inversion d'Abel pour inférer le profil de densité. C'est pourquoi un algorithme de reconstruction du signal sur un champ de vue plus large a été développé (voir Fig. V.20).

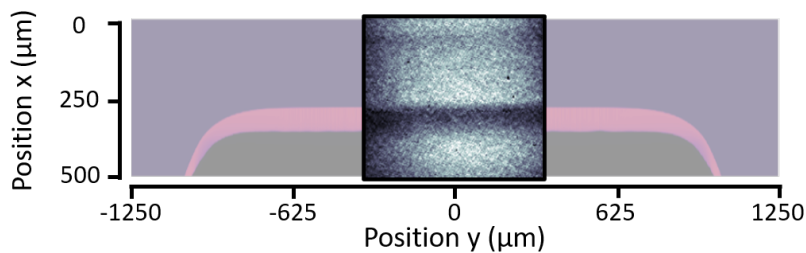


FIGURE V.20: Champ de vue expérimental de la radiographie de côté à 9 ns du tir #29620 superposé à la carte de densité calculée avec le code FLASH.

Pour compléter les données acquises sur les mousses et préparer les diagnostics de la plateforme NIF, une deuxième journée de tirs nous a été allouée en 2021 sur le laser OMEGA-EP.

V.3 Expérience avec élargissement du champ de vue radiographique sur le laser OMEGA-EP

Une seconde journée de tir sur OMEGA-EP a été allouée sur le projet de mise en évidence expérimentale de l'ILD. Sept tirs sont effectués (voir Fig. V.21).

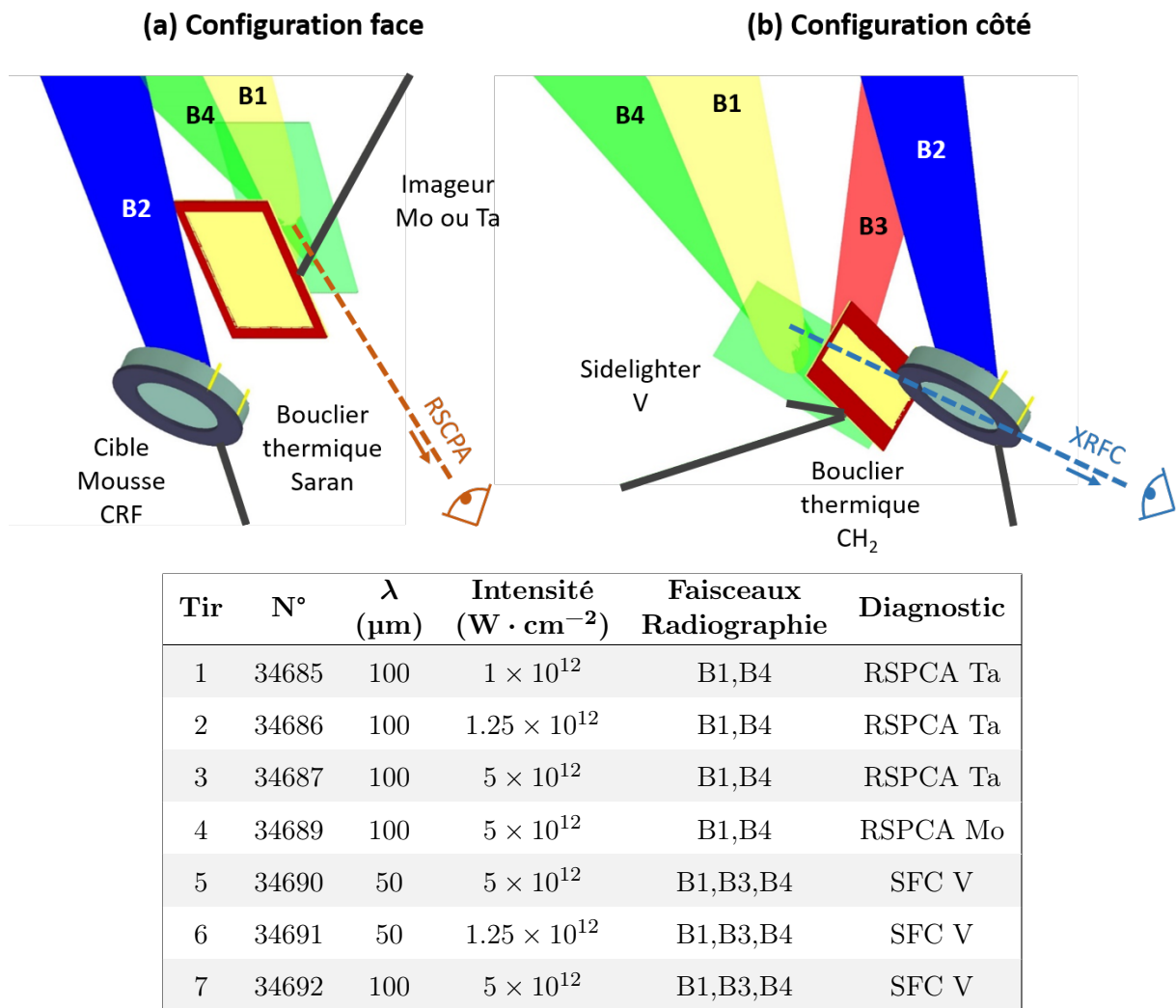


FIGURE V.21: Image du dispositif expérimental générée avec VisRad et plan des tirs de la journée. Les deux configurations représentées correspondent chacune à l'observation de face (a) et de côté (b) de la cible. Les lignes de visée des diagnostics sont représentées en pointillé.

L'objectif de cette journée de tirs est triple :

- ★ Confirmer les vitesses de choc mesurées lors de la première expérience sur l'installation.

- ★ Tester la robustesse de l'algorithme de reconstruction avec des nouvelles images à champ de vue élargi.
- ★ Étudier l'émission X du Molybdène et du Tantale pour préparer les radiographies expérimentales sur le NIF.

V.3.1 Modifications expérimentales

En comparaison avec l'expérience précédente, plusieurs modifications ont ainsi été apportées au design expérimental.

V.3.1.1 Cibles

Les mêmes types de mousses CRF sont utilisés pour cette série de tirs. Cette fois-ci, une seule densité de mousse est étudiée. Nous avons décidé de poursuivre cette étude expérimentale avec des cibles de $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Toujours d'une épaisseur égale à $500 \mu\text{m}$, le diamètre du cylindre est ici de 3 mm afin d'y joindre un support en Aluminium. Manquantes sur la série de tirs précédente, quatre références spatiales en Or de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur et 0.75 mm de longueur sont collées sur le support. Pour distinguer les références sur l'image de radiographie de côté, elles sont séparées de 1 mm et 1.5 mm de chaque côté du support de cible « Target Positioning System » (TPS). Afin de préparer la radiographie de face et observer l'effet de l'ILD, des modulations de $50 \mu\text{m}$ ou $100 \mu\text{m}$ sont gravées en face avant de la cible (voir Fig. V.22).

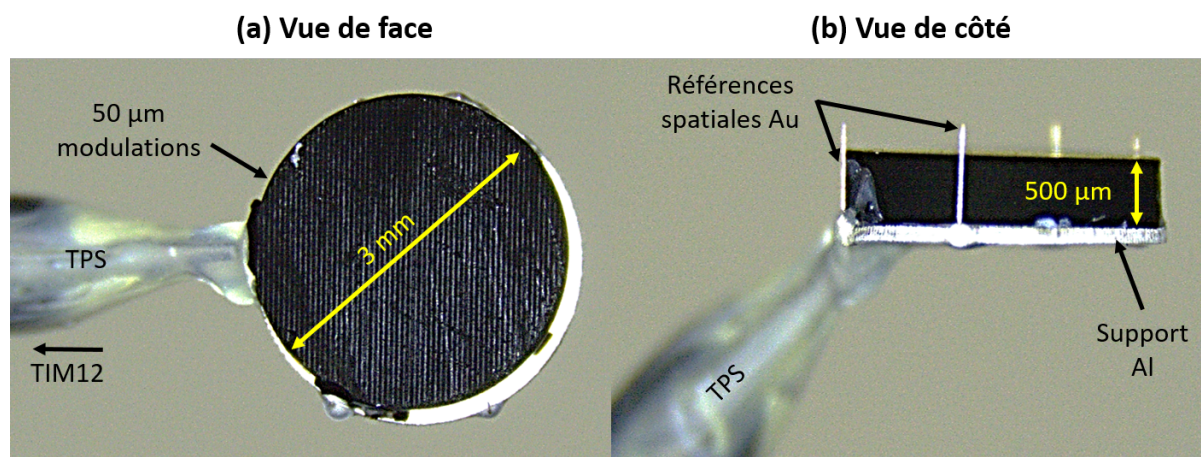


FIGURE V.22: Vues de face et de côté d'une cible. Elle est montée sur un support d'Aluminium et amenée au CC par le porte-cible TPS inséré dans le TIM 12.

V.3.1.2 Configuration Laser et diagnostics

Le faisceau B2 irradie la cible. Deux intensités sont choisies afin de compléter les résultats de la première expérience : $I = 1.25 \times 10^{12}$ et $5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. La lame de phase utilisée pour le faisceau génère une tâche focale plus petite que celle de l'expérience précédente : une SG d'ordre 8 de 1.1 mm de diamètre de tâche focale (référence : wEP-SG8-1100). La durée d'irradiation laser sur la face avant de la cible est toujours de 10 ns d'impulsion carrée. Deux configurations sont utilisées pour imager la cible de face et de côté :

Imagerie de côté :

Les trois autres faisceaux B1, B3 et B4 se recouvrent partiellement sur la plaque de Vanadium afin de créer une tâche large et la plus uniforme possible. Les configurations temporelles et spatiales laser pour ces faisceaux de radiographie sont identiques à celles utilisées lors de l'expérience précédente. L'intensité laser totale sur la plaque de Vanadium est de $3 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. En ce qui concerne la radiographie, la même matrice de sténopé est utilisée de sorte à générer un grandissement de 6 dans le plan de la caméra CCD. Cependant, trois des quatre rangées de sténopés ont été masquées de sorte à ne former qu'une unique image de la cible toutes les 2 ns. Le champ de vue a été corrigé de sorte à ce que toute la cible soit présente dans le champ de vue du diagnostic.

Imagerie de face :

La configuration pour l'imagerie de côté a été maintenue étant donné la qualité des résultats obtenus lors de la première expérience. Cependant, le Vanadium ne peut être utilisé pour la radiographie de face. L'épaisseur de la cible est trop faible pour atténuer suffisamment son rayonnement et induire un contraste acceptable sur détecteur. Pour une épaisseur de $500 \mu\text{m}$ et une mousse CRF de $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, la transmission du rayonnement $K\alpha$ du Vanadium est supérieure à 91 %. Pour obtenir un bon contraste, le choix du matériau est fait de sorte à ce que la transmission soit comprise entre 10 % et 50 %. De plus, le contraste doit être suffisamment élevé pour que les crêtes et les creux de la modulation étudiée par radiographie de face puissent être différenciés sur l'image (voir Fig. V.23).

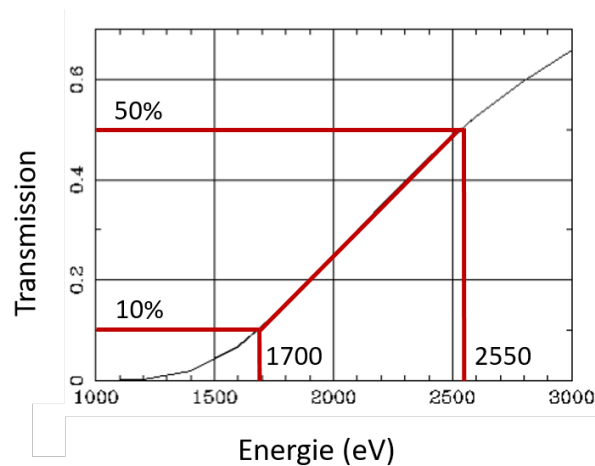


FIGURE V.23: Transmission CXRO d'une mousse CRF de $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur d'interaction. En rouge est représentée la portion de transmission comprise entre 10 et 50 % de contraste.

Une transmission satisfaisante est obtenue dans un intervalle d'énergie photonique compris entre 1700 et 2550 eV. Il est difficile de trouver un bon candidat métallique dans ces régimes d'énergie. Le rayonnement $K\alpha$ du Scandium, métal de plus petit numéro atomique, est de 4.09 keV et donc trop élevé. C'est pourquoi une analyse sur les raies d'émission L et M est envisagée. A noter que le contraste sera impacté par ce choix étant donné que les raies d'émissions L et M sont multiples (trois raies pour L et cinq raies pour M).

V.3.2 Images radiographiques X de côté avec champ de vue large

V.3.2.1 Validation de l'algorithme de reconstruction

Dans cette nouvelle configuration, il nous est maintenant possible de voir l'intégralité de la cible dans le champ de vue de la caméra en imagerie de côté. Les clichés pris à intervalle régulier de 2 ns permettent la mesure de la position des fronts ainsi que le calcul de la vitesse de choc (voir Fig. V.24).

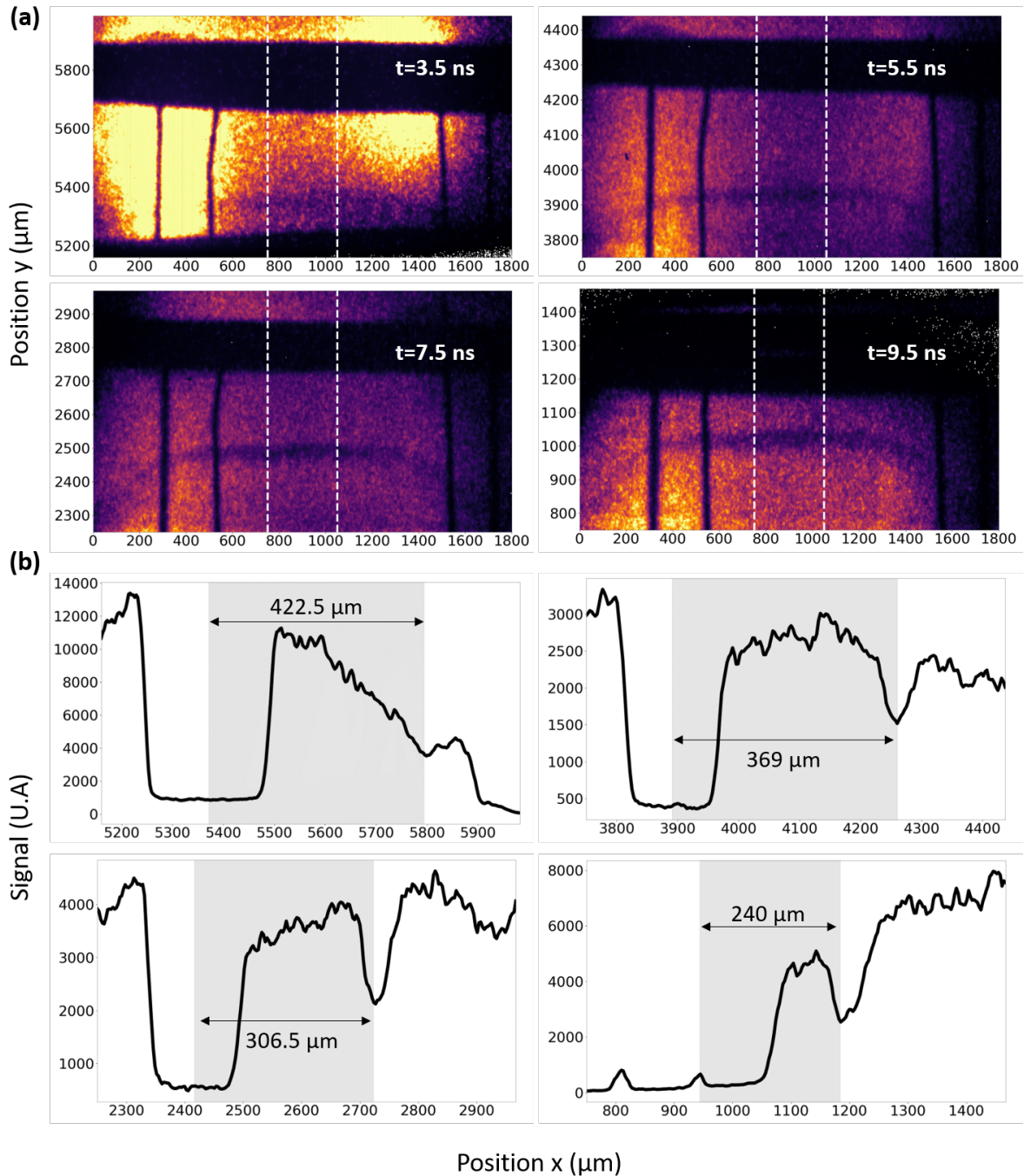


FIGURE V.24: (a) Radiographies de côté de la position du choc pour le tir #34592. (b) Profils intégrés des radiographies selon la dimension transverse y . La GMC est programmée de telle sorte à ce que des clichés de la cible soit effectués toutes les 2 ns.

Les références spatiales ne sont pas utiles pour cette mesure. Seule une structure transverse à la propagation du front de choc peut remplir ce rôle. Ici, le support d'Aluminium a été choisi comme référence des positions. Cependant les effets de parallaxe doivent être minimisés de sorte à ce que la référence soit la plus invariante possible. Sur les différents clichés, ces effets sont visibles. L'épaisseur apparente du support d'Aluminium varie traduisant la rotation du disque d'Aluminium. Quelque soit son orientation, le centre de l'épaisseur d'Aluminium reste immobile et constitue le point le plus stable. Pour le tir #34592, le choc se propage à $30 \pm 6 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ montrant bien la reproductibilité avec le tir #29612 de l'expérience précédente (voir Tab. V.1). Pour le tir #34591 correspondant à une intensité d'irradiation de $1.25 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, la vitesse du choc est de $18 \pm 6 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ces nouveaux points expérimentaux ont été ajoutés aux mesures de la première expérience (voir Fig. V.25).

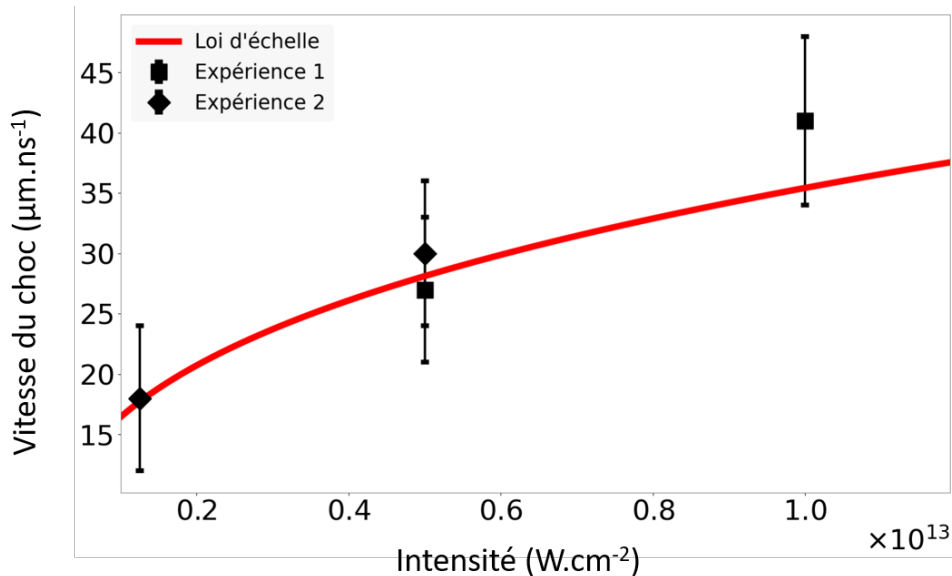


FIGURE V.25: Lois d'échelle en intensité de la vitesse du choc. Les carrés représentent les points expérimentaux obtenus lors de la première expériences pour $I = 5 \times 10^{12}$ et $1 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les losanges représentent les nouveaux tirs pour $I = 1.25 \times 10^{12}$ et $5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. La loi d'échelle (V.4) est matérialisée par la courbe rouge.

On observe sur ces images l'aspect bombé du choc généré par le profil spatial SG du laser. Cette structure n'était pas visible dans sa totalité lors de l'expérience précédente. Ces nouvelles images sont une excellente opportunité de tester l'outil numérique de reconstruction de front développé pour l'analyse des tirs précédents (voir Fig. V.26).

Néanmoins, l'évaluation de l'intensité lumineuse I_0 propre à l'émission du Vanadium ne peut pas être décrite comme une forme SG. Pour cette expérience, si le recouvrement des trois faisceaux était optimal, il suffirait de retirer au signal une composante constante. Ici, le recouvrement semble imparfait ce qui rend l'évaluation de I_0 plus difficile (voir Fig. V.26 à 3.5 ns). Un large filtre gaussien est appliqué sur l'image V.26(B) puis retiré au signal V.26(A) pour obtenir la transmission expérimentale V.26(C). Comme procédé lors de la première expérience, un profil 1D de la transmission doit être ajusté numériquement. Un profil de densité 2D V.26(D) est généré. Sa transformée d'Abel autrement dit la profondeur optique V.26(E) est ensuite convertie en transmission et comparée à l'image

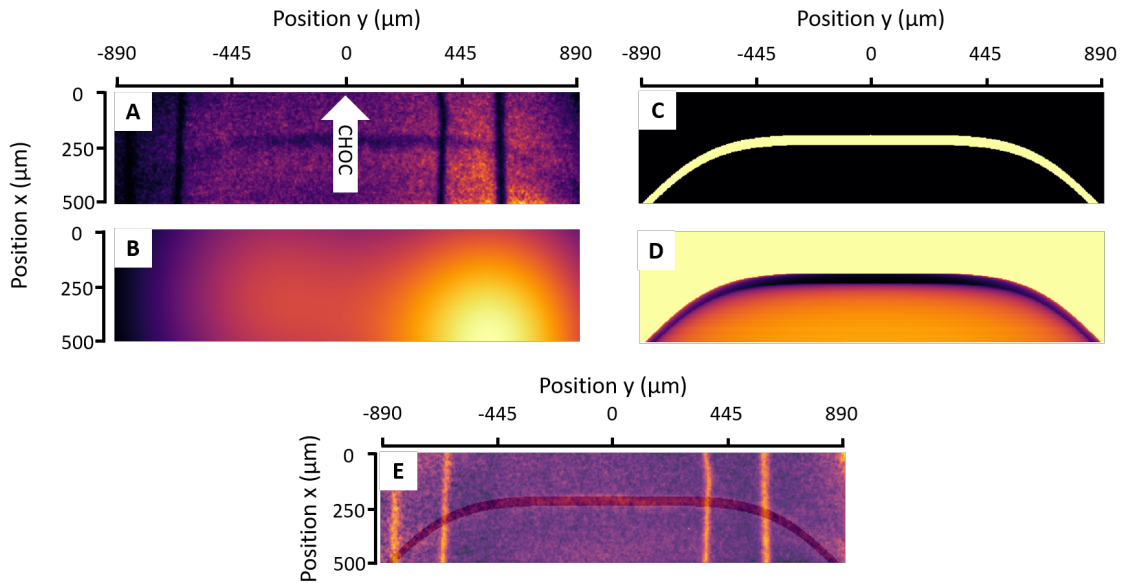


FIGURE V.26: Vérification de l'algorithme de reconstruction du choc pour le cliché pris à 7.5 ns après début de d'irradiation du tir #34692. (A) Image brute. (B) Signal du rayonnement non modifié I_0 obtenu avec un filtre gaussien de 20 px de rayon. (C) Carte de densité reconstruite. (D) Profondeur optique synthétique obtenue par transformée d'Abel. (E) Superposition du front de choc reconstruit sur la profondeur optique expérimentale.

de transmission expérimentale. Le meilleur jeu de paramètre du profil de densité est retenu. Sur l'image V.26(D), l'image de transmission expérimentale est superposé avec la structure du profil de choc numérique.

La structure du choc n'est pas directement comparable à celle du tir #29612 imagée au même temps. Les lames de phase utilisées ne sont pas identiques et induisent donc des chocs à géométries différentes (voir Fig. V.27).

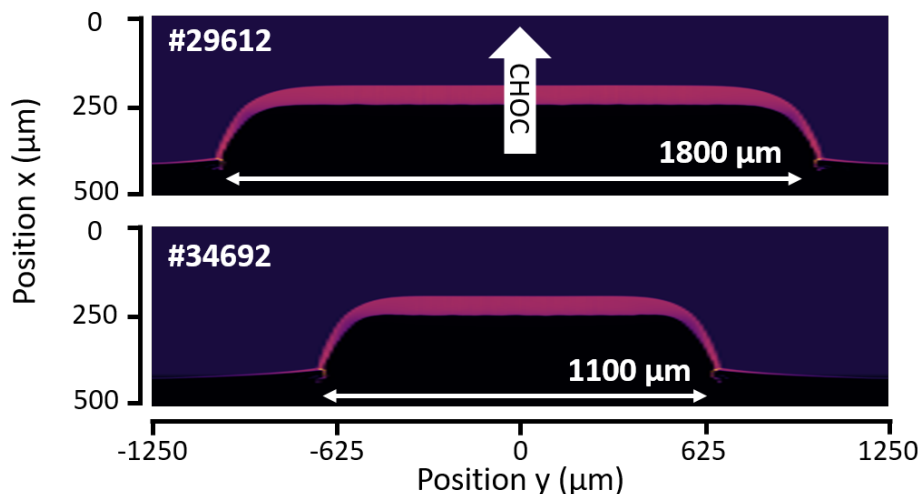


FIGURE V.27: Cartes de densité FLASH pour des cas reproduisant les tirs #29612 et #34592. Les largeurs des fronts de choc dans la direction transverse au sens de propagation laser ne sont pas les mêmes du fait de l'utilisation de deux lames de phase différentes.

V.3.2.2 Calcul du profil de densité par la méthode de l'inversion d'Abel

Contrairement à l'expérience précédente, le champ de la caméra est ici de ~ 3 mm. Ce champ élargi est de l'ordre du diamètre des mousses. La quasi-totalité de la cible est donc visible dans le champ de vue. Le calcul de l'inversion d'Abel est maintenant possible. Le processus numérique complet d'analyse d'image est détaillé pour le tir #34692 au temps $t = 7.5$ ns. (voir Fig. V.28).

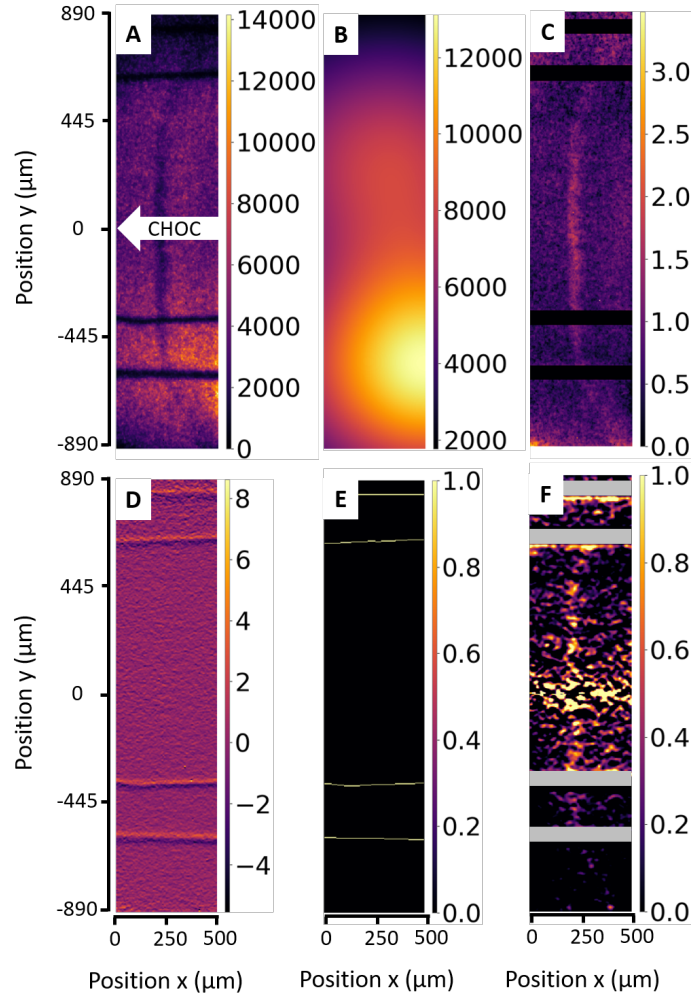


FIGURE V.28: *Processus complet du traitement d'image par le calcul de l'inversion d'Abel pour le tir #34692 à $t = 7.5$ ns. (a) Image brute, (b) Ajustement de l'imageur de côté par deux fits SG. (C) Application du filtre de Sobel pour détecter les références spatiales. (D) Application du filtre de Canny pour localiser le centre des références. (E) Profondeur optique avec retrait des références spatiales. (F) Calcul de l'inversion d'Abel.*

Comme présenté en section V.2, la contribution de la distribution spatiale de l'imageur de côté sur le signal doit être évaluée puis retirée pour calculer la profondeur optique. Afin de pouvoir éclairer l'ensemble de la cible, les faisceaux B1, B3 et B4 mis en forme par des lames de phases de $750 \mu\text{m}$ se recouvrent. Cependant, ce recouvrement n'est pas optimal et des inhomogénéités d'émission sont visibles sur l'image (voir Fig. V.28(a)). Les meilleurs résultats d'ajustement du signal s'obtiennent en considérant la somme de deux supergaussiennes (voir Fig. V.28(b)). Lors de l'analyse des tirs de l'expérience précédente,

il était possible de masquer les structures physiques que l'on ne considérerait pas dans l'évaluation de l'imageur de côté. Ici, la structure 2D du choc ne nous permet pas de recourir au même algorithme. L'ajustement numérique est effectué sans introduire de facteur d'atténuation B . Sur l'ensemble des images, le maximum d'émission du plasma de Vanadium se situe derrière le front d'ablation, dans la région où la mousse est ablatée et le plasma très peu dense. Dans cette région de l'espace, le rayonnement du Vanadium n'est pas atténué. Le résultat de l'ajustement numérique de l'imageur de côté est donc normalisé par le maximum de signal relevé dans cette région.

Avant de procéder au calcul de l'inversion d'Abel sur la profondeur optique, les références spatiales d'or sont retirées. Seules la cible et la structure du choc présentent une géométrie cylindrique. De plus, l'or absorbe intégralement le rayonnement $K\alpha$ du Vanadium et modifie les résultats du traitement d'image. CXRO prévoit une transmission de 1.75×10^{-15} pour des barreaux d'une épaisseur de $25 \mu\text{m}$. Leur détection est réalisée numériquement : l'image brute est filtrée par un algorithme de Sobel [210], qui révèle les zones de gradients élevés associés aux références (voir Fig. V.28(C)). Le centre des barreaux est ensuite détecté sans épaisseur par un filtre de Canny [211] (voir Fig. V.28(D)). Leurs coordonnées sont ensuite extraites avec une transformée de Hough [212]. L'épaisseur de $25 \mu\text{m}$ des barreaux est ensuite prise en compte et masquée sur la carte de profondeur optique V.28(E). Finalement, l'inversion d'Abel est calculée après avoir appliqué un filtre de Fourier passe-bas pour réduire le bruit avant calcul (voir Fig. V.28(F)).

Le calcul de la transformée d'Abel inverse de l'équation (V.6) sur la profondeur optique permet d'extraire le profil de densité expérimental :

$$\mu\rho(x, y, z) = - \int_r^\infty \frac{d(PO(y, z))}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}}. \quad (\text{V.12})$$

La valeur du coefficient d'atténuation massique μ a est évaluée à $12 \pm 2 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ lors de l'expérience précédente. Le résultat de l'inversion d'Abel sur la profondeur optique est alors divisé par cette valeur pour obtenir la carte de densité (voir Fig. V.28(F)). L'inversion d'Abel est sensible au bruit présent sur le signal. Le filtre passe-bas permet de réduire l'impact du bruit sur le calcul de l'inversion mais sa contribution ne peut être retirée intégralement. Proche de l'axe, lorsque $y \rightarrow r$, le dénominateur de (V.12) s'annule et l'intégrale diverge. Un artefact numérique est toujours présent sur l'axe. Un profil moyenné est calculé dans l'axe de propagation du choc (voir Fig. V.29).

Le profil de densité intégré après calcul de l'inversion d'Abel et celui calculé par la simulation FLASH restent néanmoins différents. L'épaisseur du matériau choqué calculée par FLASH est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$. Compte tenu de la résolution de $\sim 20 \mu\text{m}$ sur l'image radiographie, le front de choc ne peut pas être résolu avec précision. Le profil expérimental est alors caractérisé par une épaisseur choquée quasi ponctuelle. Initialement de densité $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, la mousse est comprimée pour atteindre une densité de l'ordre de $0.5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. La simulation FLASH ne peut pas reproduire cette valeur de densité. Dans l'hypothèse d'un choc fort, la densité compressée maximale ne peut excéder $0.4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Dans le plasma sous-dense, la densité devrait être quasi-nulle comme calculée par FLASH. Les traitements d'image présentés sur la figure V.28 ont introduit des biais numériques tout au long du processus. Les zones de très faibles densités ont été impactées.

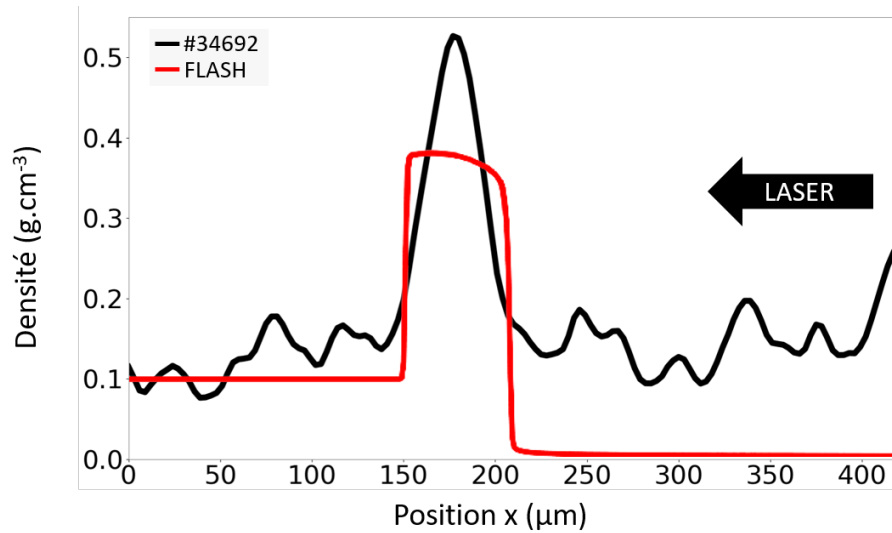


FIGURE V.29: Profil 1D moyenné de la densité calculée par inversion d'Abel à partir des images de radiographie de face du tir #34692 (noir) comparé au profil de densité FLASH (rouge) au temps $t = 7.5$ ns.

V.3.3 Étude de l'émission X générée par plasma de Molybdène et Tantale

Dans l'intervalle d'énergie recherché [1700-2550 eV], deux matériaux ont été étudiés comme source de rayonnement X : le Molybdène ($Z = 42$) et le Tantale ($Z = 73$). Ayant le même nombre d'électrons sur leur couche de valence, les transitions L du Molybdène et M du Tantale se situent à des énergies proches ~ 2 keV – 2.5 keV (voir Fig. V.30).

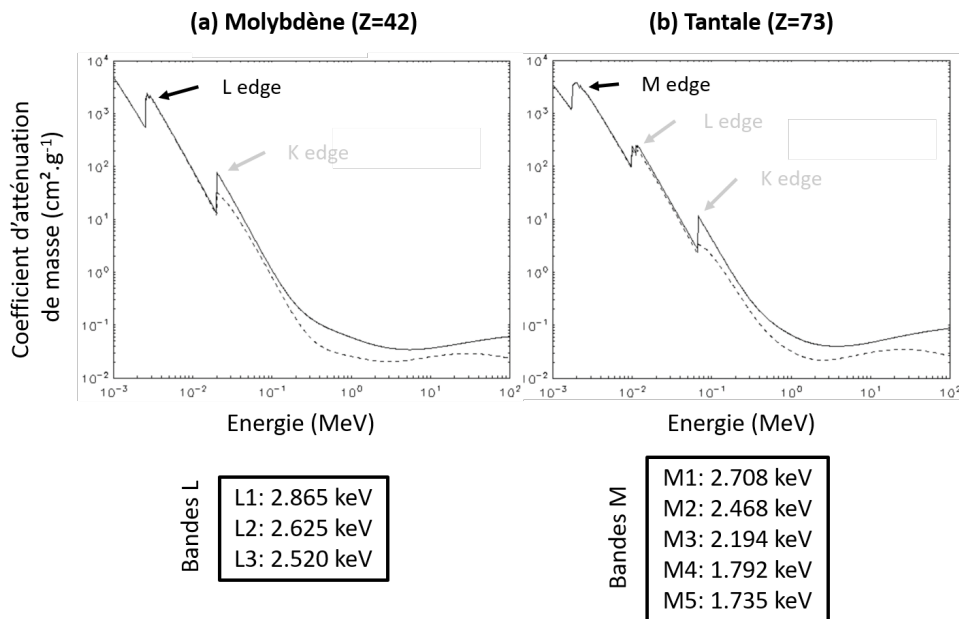


FIGURE V.30: Coefficients d'atténuation de masse du Molybdène et du Tantale générés par la banque de donnée NIST [213]. Les flans K, L et M sont caractérisés par une discontinuité du coefficient.

V.3.3.1 Imagerie synthétique

Afin de prédire le comportement expérimentale des mousses en interaction avec le rayonnement X émis par les deux matériaux, des images radiographiques synthétiques sont calculées depuis des cartes de densité FLASH (voir Fig. V.31).

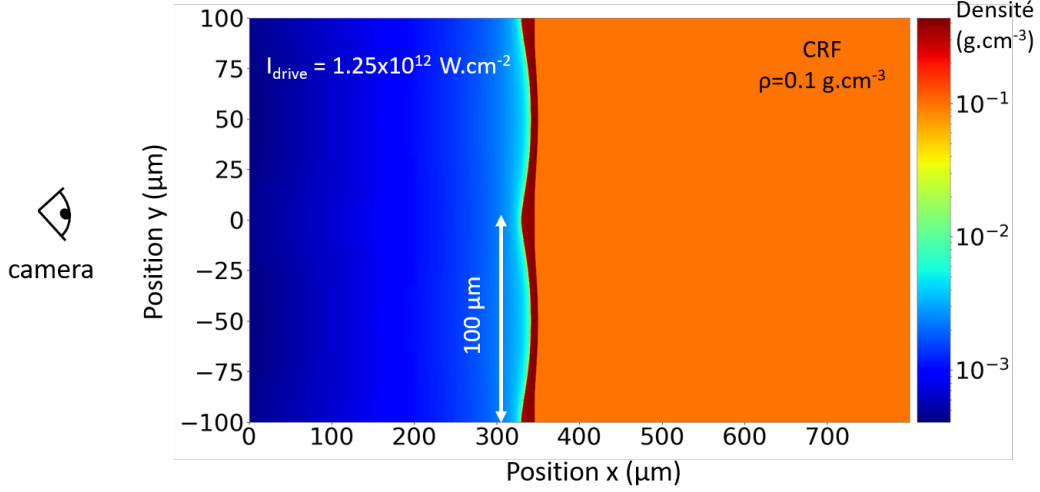


FIGURE V.31: Carte de densité obtenue par simulation FLASH après 2.5 ns d'irradiation laser à $1.25 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. La cible CRF est modélisée par une équation d'état des gaz parfaits de densité $\rho = 0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et présente une modulation de $100 \mu\text{m}$.

Pour générer ces signaux, une intégration en x à chaque pas de temps est calculée à $y = 0 \mu\text{m}$ et $y = 50 \mu\text{m}$ correspondant respectivement aux positions d'un pic et d'un creux de la modulation. Afin de calculer la profondeur optique, la matrice de densité est multipliée par le coefficient d'atténuation massique dépendant de l'imager de face utilisé :

$$PO = \sum_i \mu_{\text{Mo/Ta}} \rho(x, y_{\text{creux/pic}}) \Delta x_i, \quad (\text{V.13})$$

où Δx_i est la taille de la cellule à la $i^{\text{ème}}$ ligne. Le coefficient d'atténuation massique est calculé par FLYCHK pour une densité de $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ de mousse CRF froide en interaction avec le rayonnement X du Molybdène ou du Tantale (voir Fig. V.32).

Le coefficient d'atténuation massique de la mousse irradiée par le rayonnement émis par le Molybdène est 3X supérieur à celui relatif au Tantale. Vu en section V.2.1, il est raisonnable de supposer que le coefficient varie peu avec la température et la densité du matériau. La profondeur optique synthétique FLASH peut être représentée (voir Fig. V.33).

Expérimentalement, le contraste sur caméra dépend intrinsèquement de la capacité de l'instrument à discriminer la différence de profondeur optique entre les pics et les creux de la modulation :

$$\Delta PO = PO_{\text{pic}} - PO_{\text{creux}}. \quad (\text{V.14})$$

Pour déterminer quel est le meilleur matériau à utiliser, la différence de profondeur optique dans le cas du Molybdène et du Tantale est comparée (voir Fig. V.34).

La résolution de différence de profondeur optique des caméras utilisées sur les installations laser OMEGA-EP et NIF est de l'ordre de 0.1 [214]. D'après cette étude numérique, la

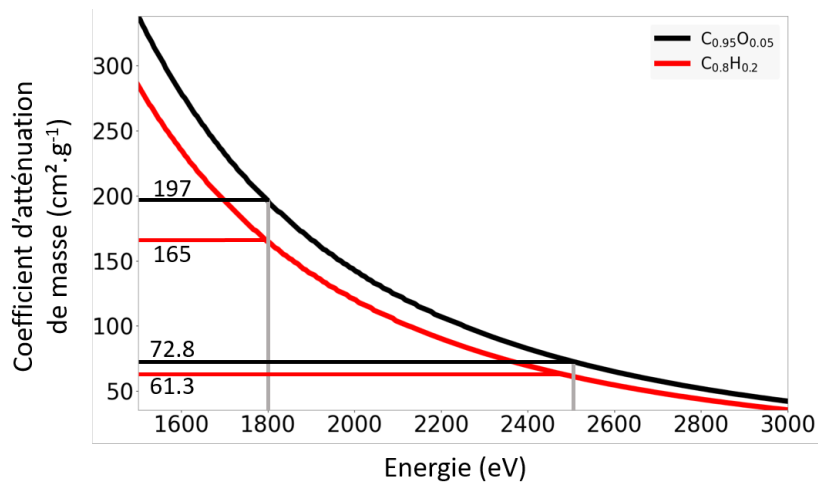


FIGURE V.32: Coefficient d'atténuation massique μ . Pour les deux matériaux étudiés, les valeurs du coefficient sont relevées pour les énergies 1.8 et 2.5 keV correspondant respectivement aux raies d'émissions L du Molybdène et M du Tantale.

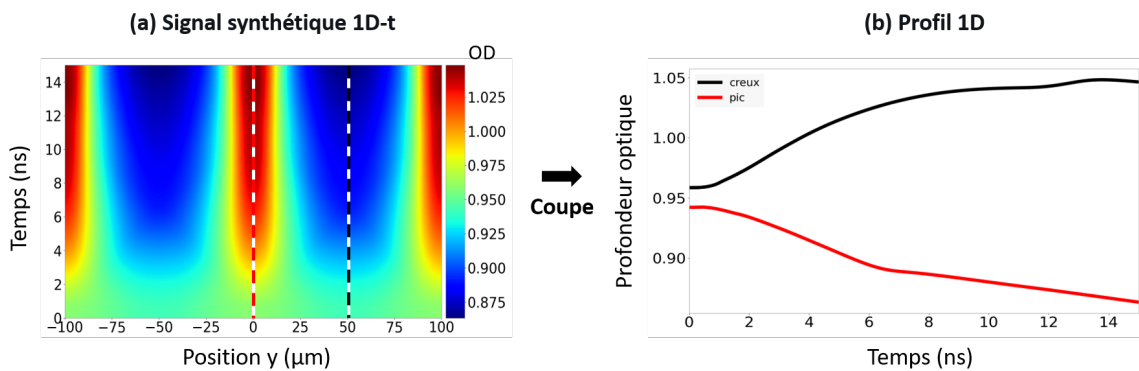


FIGURE V.33: Profondeur optique calculée par radiographie synthétique de face dans le plan $x-t$ dans le cas du Molybdène.

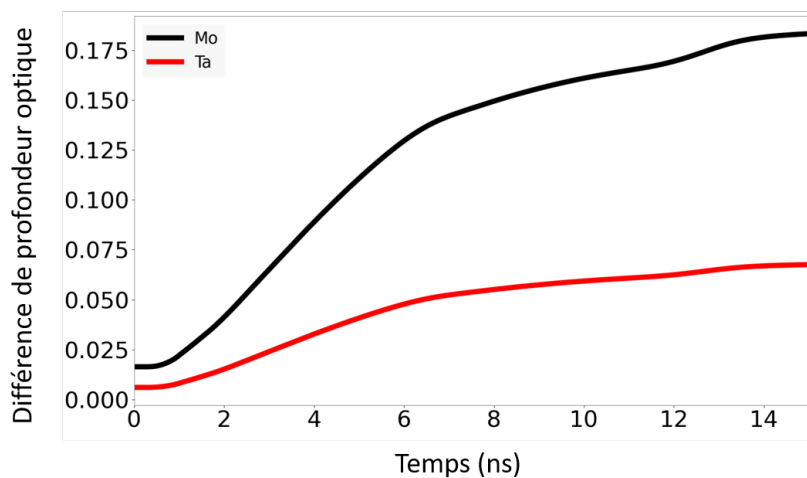


FIGURE V.34: Différence temporelle de profondeur optique entre les pics et les creux de la modulation pour le cas du Molybdène (noir) et du Tantale (rouge).

différence de profondeur optique attendue sur le détecteur est plus grande dans le cas du Molybdène que dans le cas du Tantale. Ceci reste à être confirmé expérimentalement.

V.3.3.2 Diagnostic RSPCA

Il nous a été impossible de placer un spectromètre dans la chambre d'expérimentation étant donné le caractère sensible de la mesure du spectre en énergie du Tantale. Une autre possibilité est l'utilisation d'une caméra « Rotating Static Pinhole Camera Array » (RSPCA) qui n'est autre qu'une caméra XRFC sans GMC qui peut effectuer des rotations sur son axe (voir Fig. V.35).

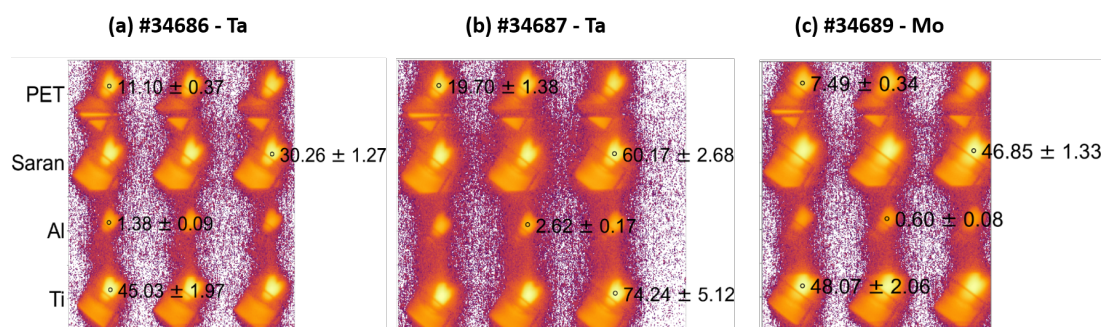


FIGURE V.35: Image expérimentale du diagnostic RSPCA pour les tirs #34686, #34687 et #34689. Les maxima des signaux sont repérés pour chaque filtre. Les cercles de rayon $r = 5$ px représentent la zone dans laquelle l'intensité du signal est moyennée.

Sur ces images, la plaque de l'imageur de face et le bouclier thermique sont visibles. Seul un tir sur Molybdène est exploitable. Couplé à une matrice de filtres de Ross [215, 216, 217], ce dispositif permet l'estimation de l'énergie du rayonnement émis par la plaque de métal. Il est constitué d'un assemblage de filtres de matériaux différents. Connaissant leur épaisseur, la transmission du rayonnement dans l'intervalle [1-8 keV] peut être calculée (voir Fig. V.36).

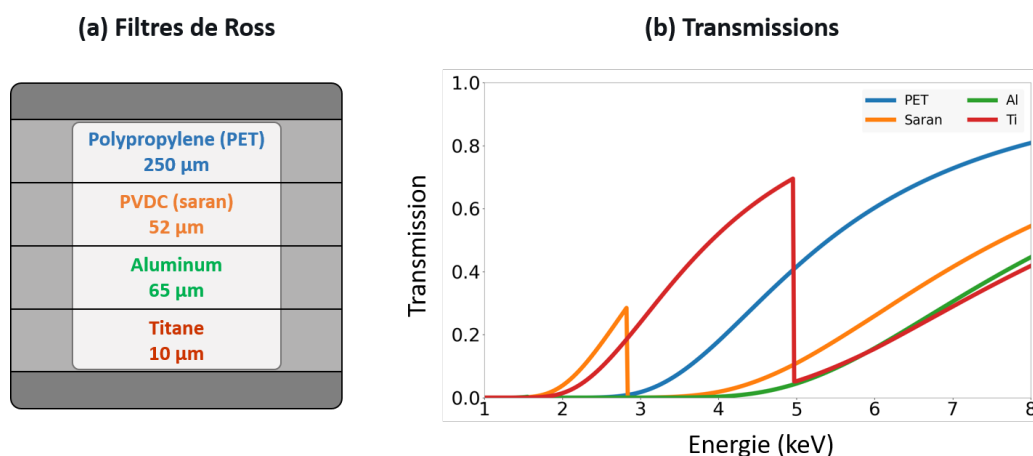


FIGURE V.36: Assemblage de filtres de Ross. Le Saran est du polychlorure de vinylidène ($C_4H_5Cl_3$) de densité $1.6 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Le PET est du Polypropylène ($C_{10}H_8O_4$) de densité $1.37 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Les filtres d'Aluminium et de Titane ont des densités de 2.7 et $4.5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

A titre de comparaison avec les données expérimentales, les spectres d'émission des deux matériaux sont générés avec FLYCHK. L'émission X est ensuite propagée à travers la matrice de filtres de Ross (voir Fig. V.37).

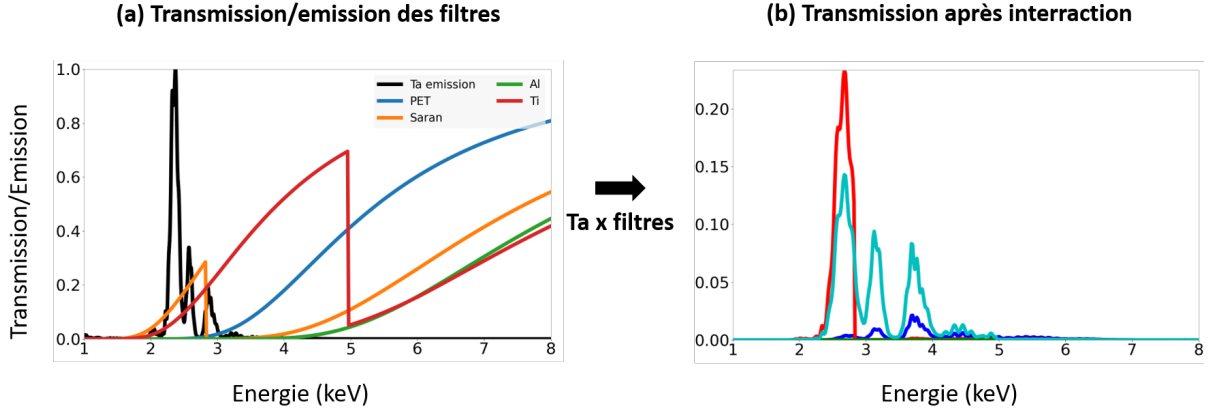


FIGURE V.37: (a) Spectre en émission du Tantale superposé aux spectres de transmission des éléments du filtre de Ross. (b) Résultats de la multiplication du spectre de Tantale avec les filtres individuels.

Les quotients des intensités sur détecteur sont calculés et comparés aux valeurs expérimentales (voir Fig. V.37). La différence entre le calcul FLYCHK et les transmissions expérimentales est calculée de la manière suivante :

$$\Delta = \frac{|Q_{\text{FLYCHK}} - Q_{\text{DATA}}|}{\sigma_{\text{DATA}}}, \quad (\text{V.15})$$

où σ_{DATA} est l'erreur à la mesure évaluée pour les trois tirs.

Dans le cas du Tantale, les meilleurs résultats ont été obtenus pour un plasma de Tantalum dont la température électronique est $T_e = 4 \text{ keV}$ et la densité électronique de l'ordre de $5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, proche de la densité électronique critique à 3ω . Pour le Molybdène, le meilleur accord aux résultats expérimentaux correspond au calcul FLYCHK considérant un plasma de Molybdène de température électronique de 2 keV (voir Tab. V.2).

Ratio	Ti/Al	Ti/Saran	Ti/PET	Saran/PET	Saran/Al	PET/Al
Erreur Ta-Mo	0.9-0.7	0.4-3.8	4.7-3.7	5.5-0.5	0.8-0.6	3.4-0.8

TABLE V.2: Différence entre les résultats du calcul FLYCHK et les données expérimentales pour les imageurs de Molybdène et de Tantalum.

Le résultat optimal obtenu pour une température électronique inférieure dans le cas du Molybdène est d'ailleurs un comportement attendu. L'absorption laser est plus efficace pour des matériaux à Z élevé ce qui entraîne l'échauffement des populations électroniques du plasma [218]. La température électronique du plasma augmente donc avec le numéro atomique du matériau excité.

Le diagnostic RSPCA reste peu précis pour caractériser le spectre d'émission des matériaux irradiés par laser. Cependant, les résultats expérimentaux pour les deux imageurs

de face sont en adéquation avec les comportements prévus par les tables atomiques de la littérature. En présence de modulations, les études numériques démontrent que le Molybdène serait le matériau générant le meilleur contraste sur détecteur. Pour des expériences futures sur des mousses CRF modulées, le Molybdène sera préféré au Tantale.

V.3.4 Tentative d'imagerie de face par une caméra à balayage de fente

Lors de cette expérience, les cibles sont modulées par des longueurs d'onde de 50 et 100 μm . Le choix de la XRFC pour quantifier l'évolution de modulations en face avant n'est pas optimal. L'information temporelle délivrée par la XRFC n'est pas continue. La GMC est configurée pour des temps d'acquisition discrets. Or nous avons vu que le front d'ablation pouvait osciller temporellement. Il est impossible d'observer des inversions de phase de période inférieure au délai temporel séparant chaque temps d'acquisition de la caméra. Le signal temporel continu acquis par une caméra à balayage de fente permet de décrire finement l'évolution du front d'ablation mais sa mise en place expérimentale est plus sensible (voir Fig. V.38).

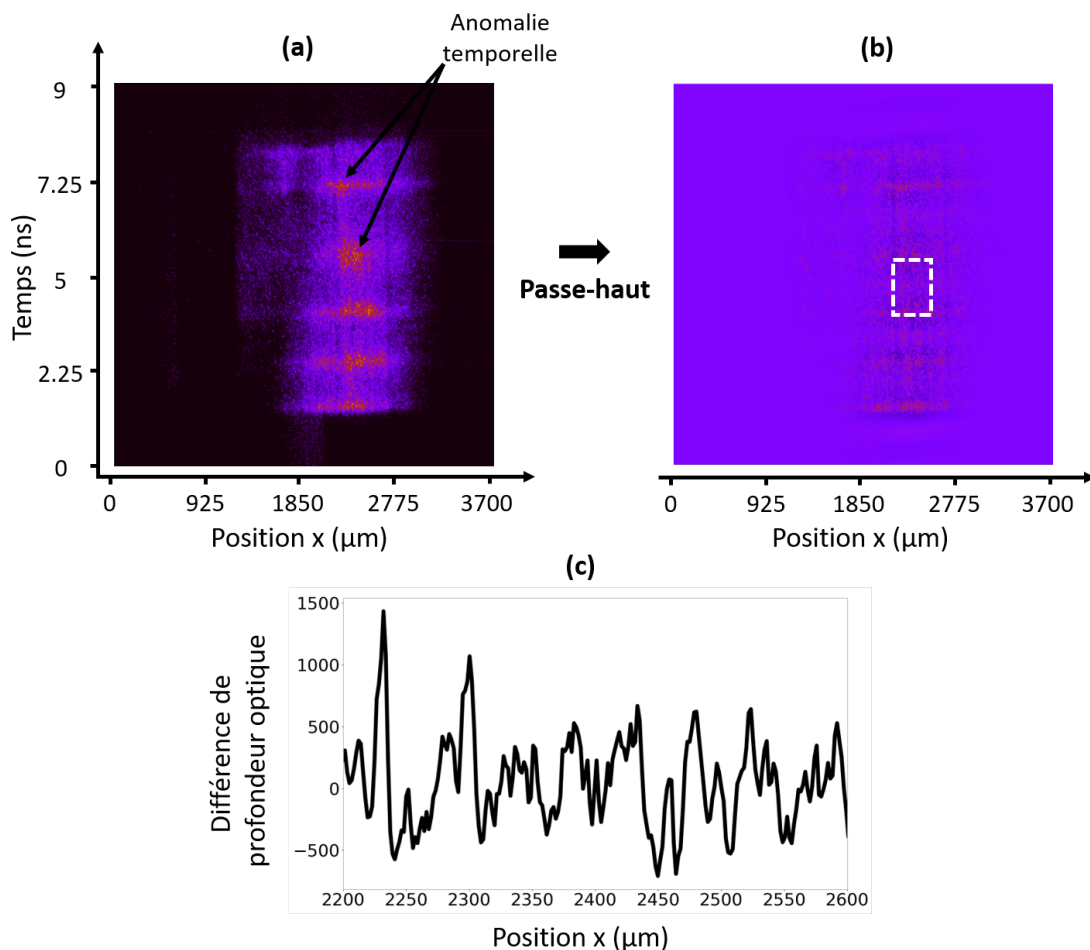


FIGURE V.38: Analyse de l'image de la caméra à balayage de fente du tir #34687. (a) Signal brut. (b) Les défauts du signal sont retirés par un filtre passe-haut. (c) Profil 1D intégré sur 434 ps.

Les irrégularités présentes sur le signal sont causées par la qualité de la caméra. Irradié continûment, il est peu probable que l'émission de l'imageur de face oscille en temps à une période de l'ordre de 1.75 ns comme il est observé sur l'image. Un filtre passe-haut permet de retirer ce signal parasite mais la signature de la modulation parasite reste présente. Nous allons réitérer la procédure avec le diagnostic DISC sur le laser NIF.

V.3.5 Résumé des expériences préliminaires sur OMEGA-EP

Au cours de ces deux expériences sur le laser OMEGA-EP, l'étude approfondie du comportement de mousses sur-critiques complète la stratégie expérimentale d'observation de l'ILD. La caractérisation des mousses de 50 et $100 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-3}$ irradiées à des intensités laser de $5 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $1 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ a permis de valider les simulations FLASH indispensables à l'élaboration de l'expérience sur le NIF. Les paramètres 1D de l'écoulement tels que la vitesse de propagation du choc v_s , le facteur de compression ρ_s/ρ_0 , la vitesse d'ablation v_a et l'épaisseur de la zone de conduction D_c sont déterminés grâce aux outils d'analyses expérimentaux développés. Dorénavant, il nous est possible d'analyser des images radiographiques lacunaires grâce à des algorithmes de reconstruction de front. Aussi, ces premières expériences nous permettent d'étudier les meilleurs dispositifs radiographiques pour les expériences sur le NIF.

V.4 Mise en évidence de l'instabilité de Landau-Darrieus sur le laser NIF

Ces expériences préliminaires sur OMEGA-EP valident la stratégie expérimentale complète. Validée lors des premiers tirs NIF, la plateforme « HydroDD » décrite dans la section III.1 est réutilisée pour étudier l'ILD au front d'ablation avec des intensités laser moindres.

V.4.1 Configuration expérimentale sur la plateforme HydroDD

Pour cette journée d'expérience, trois tirs ont été effectués (voir Tab. V.3).

Tir	$\lambda_1 - \lambda_2$ (μm)	Amplitude (μm)
#N200722-1	200-50	6
#N200722-2	400-400	20
#N200723	200-100	18

TABLE V.3: *Cibles irradiées pendant la journée de tir. Les cibles sont modulées en face avant par une ou deux modulations.*

- Cibles

Sur OMEGA-EP, les conditions expérimentales des tirs sur les cibles de densité $\rho = 0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ont généré de meilleurs contrastes sur image. Ainsi, les mousses CRF de densité $\rho = 0.05 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ne sont pas retenues. Afin d'étudier la croissance de modes

d'interface sous l'influence de l'ILD, des modulations de 50, 100, 200 et 400 μm sont gravées en face avant de la cible. Pour optimiser l'étude en prenant compte du nombre de tirs alloués, certaines cibles présentent des modulations doubles (voir Fig. V.39).

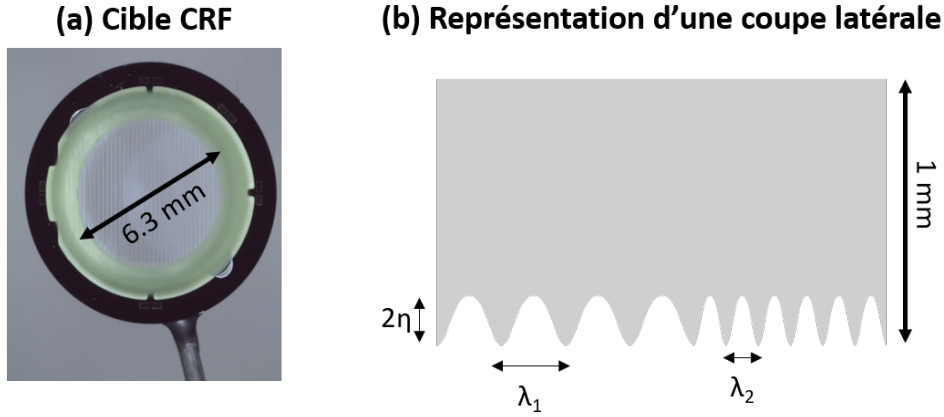


FIGURE V.39: Cible CRF utilisée lors de l'expérience de mise en évidence de LDI sur le NIF. Les cibles sont des cylindres de 6.3 mm de diamètre sur 1 mm d'épaisseur de densité $\rho = 0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ (a). Visible sur la coupe latérale (b), certaines cibles présentent en face avant des modulations de longueurs d'onde λ_1 et λ_2 différentes. L'amplitude de modulation η est identique pour les deux longueurs d'onde.

Les cibles CRF sont cylindriques d'épaisseur 1 mm et de diamètre 6.3 mm. Plusieurs combinaisons de modulations ont été usinées en face avant.

L'amplitude crête-à-crête des cibles est relativement élevée. Par exemple, pour le tir #N200722, 6 μm d'amplitude crête-à-crête représente 12% de la modulation de 50 μm , seulement 3% de la modulation à 200 μm . L'observation de la phase linéaire de l'ILD pour laquelle l'amplitude de modulation reste petite devant la longueur d'onde est restreinte par la résolution spatiale sur détecteur. Typiquement, les plus petites structures que les caméras GXD peuvent résoudre sont de l'ordre de 10 μm avec grossissement induit par une matrice de sténopés [219].

- Configuration Laser et diagnostics

Les cibles sont irradiées sur 2 mm de tâche focale à $1.25 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pendant 30 ns. L'impulsion laser est carrée et générée par l'outil « Laser Performance Operations Model » (LPOM) de calibration des faisceaux laser [32] (voir Fig. V.40(a)).

Cette irradiation très large permet l'étude simultanée des deux modulations imprimées sur la cible. Dans le cas de la modulation à 400 μm par exemple, cinq modulations sont irradiées par les faisceaux laser. Contrairement à une irradiation de l'ordre de $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ décrite dans le chapitre III, l'intensité est suffisamment faible pour une irradiation unique de 30 ns par les mêmes faisceaux. De plus, aucun repointage des faisceaux pendant la durée de l'expérience n'est nécessaire. Pendant le temps d'irradiation, le choc ne débouche pas en face arrière à cette intensité laser. En effet, pour traverser 1 mm de cible en 30 ns d'irradiation, la vitesse de choc devrait être égale à $33.3 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$. Cette valeur est près de 2X supérieure à celle mesurée en partie V.3.2 dans les mêmes conditions expérimentales.

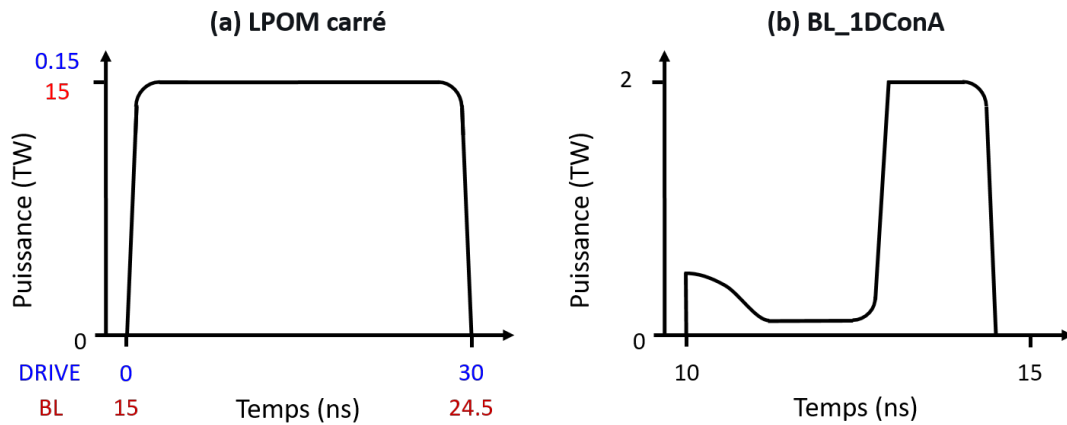


FIGURE V.40: Lois de puissance laser utilisées. (a) Les faisceaux sur cible et ceux utilisés pour l'imageur de face sont mis en forme par des impulsions carrées respectivement d'une durée de 30 ns (bleu) et de 9.5 ns (rouge) et 15 ns après le début d'irradiation sur la cible. (b) Plus complexe, l'impulsion des faisceaux de l'imageur de côté dure 4.5 ns.

Deux diagnostics GXD comme décrits en section III.1.1 sont utilisés pour imaginer la cible (voir Fig. V.41).

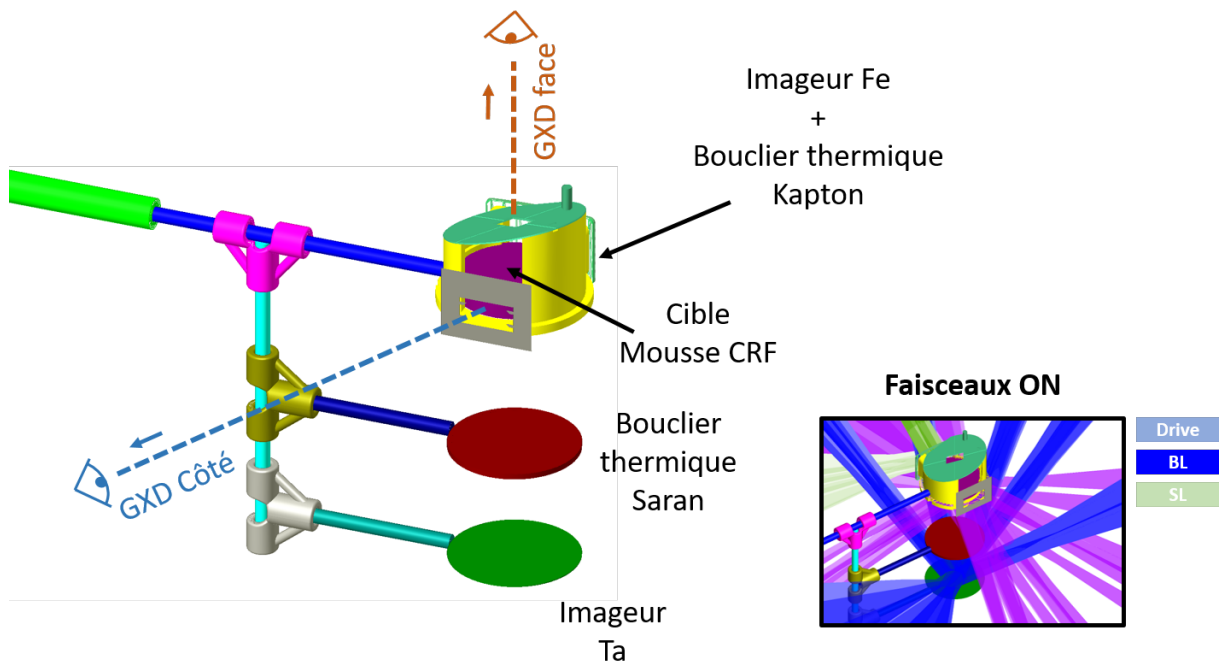


FIGURE V.41: Image du dispositif expérimental générée avec le logiciel de visualisation 3D VisRad. Les lignes de visée des deux caméras GXD sont représentées en pointillé. La cible CRF est placée dans un montant de polyamide percé sur le côté et en face arrière de la cible. Des plaques de Fer et de Tantale sont irradiées et génèrent un rayonnement X qui interagit avec la cible puis récupéré par les caméras GXD. Des boucliers thermiques sont insérés entre les deux plaques pour éviter tout rayonnement parasite. L'encadré reproduit la figure avec la visualisation des faisceaux sur cible (bleu clair), sur la plaque de Tantale (bleu foncé) et sur la plaque de Fer (vert).

Des plaques de Tantale d'épaisseur $50\ \mu\text{m}$ et de fer d'épaisseur $20\ \mu\text{m}$ sont utilisées respectivement pour imager la cible en radiographie de face et de côté. L'imageur de face de Tantale est irradié par une impulsion carrée de $9.5\ \text{ns}$. L'imageur de côté de fer est irradié par une impulsion plus complexe (voir Fig. V.40(b)) mise au point pour une meilleure stabilité du plasma [220, 221].

Riche de l'étude précédente menée sur OMEGA-EP, le Molybdène est retenu comme matériau pour l'imageur de face. Pour l'imagerie de côté, la raie $K\alpha$ du Vanadium ($4.95\ \text{keV}$) n'est plus assez énergétique pour traverser une épaisseur de $6.3\ \text{mm}$ de mousse et permettre un bon contraste sur caméra (voir Fig. V.42).

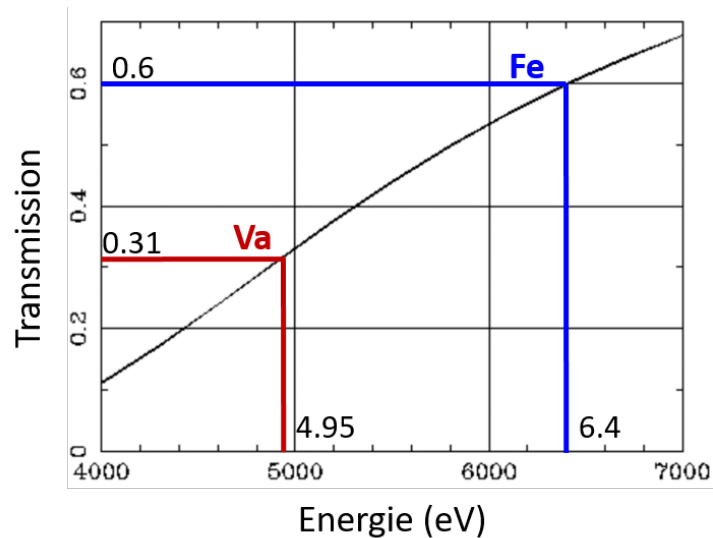


FIGURE V.42: Transmission CXRO d'une mousse CRF de $0.1\ \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et de diamètre égal à $6.3\ \text{mm}$. En rouge et bleu son représentés respectivement les transmissions des rayonnements $K\alpha$ du Vanadium et du Fer.

Le fer est choisi comme alternative. Son émission $K\alpha$ est évaluée autour de $6.4\ \text{keV}$. Sa transmission est 2X supérieure à celle du Vanadium utilisé pour traverser $2.5\ \text{mm}$ de mousse lors de la première expérience OMEGA-EP.

V.4.2 Mesure de l'évolution temporelle du front d'ablation

V.4.2.1 Image de face en balayage temporel

Nous avons essayé de réitérer l'utilisation de la caméra à balayage de fente mais le signal de l'imageur de face n'est pas homogène spatialement et instable au cours du temps (voir Fig. V.43).

La présence de deux spots lumineux est due au mauvais recouvrement des faisceaux laser sur la plaque de Tantale. Temporellement, le signal présente un décalage. La raison la plus probable est que l'intensité laser ne soit pas assez élevée pour se propager et exciter continûment le plasma de Tantale en expansion. Cependant, l'intensité laser ne peut pas être trop élevée pour ne pas exciter les émissions L du Tantale autour de $10\ \text{keV}$ mentionné en partie V.3.3.

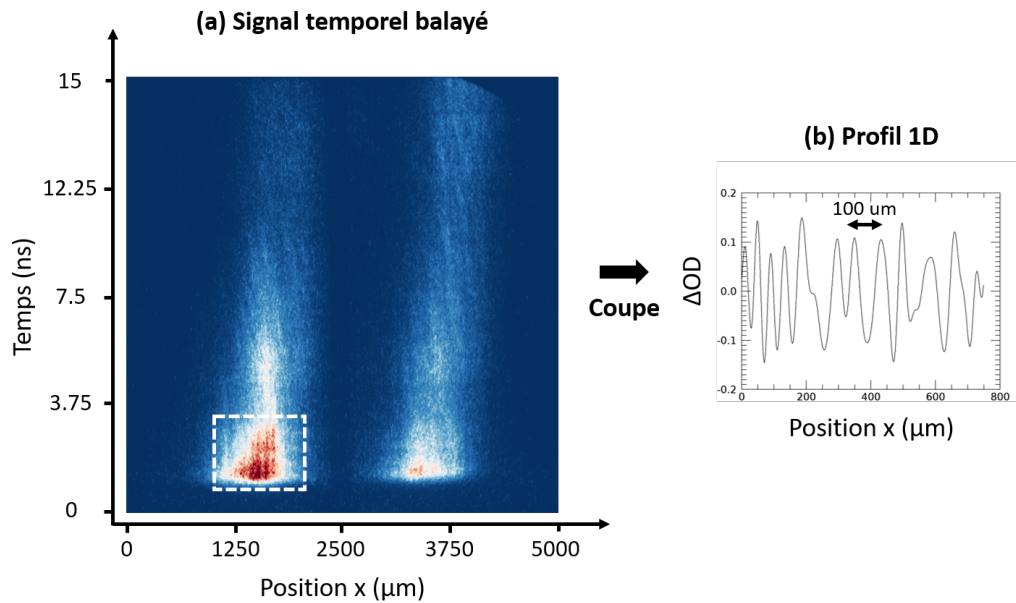


FIGURE V.43: Signal du diagnostic DISC de la caméra à balayage de fente. La différence de profondeur optique de l'encadré est calculée après avoir retiré le signal de l'imager de face. La modulation à $100\ \mu\text{m}$ est visible en début d'acquisition temporelle. L'instabilité du signal ne permet pas de suivre l'évolution de la modulation au cours du temps.

V.4.2.2 Analyse des images de radiographie X de face

Au total, trois images sont sélectionnées pour chacun des tirs (voir Fig. V.44).

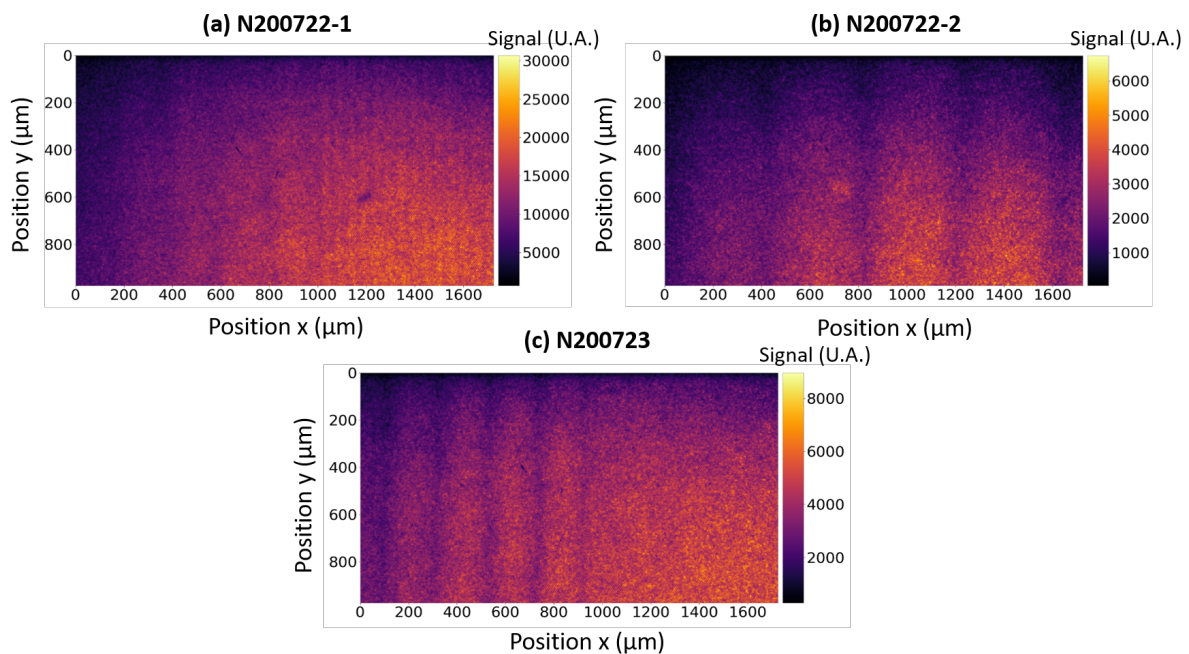


FIGURE V.44: Images radiographiques de face au temps $t = 20\ \text{ns}$ pour les tirs #N200722-1, #N200277-2 et #N200723. Les différentes modulations sont visibles.

Pour les résultats de la figure V.44, le grossissement expérimental induit par la matrice de

sténopé est de 6. La taille physique des pixels de la caméra est de $18 \mu\text{m}$. La taille induite des pixels sur image est alors de $3 \mu\text{m}$ pour une résolution de $\sim 20 \mu\text{m}$.

Le signal électrique qui traverse la GMC est synchronisé pour une acquisition de la caméra de 20 à 28 ns toutes les 2 ns. Les images enregistrées à 28 ns ont néanmoins été retirées des analyses. Certaines cibles présentent un défaut de fabrication. Cette anomalie induit d'importantes pertes de contrastes. Le rayonnement X issu de l'imageur de face interagit avec moins d'épaisseur de matière dans l'axe du défaut.

Analogue aux traitements d'images décrits en partie V.2, la profondeur optique est calculée après avoir retiré le signal moyen d'émission de l'imageur de face de Tantale par la méthode des moindres carrés. Le signal est ajusté par un polynôme 2D d'ordre 2 :

$$G(x, y) = Ax^2y^2 + Bx^2y + Cxy^2 + Dx^2 + Ey^2 + Fxy + Gx + Hy + I, \quad (\text{V.16})$$

où ici, A, B, C, D, E, F, G, H et I sont des paramètres libres.

Un exemple du procédé numérique est représenté sur la figure V.45.

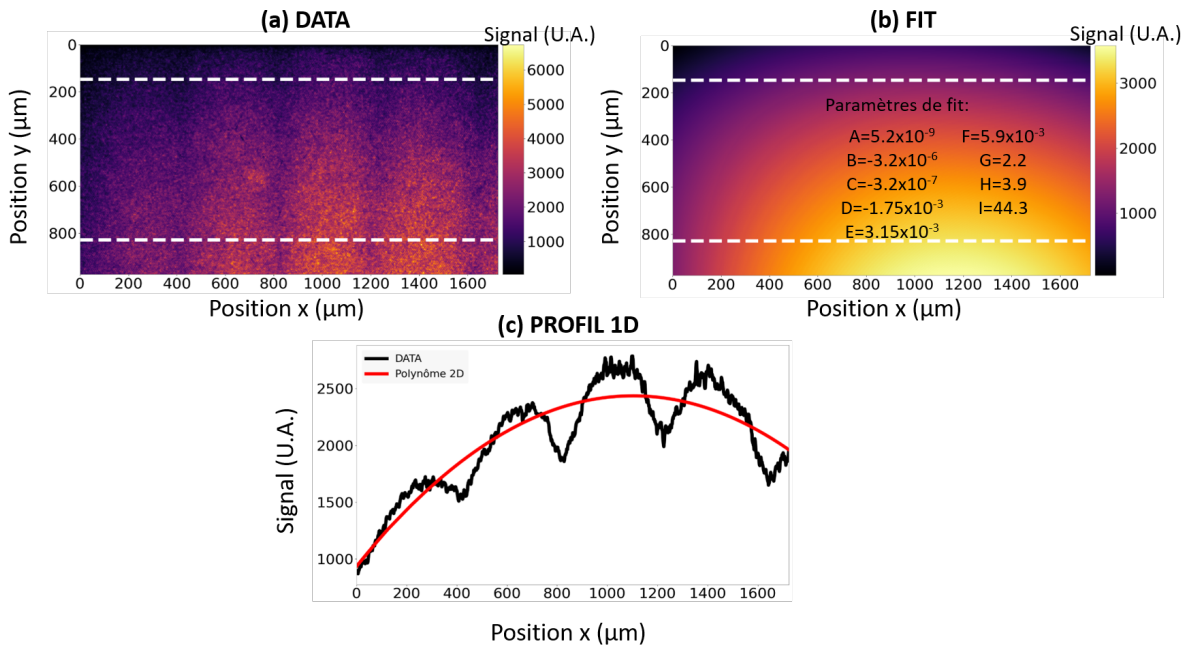


FIGURE V.45: Optimisation numérique du signal de l'imageur de face pour le tir #N200722-2 au temps $t = 20 \text{ ns}$. (a) Image expérimentale. (b) Polynôme d'optimisation 2D de l'imageur de face donné par (V.16). Les valeurs des paramètres ajustés sont données. (c) Profil 1D moyenné entre les positions matérialisées par des pointillés sur les images (a) et (b).

Le calcul de la différence de profondeur optique est ensuite donné par :

$$\Delta PO = \ln(G/D), \quad (\text{V.17})$$

où G désigne la matrice 2D du polynôme d'ajustement et D la matrice du signal.

Pour les trois tirs, les différences de profondeur optique sont calculées en superposant les trois temps d'acquisition (voir Fig. V.46).

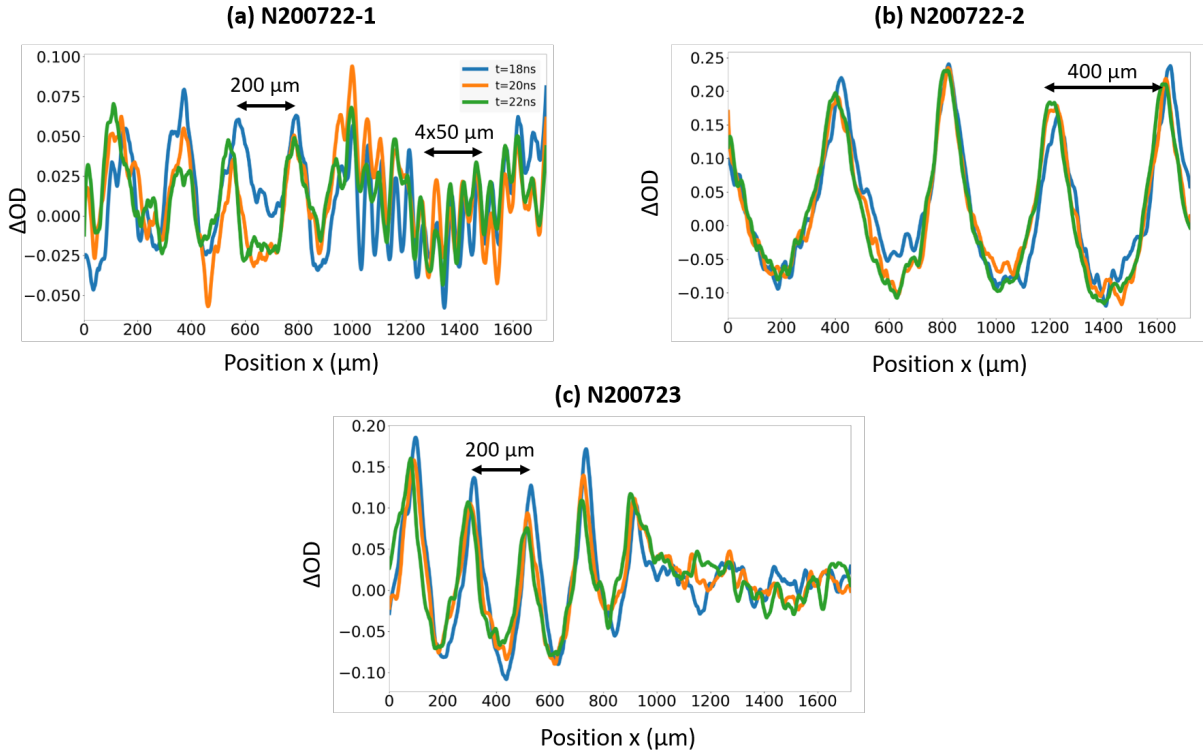


FIGURE V.46: Différence de profondeur optique ΔPO pour les tirs #N200722-1, #N200722-2 et #N200723. Les trois temps sont représentés sur la même figure.

Les modulations sont clairement discernables sur chaque image. Une anomalie de fabrication est néanmoins décelée sur la cible du tir #N200723. La modulation $\lambda_2 = 200 \mu\text{m}$ n'a pas été correctement imprimée sur la face avant de la cible.

V.4.2.3 Comparaison des résultats expérimentaux aux simulations FLASH

Des calculs FLASH reproduisent les configurations expérimentales. Des cibles modulées de quotients $\lambda/2a = 50/6$, $200/18$ et $400/20 \mu\text{m}$ sont irradiées à $1.25 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ par 32768 rayons laser formant une tâche focale de $2048 \mu\text{m}$. La résolution spatiale maximale est de $1 \mu\text{m}$. Pour les cellules les plus résolues, seize rayons laser sont contenus dans leur volume assurant une bonne homogénéité d'irradiation. Le reste des paramètres est identiques aux simulations explicitées en section IV.3 (voir Fig. V.47).

Afin de comparer les calculs FLASH aux résultats expérimentaux, les matrices de densité doivent être converties en profondeur optique comme traité en partie V.3.3. Si la variation du coefficient d'atténuation massique μ est négligeable entre la mousse froide et la mousse sous choc :

$$\Delta PO = \mu \left(\sum_i \rho(x, y_{\text{pic}}) \Delta x_i - \sum_j \rho(x, y_{\text{creux}}) \Delta x_j \right), \quad (\text{V.18})$$

où $\rho(x, y_{\text{pic}})$ est la densité évaluée à la position x et Δx_i est la taille de la cellule de la $i^{\text{ème}}$ ligne. La valeur du coefficient d'atténuation massique de la mousse soumise au rayonnement $K\alpha$ du Tantale est évaluée à $60 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ par l'outil FLYCHK. Cependant, l'incertitude sur le coefficient d'atténuation massique est élevée. Le bouclier thermique placé entre la plaque de Tantale et la cible n'est pas totalement opaque aux rayonnements de basses

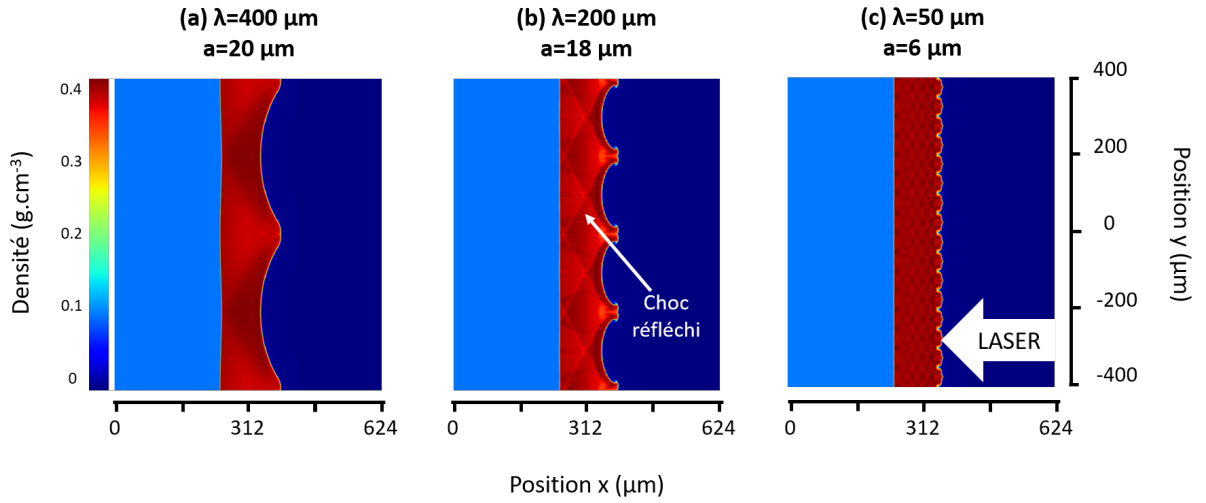


FIGURE V.47: Cartes de densité FLASH pour des quotients λ/a_{c-a-c} analogues aux configurations des cibles expérimentales : (de gauche à droite) 50/6, 200/18 et 400/20 μm . La structure des chocs réfléchis est visible dans le volume de cible choqué.

énergies. Les émissions X d'énergie plus faible que celles des raies M du Tantale peuvent interagir avec la cible augmentant le coefficient d'atténuation massique [222]. Sur la figure V.48, le coefficient d'atténuation massique utilisé est égal à $200 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$.

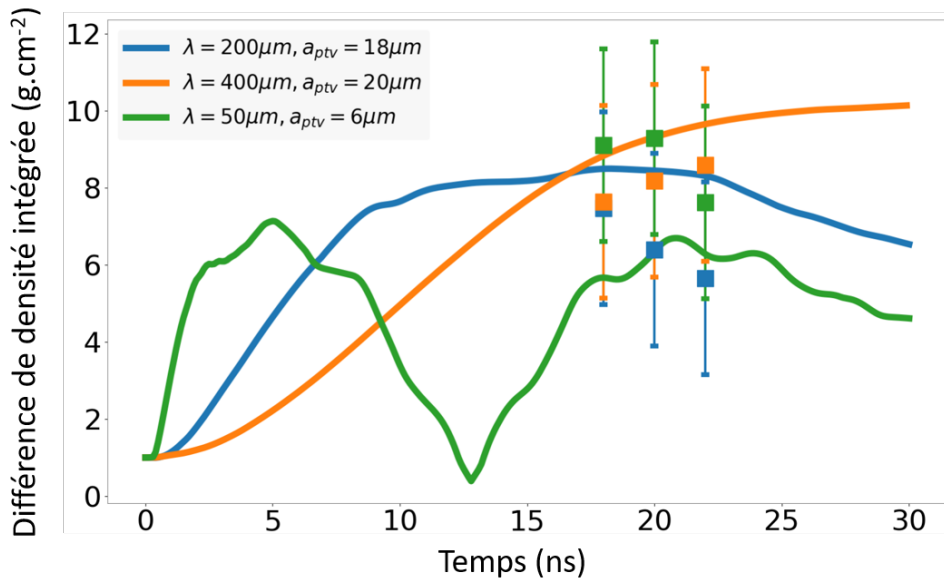


FIGURE V.48: Différence de densité intégrée $\Delta PO/\mu$ calculée par FLASH pour les couples modulations/amplitude 200/18 (bleu), 400/20 (orange) et 50/6 μm (vert). Les points expérimentaux issus des tirs #N200722-1, #N200722-2 et #N200723 sont représentés par des carrés. Les barres d'erreur ont été largement surestimées à $5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Par souci de comparaison, les quantités sont normalisées par leurs valeurs à l'instant initial.

Les résultats expérimentaux semblent indiquer que nous avons observé l'évolution du front d'ablation dans le régime de l'ILD. Les simulations FLASH reproduisent qualitativement

les tendances. A l'avenir il nous faudra compléter ces données expérimentales, éventuellement par des mesures complémentaires aux temps courts pour valider les inversions de phase caractéristiques de l'IRM pour les modulations les plus petites et des mesures aux temps longs pour s'assurer du comportement croissant de l'amplitude du front d'ablation sous l'effet de l'ILD pour les longueurs d'onde vérifiant $kD_c < 1$. Pour vérifier si les évolutions de l'amplitude du front d'ablation sont celles attendues, les amplitudes FLASH sont comparées aux résultats du modèle analytique pour les trois modulations (voir Fig. V.49).

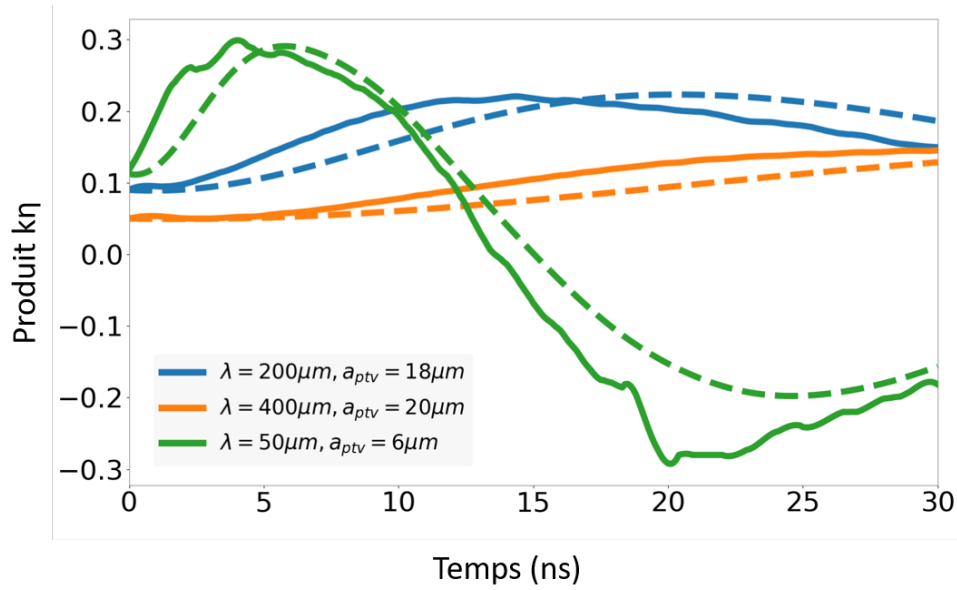


FIGURE V.49: *Produit $k\eta$ pour les couples modulations/amplitude 200/18 (bleu), 400/20 (orange) et 50/6 μm (vert). Les courbes pleines représentent les résultats des simulations FLASH. Les courbes pointillées sont les résultats du modèle calculés par le code ALPES.*

Le modèle et les simulations FLASH sont en bonne adéquation. Pour une valeur de $D_c = 70 \mu\text{m}$, les trois modulations donnent $(kD_c)_{50 \mu\text{m}} = 8.8$, $(kD_c)_{200 \mu\text{m}} = 2.2$, $(kD_c)_{400 \mu\text{m}} = 1.1$. On observe bien que dans ce régime d'intensité, les longueurs d'onde les plus grandes tendent à changer de régime et d'évoluer selon l'ILD. Pour la modulation à 400 μm, le facteur kD_c reste cependant proche de 1 et de la transition entre les deux régimes.

Conclusion du Chapitre V

Dans ce chapitre, une démarche expérimentale complète et définie par nos études numériques et théoriques a été présentée. Les conditions d'irradiations particulières ainsi que l'utilisation de mousses ont motivé nos besoins de procéder à des expériences préliminaires de caractérisation des cibles. Les premières mesures sur des mousses planes ont alors été obtenues sur l'installation OMEGA-EP. Ces expériences ont été l'occasion de développement d'outil d'analyse numérique permettant de reconstruire les fronts de choc et d'inférer les profils de densité. Les simulations FLASH ont pu être validée par le choix des bons paramètres numériques reproduisant les vitesses de choc mesurées sur les images de radiographie de côté. Ces expériences préliminaires ont été l'occasion d'étude d'imageur dans le but d'être exporté sur le NIF. Une expérience sur mousses modulées a finalement été conduite sur le NIF. Les mesures de différence de profondeur optique suggèrent qu'un changement de régime a été observé au front d'ablation comme prédit par nos outils numériques et théoriques. Nous sommes confiant pour affirmer que la tendance observée pour la modulation à 400 μm est proche d'un régime LD. Ces résultats sont prometteurs et nécessiteront des validations.

Chapitre VI

Conclusion

Ces travaux sont le résultat d'une approche complète et cohérente de la description des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation pour les premiers instants d'irradiation en attaque directe. Après avoir décrit l'état de l'art des instabilités hydrodynamiques et de leur modélisation numérique, les moyens expérimentaux mis à disposition pour l'étude des instabilités sur l'installation laser NIF sont présentés. Ces premiers tirs laser nous ont permis de valider la plateforme expérimentale HydroDD mise au point sur l'installation et de confirmer la dynamique du front d'ablation dans le régime $kD_c > 1$ déjà observé et décrit analytiquement dans la littérature. Ils nous ont aussi servi à prendre en main et valider notre chaîne de calculs avec le code d'hydrodynamique radiative FLASH. Les résultats expérimentaux obtenus par radiographie de face sont en adéquation avec les simulations numériques et les modèles théoriques utilisés pour décrire les différentes phases hydrodynamiques de la cible. C'est à cette occasion que nous avons identifié le besoin d'étendre la description des instabilités hydrodynamiques pour le régime $kD_c < 1$ encore non exploré expérimentalement et dont la théorie est encore peu développée au front d'ablation. Dans ce régime, le front d'ablation peut évoluer sous l'influence de l'instabilité de Landau-Darrieus, une instabilité étudiée historiquement dans le domaine de la propagation des flammes mais encore jamais observée au front d'ablation généré lors d'expériences laser-plasma. Ainsi, le chapitre II du manuscrit se consacre au développement d'un modèle analytique et du code de résolution numérique ALPES pour étendre la description physique au domaine $kD_c < 1$ et caractériser l'instabilité de Landau-Darrieus au front d'ablation. Ces nouveaux outils théoriques et numériques ont été comparés et validés avec le code d'hydrodynamique radiative multi-physique FLASH ainsi que le modèle de référence valide dans le domaine $kD_c > 1$. Le calcul de la relation de dispersion du front d'ablation permet d'identifier deux domaines distincts : le régime $kD_c < 1$ dans lequel le front d'ablation évolue exponentiellement sous l'influence de l'instabilité de Landau-Darrieus et le régime $kD_c > 1$ stabilisé, présentant des oscillations caractéristiques de l'instabilité de Richtmyer-Meshkov. De ces discussions théoriques, une stratégie expérimentale ayant pour objectif d'observer l'instabilité de Landau-Darrieus au front d'ablation a été établie. La condition d'instabilité $kD_c < 1$ impose l'étude de grandes longueurs d'onde d'interface devant l'épaisseur de la zone de conduction. Réduire la taille de la zone de conduction est donc réalisé en diminuant drastiquement l'intensité laser, par rapport au cas FCI usuels. Ces régimes ont été très peu explorés par la communauté de FCI. Avant d'exporter notre dispositif expérimental sur la plateforme HydroDD vali-

dée sur le NIF, ces conditions expérimentales sont testées sur l'installation OMEGA-EP permettant un nombre de tirs plus élevé (huit tirs par campagne contre trois tirs quotidiens sur le NIF). La dynamique du front de choc a été quantifiée pour des mousses cylindriques de carbone recorsinol formaldéhyde de 50 et $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ irradiées à des intensités de 1.25×10^{12} à $1 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les résultats de deux expériences réalisées sur OMEGA-EP ont permis de régler nos outils numériques afin de reproduire les résultats expérimentaux. La densité de mousses ainsi que l'intensité laser optimale ont été retenues pour l'expérience sur le NIF, les premiers points expérimentaux mesurés sur des mousses modulées ont montré des tendances en accord avec nos prédictions théoriques et numériques. Les modulations de petites longueurs d'onde présentent des inversions de phase selon l'IRM alors que les longueurs d'ondes plus grandes changent de régime et présentent des évolutions caractéristiques de l'instabilité de Landau-Darrieus. Seuls trois points de mesure ont pu être obtenus sur l'installation pour chacune des longueurs d'onde étudiées. Une future campagne d'expériences a été obtenue sur le NIF en 2022-2023, qui permettra de confirmer ces premiers résultats. Notamment, nous explorerons un régime encore plus propice au développement de l'instabilité de Landau-Darrieus et ce sur des temps d'irradiation plus longs.

Chapitre VII

Discussion et Perspectives

Certaines des études présentées dans ce manuscrit pourraient faire l'objet de futures améliorations et de développements plus approfondis.

- **Discussion sur le développement du modèle théorique**

Plusieurs hypothèses simplificatrices ont été utilisées pour développer le modèle théorique et le code ALPES. Sans utiliser l'approximation d'un écoulement subsonique, le régime d'ablation serait similaire aux conditions d'un écoulement de Chapman-Jouguet présentant un point sonique dans le volume de la zone de conduction. La transition du régime subsonique vers le régime supersonique pourrait alors être décrite et les solutions compressibles étudiées [223].

Dans le domaine de l'astrophysique et de l'attaque indirecte, l'étude de l'ablation de la cible par rayonnement X pourrait être une piste d'étude très intéressante. Il n'en reste pas moins que pour l'étude de l'ILD, la question de la taille de la zone de conduction et des durées d'irradiation excédant 30 ns en attaque indirecte semblent à ce jour rédhitoires.

Contrairement au modèle de Goncharov dans le régime de l'IRM, le modèle analytique développé dans le manuscrit ne décrit pas la propagation du choc dans la cible. Le choc est supposé loin en amont du front d'ablation et l'écoulement isotherme dans le matériau sous choc au contact du front d'ablation. Une étude rigoureuse et plus complète consisterait à résoudre les équations hydrodynamiques dans le volume du matériau choqué entre le front de choc et le front d'ablation. Une approche complémentaire serait de réduire la résolution des équations fluides à une équation différentielle en vorticité. De cette manière, la vorticité générée par le choc modulé serait pleinement décrite ainsi que son effet sur l'évolution du front d'ablation. Nous pourrions dans ce formalisme décrire précisément la transition entre le régime LD et RM.

La discussion sur les hypothèses du modèle présentée en section IV.3.4 a permis d'identifier leur validité dans les régimes d'irradiation étudiés. L'absorption localisée en un point unique est relativement grossière. Une amélioration du modèle consisterait à considérer une absorption en volume du type Bremsstrahlung inverse. Le critère de localisation du front critique a été identifié comme un paramètre clé pour décrire l'ILD ablative. Ce raffinement dans la description physique de l'absorption laser serait un développement

significatif pour décrire plus précisément l'évolution de l'écoulement en face avant de la cible.

- **Discussion sur les simulations hydrodynamiques**

La description du code FLASH en section II.4 met en évidence des lacunes dans la description physique de certains phénomènes. Excepté pour la première expérience NIF de caractérisation de la plateforme HydroDD, les matériaux constituant les cibles sont modélisés par des gaz parfaits entièrement ionisés. L'équation des gaz parfaits est un modèle largement répandu mais très grossier pour décrire de manière réaliste la dépendance des quantités thermodynamiques des matériaux. C'est d'ailleurs en compensant cette lacune par un facteur sur l'intensité laser absorbée que la plupart des vitesses de choc expérimentales ont été retrouvées. Les calculs pourraient être repris en considérant des équations d'état tabulées valables pour les mousses CRF. Ce domaine d'étude des équations d'état des mousses reste une problématique ouverte dans la communauté FCI.

La conduction thermique a été identifiée comme le mécanisme principal dans le développement des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation. Le modèle de Spitzer-Härm est largement utilisé dans les codes d'hydrodynamique radiative mais reste cependant incomplet et nécessite d'utiliser un limiteur de flux. Il serait très intéressant de décrire la conduction thermique électronique avec un modèle non local plus réaliste [145]. A ce sujet, des développements sont actuellement en cours dans FLASH.

Il serait tout aussi possible de poursuivre cette étude avec un code à schéma Lagrangien. Ce formalisme numérique est moins diffusif et plus adapté à la description de la propagation des chocs, essentiels dans la description de l'IRM. Aussi, les codes Lagrangiens permettent de suivre les interfaces de modulation à l'instant initial, ce qui élimine les problèmes de résolution rencontrés dans FLASH. Cependant, la phase non linéaire des instabilités peut croiser les cellules du maillage et faire avorter le calcul. Les codes « Arbitrary Lagrangian Eulerian » (ALE) combinent les deux approches pour éviter l'arrêt prématuré du code et conserver les atouts des codes Lagrangiens.

Lorsque FLASH est utilisé comme outil de dimensionnement en amont des expériences, des cartes de radiographies synthétiques ont été calculées depuis les cartes de densités. Les coefficients d'atténuation de masse ont toujours été considérés constants. Une amélioration sur le diagnostic synthétique pourrait être apportée en implémentant un outil de tracé de rayon X prenant en considération les variations de coefficient d'atténuation de masse en fonction de la densité et de la température du matériau.

Dans le modèle multi-température implémenté dans le code FLASH, les matériaux sont composés de particules chargées initialement ionisées. Il est donc impossible de décrire la transition solide-plasma, essentielle pour étudier avec précision les premiers instants d'irradiation [224].

Dans la référence [128], les auteurs concluent que les champs magnétiques auto-générés ont peu d'incidence sur l'évolution du front d'ablation sous l'influence de l'ILD contrairement à l'IRT [225]. Selon la configuration des lignes de champs magnétique, des études avec champs magnétiques externes générés par des aimants permanents ont montré que l'IRT et l'IKH pouvaient être réduites ou exacerbées [226, 227]. Des calculs avec le moteur de magnétohydrodynamique FLASH pourraient être étudiés afin de quantifier l'effet d'un champ magnétique externe sur le développement des instabilités, notamment l'ILD.

- Discussion sur les expériences sur installations laser

Pour compléter les points expérimentaux acquis sur la dernière expériences NIF de mise en évidence de l'ILD ablative, une nouvelle journée de tirs a été allouée en 2022. Nous bénéficierons des améliorations faites sur la durée de l'impulsion. En utilisant les mêmes densités de mousse CRF ($0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) irradiées à $1.25 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, l'irradiation des cibles pourra être maintenue jusqu'à 90 ns. Le facteur σt sera plus grand et l'instabilité se développera davantage. Les simulations FLASH confirment les tendances attendues d'une croissance pour la modulation à 800 μm (voir Fig. VII.1).

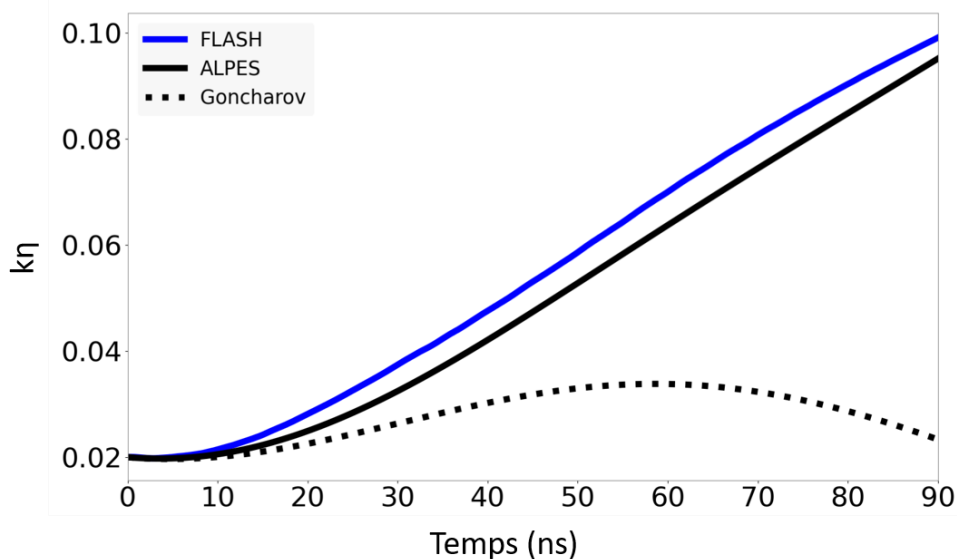


FIGURE VII.1: Évolution de l'amplitude de la modulation à 800 μm et de 16 μm d'amplitude crête-à-crête pour une irradiation de 90 ns à $1.25 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Le taux de répétition sur NIF ne nous permet pas de procéder à des tirs de caractérisation des diagnostics sans irradiation. Une amélioration sur le traitement des images radiographiques peut être faite en caractérisant systématiquement les transmissions des cibles sans irradiation. De ces tirs, le coefficient d'atténuation de masse à température ambiante pourrait être précisément caractérisé et le signal de l'imageur correctement retiré. Un code de physique atomique pourrait être utilisé pour déterminer le coefficient d'atténuation massique à partir des cartes de densité générées par le code FLASH.

La caractérisation des rayonnements X issus des imageurs doit être faite avec précision. Un spectromètre mesure l'émission de l'imageur discrétisée en énergie et caractérise finement l'imageur. Cependant, leur utilisation est restreinte pour des matériaux de numéro atomique élevé ($Z > 36$) comme ceux utilisés lors de nos expériences (Tantale et Molybdène). L'utilisation du diagnostic RPSCA combiné aux filtres de Ross nous a tout de même permis de caractériser qualitativement l'intervalle d'énergie d'émission. L'utilisation d'un spectromètre calibré quantifie l'intensité d'émission du rayonnement et permet de déterminer plus précisément le rayonnement des imageurs et de contrôler la monochromaticité d'émission.

Les mesures de différence de profondeur optique en imagerie de face nécessitent l'introduction du coefficient d'atténuation de masse dont les incertitudes sont très élevées. La

mesure directe de taille des structures sur l'imagerie de côté éviterait l'introduction d'hypothèses simplificatrices. Les radiographies d'imagerie de côté en champ large obtenues sur OMEGA-EP sont limitées en résolution par le diamètre des sténopés ($20\ \mu\text{m}$). Des structures semblent apparaître sur la radiographie mais il faudrait améliorer de manière importante le contraste et la résolution spatiale du diagnostic (voir Fig. VII.2).

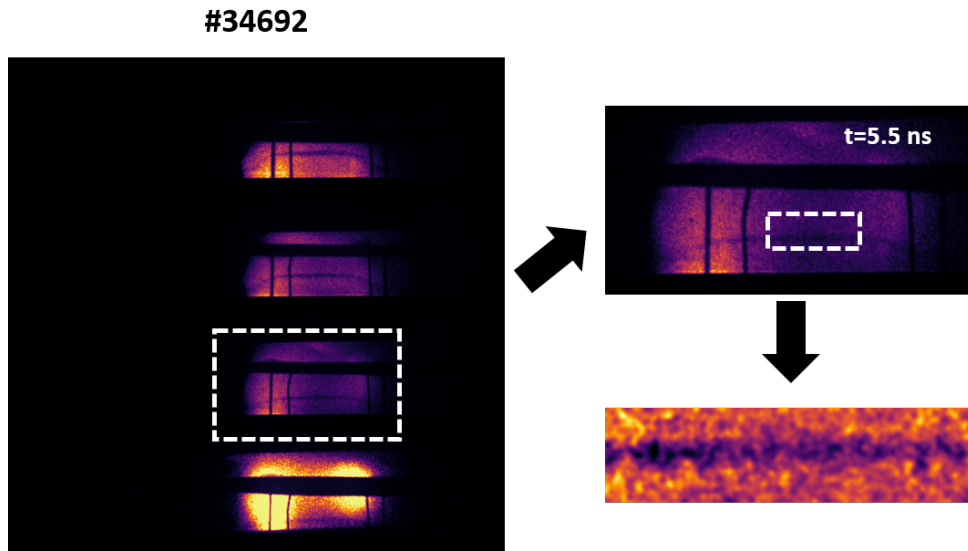


FIGURE VII.2: Image radiographique de côté du tir #34692. La signature des modulations peut être perçue au front d'ablation au temps $t = 5.5\ \text{ns}$.

Lors de nos expériences sur OMEGA-EP et NIF, il a été difficile de mettre en place un diagnostic d'imagerie de phase avec un signal temporel continu. Pour nos expériences futures, nous privilégierons les diagnostics d'imagerie 2D et nous n'utiliserons pas de signal balayé en temps, trop sensible et complexe à mettre en place.

Compte tenu des conditions expérimentales définies pour observer l'ILD, seule l'installation NIF regroupait les caractéristiques techniques nécessaires. Pour des tâches laser plus petites, ces régimes de faibles intensités laser pourraient être étudiés sur d'autres installations au taux de répétition plus élevé. Les lasers à électrons libres et à rayons X (XFEL) pourraient être utilisés comme source de radiographie monochromatique [228]. Le développement de station laser pour l'étude des régimes à haute densité d'énergie permettrait l'étude expérimentale des instabilités hydrodynamiques ablatives avec un diagnostic d'imagerie très précis. Dans ces conditions, la taille de la zone de conduction pourrait être directement mesurée grâce à des techniques d'imagerie élaborée, de type interférométrie de Talbot-Lau [229].

Production scientifique

Articles

T. Goudal, L. Masse, S.F. Khan, D. Martinez, L. Ceuvrost, G. Perez-Callejo, N. Izumi, D. Kalantar, M. Millot, V.A. Smalyuk, B. Remington, A. Casner. Exploring the Landau-Darrieus instability in High Energy Density conditions on NIF : experimental design and preparatory experiments, *Physics of Plasma* (En cours)

T. Goudal, L. Masse, G. Perez-Callejo, L. Ceurvorst, V. Bouffetier, A. Colaitis, A. Casner. Numerical and analytical investigations of the ablative Landau-Darrieus instability. *Physics of Plasma* (en cours)

V. Bouffetier, G. Pérez-Callejo, L. Ceurvorst, **T. Goudal**, H. Sio, J. Peebles, P. Tzeferacos, A. Reyes, E. Hansen, V.A. Smalyuk, O.A. Hurricane, A. Casner. Numerical design for Kelvin-Helmholtz instability mitigation by a preimposed intense external magnetic field, *Physics of Plasma* (en cours)

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. Masse, V.A. Smalyuk, A. Casner. Post-processing of face-on radiographic images for quantitative analysis in ablative Rayleigh-Taylor instability experiments, *High Energy Density Physics*, 37, (2020)

DOI : <https://doi.org/10.1016/j.hedp.2020.100851>

V. Bouffetier, L. Ceurvorst, M.P. Valdivia, F. Dorchies, S. Hulin, **T. Goudal**, D. Stutman, A. Casner. Proof-of-concept Talbot-Lau x-ray interferometry with a high-intensity, high-repetition-rate, laser-driven K-alpha source, *Applied optics*, 59, 27 (2020)

DOI : <https://doi.org/10.1364/AO.398839>

C. Mailliet, E. Le Bel, L. Ceurvorst, S.F. Khan, D. Martinez, **T. Goudal**, N. Izumi, D. Kalantar, P. DI Nicola, J.M. Di Nicola, I. Igumenshchev, V.T. Tikhonchuk, B. Remington, V.A. Smalyuk, L. Masse, A. Casner. Long-duration direct drive hydrodynamics experiments on the National Ignition Facility : Platform development and numerical modeling with CHIC. *Physics of Plasmas* 26, 8 (2019)

DOI : <https://doi.org/10.1063/1.5110684>

Conférences et Workshops

T. Goudal, C. Mailliet, E. Le Bel, L. Ceurvorst, V. Bouffetier, A. Casner, L. Masse, V.A. Smalyuk, S. Khan, D.A. Martinez, B.A. Remington. Analytical modeling of 2D pre-imposed modulations (Poster). LMJ User Group (2018)

T. Goudal, L. Masse, S.F. Khan, D. Martinez, L. Ceurvorst, G. Pérez-Callejo, V. Bouffetier, N. Izumi, D. Kalantar, M. Millot, V.A. Smalyuk, B. Remington, A. Colaïtis, A. Casner. Experimental qualification of low-density foams on OMEGA EP for NIF Landau-Darrieus Instability experiments (Poster). National Ignition Facility User Group (2020)

T. Goudal, L. Masse, S.F. Khan, D. Martinez, L. Ceurvorst, G. Pérez-Callejo, V. Bouffetier, N. Izumi, D. Kalantar, M. Millot, V.A. Smalyuk, B. Remington, A. Colaïtis, A. Casner. Exploring the Landau-Darrieus instability in High Energy Density conditions on NIF : experimental design and preparatory experiments (Talk). American Physical Society - Division Plasma Physics (2020)

T. Goudal, L. Masse, S.F. Khan, D. Martinez, L. Ceurvorst, G. Pérez-Callejo, V. Bouffetier, N. Izumi, D. Kalantar, M. Millot, V.A. Smalyuk, B. Remington, A. Colaïtis, A. Casner. Exploring the Landau-Darrieus instability in High Energy Density conditions on NIF : Analytical progress and recent experiments (Talk). International Workshop on High-Energy-Density Physics with Intense Ion and Laser Beams (2021)

T. Goudal, L. Masse, S.F. Khan, D. Martinez, L. Ceurvorst, G. Pérez-Callejo, V. Bouffetier, N. Izumi, D. Kalantar, M. Millot, V.A. Smalyuk, B. Remington, A. Colaïtis, A. Casner. Exploring the Landau-Darrieus instability in High Energy Density conditions on NIF : Analytical progress and recent experiments (Talk). Direct Drive Fast Ignition Workshop (2021)

T. Goudal, L. Masse, S.F. Khan, D. Martinez, L. Ceurvorst, G. Pérez-Callejo, V. Bouffetier, N. Izumi, D. Kalantar, M. Millot, V.A. Smalyuk, B. Remington, A. Colaïtis, A. Casner. Exploring the hydrodynamic instabilities at early times in HED conditions on OMEGA EP : Design and modeling (Elu meilleur Poster). OMEGA User Group (2021)

T. Goudal, L. Masse, S.F. Khan, D. Martinez, L. Ceurvorst, G. Pérez-Callejo, V. Bouffetier, N. Izumi, D. Kalantar, M. Millot, V.A. Smalyuk, B. Remington, A. Colaïtis, A. Casner. Exploring the Landau-Darrieus instability in High Energy Density conditions on NIF : Analytical model and FLASH simulations (Talk). American Physical Society - Division Plasma Physics (2021)

Formations

T. Goudal, L. Ceurvost, C. Mailliet, L. Masse, S.F. Khan, V. Bouffetier, V.A. Smalyuk, D. Martinez, A. Casner. Preliminary experiments on OMEGA EP to qualify foams driven at low laser intensity for future Landau-Darrieus experiments on NIF (poster). École d'été High Energy Density Science, San Diego (2019)

T. Goudal, L. Ceurvost, C. Mailliet, L. Masse, S.F. Khan, V. Bouffetier, V.A. Smalyuk, D. Martinez, A. Casner. Preliminary experiments on omega ep to qualify foams driven at low-laser intensity for future NIF landau-darrieus experiments (poster). École d'hiver MecMatpla, Montgenèvre (2019)

OMEGA Principal Investigator training, Laboratory for Laser Energetics, Rochester, New-York (2019) : Habilitation à conduire des expériences sur les lasers OMEGA et OMEGA-EP

FLASH Training, FLASH center, Chicago, Illinois (2019) : Formation utilisateur du code d'hydrodynamique radiative FLASH

Bibliographie

- [1] <https://www.nasa.gov>.
- [2] <http://www.kowskyphotography.com>.
- [3] <https://earthobservatory.nasa.gov>.
- [4] <https://hubblesite.org>.
- [5] <https://www.nouvelobs.com>.
- [6] <https://www.wikipedia.org>.
- [7] ARCHIMÈDE. *Des corps flottants, livre II*. Paris : Gauthier-Villars et fils, (1891).
- [8] ARCHIMÈDE. *Des corps flottants, livre I*. Paris : Gauthier-Villars et fils, (1891).
- [9] B. PASCAL. *Traitez de l'équilibre des liqueurs et de la pesanteur de la masse de l'air*. Hachette. Paris, (1923).
- [10] L. EULER. La théorie du mouvement des fluides. *Mémoires de l'académie des sciences de Berlin* (1757).
- [11] G. G. STOKES. *Mathematical and Physical Papers*. Cambridge : Cambridge University Press, (2009).
DOI : 10.1017/CB09780511702266.
- [12] <https://www.claymath.org/millennium-problems>.
- [13] S. MOMANI et al. Analytical solution of a time-fractional Navier–Stokes equation by Adomian decomposition method. *Applied Mathematics and Computation* 177.2 (2006). Number: 2.
DOI : 10.1016/j.amc.2005.11.025.
- [14] H. HAJIRA et al. An approximate analytical solution of the Navier–Stokes equations within Caputo operator and Elzaki transform decomposition method. *Advances in Difference Equations* 2020.1 (2020). Number: 1.
DOI : 10.1186/s13662-020-03058-1.
- [15] P. DRAZIN. *Introduction to hydrodynamic stability*. Cambridge University Press. (2002).
- [16] L. CAMPBELL et W. GARNETT. *The life of James Clerk Maxwell*. Cambridge University Press. (1892).
- [17] P. HUTCHINSON et al., éd. *Turbulence and Transition Modelling: Lecture Notes*

- from the ERCOFTAC/IUTAM Summerschool held in Stockholm, 12–20 June, 1995. T. 2. ERCOFTAC Series. Series Editors: _:n4431. Dordrecht : Springer Netherlands, (1996).
DOI : 10.1007/978-94-015-8666-5.
- [18] J. NUCKOLLS et al. Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications. *Nature* 239.5368 (1972). Number: 5368.
DOI : 10.1038/239139a0.
- [19] H. P. FURTH. Review paper tokamak research. *Nuclear Fusion* 15 (1975).
DOI : 10.1088/0029-5515/15/3/014.
- [20] J. ONGENA et al. Magnetic-confinement fusion. *Nature Physics* 12.5 (2016). Number: 5.
DOI : 10.1038/nphys3745.
- [21] J. D. LAWSON. Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor. *Proceedings of the Physical Society. Section B* 70.1 (1957). Number: 1.
DOI : 10.1088/0370-1301/70/1/303.
- [22] R. TOMMASINI et al. Time-Resolved Fuel Density Profiles of the Stagnation Phase of Indirect-Drive Inertial Confinement Implosions. *Physical Review Letters* 125.15 (2020). Number: 15.
DOI : 10.1103/PhysRevLett.125.155003.
- [23] S. E. WURZEL et al. Progress toward fusion energy breakeven and gain as measured against the Lawson criterion. *arXiv:2105.10954 [physics]* (2021). arXiv: 2105.10954.
- [24] J. T. LARSEN. Why cryogenic inertial confinement fusion targets? *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 7.3 (1989). Number: 3.
DOI : 10.1116/1.576244.
- [25] P. C. SOUERS. *Cryogenic hydrogen data pertinent to magnetic fusion energy*. Rapp. tech. UCRL-52628, 6205719. Issue: UCRL-52628, 6205719. (1979).
DOI : 10.2172/6205719.
- [26] V. GOPALASWAMY et al. Tripled yield in direct-drive laser fusion through statistical modelling. *Nature* 565.7741 (2019). Number: 7741.
DOI : 10.1038/s41586-019-0877-0.
- [27] V. E. FORTOV. *Lectures on the Physics of Extreme States of Matter*. IOP Publishing, (2019).
DOI : 10.1088/2053-2563/ab1091.
- [28] W. E. LAMB. Theory of an Optical Maser. *Physical Review* 134.6A (1964). Number: 6A.
DOI : 10.1103/PhysRev.134.A1429.
- [29] B. A. REMINGTON. Modeling Astrophysical Phenomena in the Laboratory with Intense Lasers. *Science* 284.5419 (1999). Number: 5419.
DOI : 10.1126/science.284.5419.1488.

-
- [30] T. S. DUFFY et al. Ultra-High Pressure Dynamic Compression of Geological Materials. *Frontiers in Earth Science* 7 (2019).
DOI : 10.3389/feart.2019.00023.
- [31] K. EIDMANN et al. Measurement of the extreme UV opacity of a hot dense gold plasma. *Europhysics Letters (EPL)* 44.4 (1998). Number: 4.
DOI : 10.1209/epl/i1998-00494-8.
- [32] C. A. HAYNAM et al. National Ignition Facility laser performance status. *Applied Optics* 46.16 (2007). Number: 16.
DOI : 10.1364/AO.46.003276.
- [33] A. CASNER, T. CAILLAUD et al. LMJ/PETAL laser facility: Overview and opportunities for laboratory astrophysics. *High Energy Density Physics* 17 (2015).
DOI : 10.1016/j.hedp.2014.11.009.
- [34] W. ZHENG et al. Laser performance upgrade for precise ICF experiment in SG-III laser facility. *Matter and Radiation at Extremes* 2.5 (2017). Number: 5.
DOI : 10.1016/j.mre.2017.07.004.
- [35] R. S. CRAXTON et al. Direct-drive inertial confinement fusion: A review. *Physics of Plasmas* 22.11 (2015). Number: 11.
DOI : 10.1063/1.4934714.
- [36] E. M. CAMPBELL, T. C. SANGSTER et al. Direct-drive laser fusion: status, plans and future. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 379.2189 (2021). Number: 2189.
DOI : 10.1098/rsta.2020.0011.
- [37] R. BETTI et O. A. HURRICANE. Inertial-confinement fusion with lasers. *Nature Physics* 12.5 (2016). Number: 5.
DOI : 10.1038/nphys3736.
- [38] I. V. IGUMENSHCHEV et al. Crossed-beam energy transfer in direct-drive implosions. *Physics of Plasmas* 19.5 (2012). Number: 5.
DOI : 10.1063/1.4718594.
- [39] W. KRUEER. *The physics of laser plasma interactions*. crc Press. (2019).
- [40] M. TABAK et al. Fast Ignition: Overview and Background. *Fusion Science and Technology* 49.3 (2006). Number: 3.
DOI : 10.13182/FST49-3-254.
- [41] V. T. TIKHONCHUK. Progress and opportunities for inertial fusion energy in Europe. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 378.2184 (2020). Number: 2184.
DOI : 10.1098/rsta.2020.0013.
- [42] L. J. PERKINS et al. Shock Ignition: A New Approach to High Gain Inertial Confinement Fusion on the National Ignition Facility. *Physical Review Letters* 103.4 (2009). Number: 4.
DOI : 10.1103/PhysRevLett.103.045004.
-

-
- [43] J. LINDL et al. Review of the National Ignition Campaign 2009-2012. *Physics of Plasmas* 21.2 (2014). Number: 2.
DOI : [10.1063/1.4865400](https://doi.org/10.1063/1.4865400).
- [44] V. A. SMALYUK, C. R. WEBER, O. L. LANDEN, S. ALI et B. BACHMANN. Review of hydrodynamic instability experiments in inertially confined fusion implosions on National Ignition Facility. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 62.1 (2020). Number: 1.
DOI : [10.1088/1361-6587/ab49f4](https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab49f4).
- [45] D. S. CLARK et al. Capsule modeling of high foot implosion experiments on the National Ignition Facility. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 59.5 (2017). Number: 5.
DOI : [10.1088/1361-6587/aa6216](https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa6216).
- [46] S. P. REGAN et al. Hot-spot mix in ignition-scale implosions on the NIF. *Physics of Plasmas* 19.5 (2012). Number: 5.
DOI : [10.1063/1.3694057](https://doi.org/10.1063/1.3694057).
- [47] T. R. DITTRICH et al. Design of a High-Foot High-Adiabatic ICF Capsule for the National Ignition Facility. *Physical Review Letters* 112.5 (2014). Number: 5.
DOI : [10.1103/PhysRevLett.112.055002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.055002).
- [48] V. A. SMALYUK, L. J. ATHERTON et al. Performance of High-Convergence, Layered DT Implosions with Extended-Duration Pulses at the National Ignition Facility. *Physical Review Letters* 111.21 (2013). Number: 21.
DOI : [10.1103/PhysRevLett.111.215001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.215001).
- [49] B. A. REMINGTON et al. Hydrodynamic instabilities and mix studies on NIF: predictions, observations, and a path forward. *Journal of Physics: Conference Series* 688 (2016).
DOI : [10.1088/1742-6596/688/1/012090](https://doi.org/10.1088/1742-6596/688/1/012090).
- [50] C. ZULICK et al. Multimode Hydrodynamic Instability Growth of Preimposed Isolated Defects in Ablatively Driven Foils. *Physical Review Letters* 125.5 (2020). Number: 5.
DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.055001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.055001).
- [51] O. POUJADE, M. A. BARRIOS et al. Rayleigh-Taylor mixing may account for the position anomaly in NIF dot experiments (2020).
DOI : [10.1063/5.0040583](https://doi.org/10.1063/5.0040583).
- [52] C. WEI et al. High-efficiency full-surface defects detection for an ICF capsule based on a null interferometric microscope. *Applied Optics* 60.4 (2021). Number: 4.
DOI : [10.1364/AO.404174](https://doi.org/10.1364/AO.404174).
- [53] A. NOBILE et al. Status of the development of ignition capsules in the U.S. effort to achieve thermonuclear ignition on the national ignition facility. *Laser and Particle Beams* 24.4 (2006). Number: 4.
DOI : [10.1017/S0263034606060757](https://doi.org/10.1017/S0263034606060757).
- [54] R. C. COOK et al. National Ignition Facility target design and fabrication (2008).
DOI : [10.1017/S0263034608000499](https://doi.org/10.1017/S0263034608000499).
-

-
- [55] A. LE CAIN et al. Statistical spatio-temporal properties of the Laser MegaJoule speckle. *Physics of Plasmas* 19.10 (2012). Number: 10.
DOI : 10.1063/1.4757221.
- [56] C. J. PAWLEY et al. Measurements of laser-imprinted perturbations and Rayleigh–Taylor growth with the Nike KrF laser. *Physics of Plasmas* 4.5 (1997). Number: 5.
DOI : 10.1063/1.872560.
- [57] M. NAKAI et al. Single spatial mode experiments on initial laser imprint on direct-driven planar targets. *Physics of Plasmas* 9.5 (2002). Number: 5.
DOI : 10.1063/1.1467656.
- [58] D. T. MICHEL, A. K. DAVIS, R. BETTI et al. Understanding the effects of laser imprint on plastic-target implosions on OMEGA. *Physics of Plasmas* 23.10 (2016). Number: 10.
DOI : 10.1063/1.4962993.
- [59] M. HOHENBERGER et al. Maintaining low-mode symmetry control with extended pulse shapes for lower-adiabat Bigfoot implosions on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas* 26.11 (2019). Number: 11.
DOI : 10.1063/1.5121435.
- [60] D. S. MONTGOMERY. Two decades of progress in understanding and control of laser plasma instabilities in indirect drive inertial fusion. *Physics of Plasmas* 23.5 (2016). Number: 5.
DOI : 10.1063/1.4946016.
- [61] G. FIKSEL et al. Experimental reduction of laser imprinting and Rayleigh–Taylor growth in spherically compressed, medium-Z-doped plastic targets. *Physics of Plasmas* 19.6 (2012). Number: 6.
DOI : 10.1063/1.4729732.
- [62] L. CEURVORST et al. Hybrid target design for imprint mitigation in direct-drive inertial confinement fusion. *Physical Review E* 101.6 (2020). Number: 6.
DOI : 10.1103/PhysRevE.101.063207.
- [63] M. KARASIK et al. Order-of-magnitude laser imprint reduction using pre-expanded high-Z coatings on targets driven by a third harmonic Nd:glass laser. *Physics of Plasmas* 28.3 (2021). Number: 3.
DOI : 10.1063/5.0042454.
- [64] N. METZLER et al. Laser imprint reduction with a shaping pulse, oscillatory Richtmyer–Meshkov to Rayleigh–Taylor transition and other coherent effects in plastic-foam targets. *Physics of Plasmas* 10.5 (2003). Number: 5.
DOI : 10.1063/1.1560616.
- [65] S. DEPIERREUX et al. Laser Smoothing and Imprint Reduction with a Foam Layer in the Multikilojoule Regime. *Physical Review Letters* 102.19 (2009). Number: 19.
DOI : 10.1103/PhysRevLett.102.195005.
-

-
- [66] B. DELORME et al. Experimental demonstration of laser imprint reduction using underdense foams. *Physics of Plasmas* 23.4 (2016). Number: 4.
DOI : [10.1063/1.4945619](https://doi.org/10.1063/1.4945619).
- [67] B. AHLBORN et al. Ablative acceleration of thin foils driven by thermal power fluxes. *Canadian Journal of Physics* 59.2 (1981). Number: 2.
DOI : [10.1139/p81-034](https://doi.org/10.1139/p81-034).
- [68] A. R. PIRIZ. Hydrodynamic instability of ablation fronts in inertial confinement fusion. *Physics of Plasmas* 8.3 (2001). Number: 3.
DOI : [10.1063/1.1344194](https://doi.org/10.1063/1.1344194).
- [69] C. CLANET et al. First Experimental Study of the Darrieus-Landau Instability. *Physical Review Letters* 80.17 (1998). Number: 17.
DOI : [10.1103/PhysRevLett.80.3867](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.3867).
- [70] D. T. MICHEL, A. K. DAVIS, V. N. GONCHAROV et al. Measurements of the Conduction-Zone Length and Mass Ablation Rate in Cryogenic Direct-Drive Implosions on OMEGA. *Physical Review Letters* 114.15 (2015). Number: 15.
DOI : [10.1103/PhysRevLett.114.155002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.155002).
- [71] V. N. GONCHAROV, I. V. IGUMENSHCHEV et al. Novel Hot-Spot Ignition Designs for Inertial Confinement Fusion with Liquid-Deuterium-Tritium Spheres. *Physical Review Letters* 125.6 (2020). Number: 6.
DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.065001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.065001).
- [72] A. S. RICHARDSON. NRL PLASMA FORMULARY (2019).
- [73] P. BELLAN. *Fundamentals of plasma physics*. Cambridge University Press. (2008).
- [74] Diego Viala (CELIA). *Simulation avec le code CHIC*.
- [75] Y. B. ZEL'DOVICH et al. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Courier Corporation. (2002).
- [76] H. J. KULL. Theory of the Rayleigh-Taylor instability. *Physics Reports* 206.5 (1991). Number: 5.
DOI : [10.1016/0370-1573\(91\)90153-D](https://doi.org/10.1016/0370-1573(91)90153-D).
- [77] J. T. WADDELL et al. Experimental study of Rayleigh–Taylor instability: Low Atwood number liquid systems with single-mode initial perturbations. *Physics of Fluids* 13.5 (2001). Number: 5.
DOI : [10.1063/1.1359762](https://doi.org/10.1063/1.1359762).
- [78] LORD RAYLEIGH. Investigation of the Character of the Equilibrium of an Incompressible Heavy Fluid of Variable Density. *Proceedings of the London Mathematical Society* s1-14.1 (1882). Number: 1.
DOI : [10.1112/plms/s1-14.1.170](https://doi.org/10.1112/plms/s1-14.1.170).
- [79] G. I. TAYLOR. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 201.1065 (1950). Number: 1065.
DOI : [10.1098/rspa.1950.0052](https://doi.org/10.1098/rspa.1950.0052).
-

-
- [80] S CHANDRASEKHAR. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Courier Corporation, (1981).
- [81] V. BOUFFETIER, G. PÉREZ-CALLEJO et al. Numerical design for Kelvin-Helmholtz instability mitigation by a preimposed intense external magnetic field. *Physics of Plasma* (en cours).
- [82] S. W. HAAN. Onset of nonlinear saturation for Rayleigh-Taylor growth in the presence of a full spectrum of modes. *Physical Review A* 39.11 (1989). Number: 11. DOI : [10.1103/PhysRevA.39.5812](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.39.5812).
- [83] G. DIMONTE et al. Recent advances in the turbulent Rayleigh–Taylor instability. *Physics of Plasmas* 12.5 (2005). Number: 5. DOI : [10.1063/1.1871952](https://doi.org/10.1063/1.1871952).
- [84] P. RAMAPRABHU et al. A numerical study of the influence of initial perturbations on the turbulent Rayleigh–Taylor instability. *Journal of Fluid Mechanics* 536 (2005). DOI : [10.1017/S002211200500488X](https://doi.org/10.1017/S002211200500488X).
- [85] D. SHVARTS et al. Nonlinear evolution of multimode Rayleigh–Taylor instability in two and three dimensions. *Physics of Plasmas* 2.6 (1995). Number: 6. DOI : [10.1063/1.871476](https://doi.org/10.1063/1.871476).
- [86] A. CASNER, L. MASSE et al. Probing the deep nonlinear stage of the ablative Rayleigh-Taylor instability in indirect drive experiments on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas* 22.5 (2015). Number: 5. DOI : [10.1063/1.4918356](https://doi.org/10.1063/1.4918356).
- [87] C. HUETE et al. Analytical linear theory for the interaction of a planar shock wave with a two- or three-dimensional random isotropic acoustic wave field. *Physical Review E* 85.2 (2012). Number: 2. DOI : [10.1103/PhysRevE.85.026312](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.85.026312).
- [88] C. MATSUOKA et al. Linear and nonlinear interactions between an interface and bulk vortices in Richtmyer–Meshkov instability. *Physics of Plasmas* 27.11 (2020). Number: 11. DOI : [10.1063/5.0016553](https://doi.org/10.1063/5.0016553).
- [89] R. D. RICHTMYER. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Communications on Pure and Applied Mathematics* 13.2 (1960). Number: 2. DOI : [10.1002/cpa.3160130207](https://doi.org/10.1002/cpa.3160130207).
- [90] A. L. VELIKOVICH. Analytic theory of Richtmyer–Meshkov instability for the case of reflected rarefaction wave. *Physics of Fluids* 8.6 (1996). Number: 6. DOI : [10.1063/1.868938](https://doi.org/10.1063/1.868938).
- [91] V. N. GONCHAROV, O. V. GOTCHEV et al. Early stage of implosion in inertial confinement fusion: Shock timing and perturbation evolution. *Physics of Plasmas* 13.1 (2006). Number: 1. DOI : [10.1063/1.2162803](https://doi.org/10.1063/1.2162803).
- [92] J. L. PETERSON et al. The effects of early time laser drive on hydrodynamic
-

- instability growth in National Ignition Facility implosions. *Physics of Plasmas* 21.9 (2014). Number: 9.
DOI : 10.1063/1.4896708.
- [93] L. LIU et al. An elaborate experiment on the single-mode Richtmyer–Meshkov instability. *Journal of Fluid Mechanics* 853 (2018).
DOI : 10.1017/jfm.2018.628.
- [94] S. R. NAGEL et al. A platform for studying the Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instabilities in a planar geometry at high energy density at the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas* 24.7 (2017). Number: 7.
DOI : 10.1063/1.4985312.
- [95] E. E. MESHKOV. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dynamics* 4.5 (1972). Number: 5.
DOI : 10.1007/BF01015969.
- [96] O. A. HURRICANE, E. BURKE et al. Saturation of Richtmyer’s impulsive model. *Physics of Fluids* 12.8 (2000). Number: 8.
DOI : 10.1063/1.870462.
- [97] J. G. WOUCHUK. Growth rate of the Richtmyer–Meshkov instability when a rarefaction is reflected. *Physics of Plasmas* 8.6 (2001). Number: 6.
DOI : 10.1063/1.1369119.
- [98] J. G. WOUCHUK. Growth rate of the linear Richtmyer–Meshkov instability when a shock is reflected. *Physical Review E* 63.5 (2001). Number: 5.
DOI : 10.1103/PhysRevE.63.056303.
- [99] F. COBOS-CAMPOS et al. Analytical scalings of the linear Richtmyer–Meshkov instability when a rarefaction is reflected. *Physical Review E* 96.1 (2017). Number: 1.
DOI : 10.1103/PhysRevE.96.013102.
- [100] G. DIMONTE. A modal wave-packet model for the multi-mode Richtmyer–Meshkov instability. *Physics of Fluids* 33.1 (2021). Number: 1.
DOI : 10.1063/5.0032142.
- [101] E. AL SARRAF et al. Darrieus–Landau instability and Markstein numbers of premixed flames in a Hele–Shaw cell. *Proceedings of the Combustion Institute* 37.2 (2019). Number: 2.
DOI : 10.1016/j.proci.2018.05.030.
- [102] L. D. LANDAU. Slow combustion theory. *Zh. Eksp. Teor. Fiz* 14.6 (1944). Number: 6.
- [103] C. ALMARCHA et al. Experimental two dimensional cellular flames. *Physics of Fluids* 27.9 (2015). Number: 9.
DOI : 10.1063/1.4930914.
- [104] P. CLAVIN et F. A. WILLIAMS. Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large scale and low intensity. *Journal of Fluid Mechanics* 116 (1982).
DOI : 10.1017/S0022112082000457.

-
- [105] M. MATALON. The Darrieus–Landau instability of premixed flames. *Fluid Dynamics Research* 50.5 (2018). Number: 5.
DOI : 10.1088/1873-7005/aab510.
- [106] W. M. MANHEIMER. Steady-state planar ablative flow. *Physics of Fluids* 25.9 (1982). Number: 9.
DOI : 10.1063/1.863956.
- [107] R. S. CHUE. Chapman–Jouguet deflagrations. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 441 (1993).
DOI : 10.1098/rspa.1993.0082.
- [108] S. X. HU, R. EPSTEIN et al. Direct-drive double-shell implosion: A platform for burning-plasma physics studies. *Physical Review E* 100.6 (2019). Number: 6.
DOI : 10.1103/PhysRevE.100.063204.
- [109] L. TENGFEI et al. Effects of compressibility and Atwood number on the single-mode Rayleigh–Taylor instability. *Physics of Fluids* 32.1 (2020). Number: 1.
DOI : 10.1063/1.5131585.
- [110] H. TAKABE et al. Self-consistent growth rate of the Rayleigh–Taylor instability in an ablatively accelerating plasma. *Physics of Fluids* 28.12 (1985). Number: 12.
DOI : 10.1063/1.865099.
- [111] R. BETTI, V. N. GONCHAROV et al. Growth rates of the ablative Rayleigh–Taylor instability in inertial confinement fusion. *Physics of Plasmas* 5.5 (1998). Number: 5.
DOI : 10.1063/1.872802.
- [112] V. V. BYCHKOV, S. M. GOLBERG et al. Self-consistent model of the Rayleigh–Taylor instability in ablatively accelerated laser plasma. *Physics of Plasmas* 1.9 (1994). Number: 9.
DOI : 10.1063/1.870538.
- [113] V. N. GONCHAROV, R. BETTI, R. L. MCCRORY, P. SOROTOKIN et al. Self-consistent stability analysis of ablation fronts with large Froude numbers. *Physics of Plasmas* 3.4 (1996). Number: 4.
DOI : 10.1063/1.871730.
- [114] V. N. GONCHAROV, R. BETTI, R. L. MCCRORY et C. P. VERDON. Self-consistent stability analysis of ablation fronts with small Froude numbers. *Physics of Plasmas* 3.12 (1996). Number: 12.
DOI : 10.1063/1.872078.
- [115] G. VARILLON et al. Stability of ablation flows in inertial confinement fusion: Non-modal effects. *Physical Review E* 103.2 (2021). Number: 2.
DOI : 10.1103/PhysRevE.103.023211.
- [116] L. A. PICKWORTH et al. Development of new platforms for hydrodynamic instability and asymmetry measurements in deceleration phase of indirectly driven implosions on NIF. *Physics of Plasmas* 25.8 (2018). Number: 8.
DOI : 10.1063/1.5039744.
-

-
- [117] H. AZECHI et al. Comprehensive Diagnosis of Growth Rates of the Ablative Rayleigh–Taylor Instability. *Physical Review Letters* 98.4 (2007). Number: 4.
DOI : [10.1103/PhysRevLett.98.045002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.045002).
- [118] M. TEMPORAL et al. Hydrodynamic instabilities in ablative tamped flows. *Physics of Plasmas* 13.12 (2006). Number: 12.
DOI : [10.1063/1.2397041](https://doi.org/10.1063/1.2397041).
- [119] H. ZHANG et al. Nonlinear bubble competition of the multimode ablative Rayleigh–Taylor instability and applications to inertial confinement fusion. *Physics of Plasmas* 27.12 (2020). Number: 12.
DOI : [10.1063/5.0023541](https://doi.org/10.1063/5.0023541).
- [120] Y. ZHOU. Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. I. *Physics Reports* 720-722 (2017).
DOI : [10.1016/j.physrep.2017.07.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.07.005).
- [121] M. EL RAFEI et al. Three-dimensional simulations of turbulent mixing in spherical implosions. *Physics of Fluids* 31.11 (2019). Number: 11.
DOI : [10.1063/1.5113640](https://doi.org/10.1063/1.5113640).
- [122] D. A. MARTINEZ et al. Measurement of ablative Richtmyer–Meshkov evolution from laser imprint. *Physics of Plasmas* 24.10 (2017). Number: 10.
DOI : [10.1063/1.4991703](https://doi.org/10.1063/1.4991703).
- [123] Y. AGLITSKIY, A. L. VELIKOVICH et al. Direct observation of mass oscillations due to ablative Richtmyer–Meshkov instability and feedout in planar plastic targets. *Physics of Plasmas* 9.5 (2002). Number: 5.
DOI : [10.1063/1.1459459](https://doi.org/10.1063/1.1459459).
- [124] Y. AGLITSKIY, N. METZLER et al. Perturbation evolution started by Richtmyer–Meshkov instability in planar laser targets. *Physics of Plasmas* 13.8 (2006). Number: 8.
DOI : [10.1063/1.2227272](https://doi.org/10.1063/1.2227272).
- [125] O. V. GOTCHEV et al. Test of Thermal Transport Models through Dynamic Overpressure Stabilization of Ablation-Front Perturbation Growth in Laser-Driven CH Foils. *Physical Review Letters* 96.11 (2006). Number: 11.
DOI : [10.1103/PhysRevLett.96.115005](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.115005).
- [126] A. R. PIRIZ et N. A. TAHIR. Physics of ablative Rayleigh–Taylor and Landau–Darrieus instabilities. *New Journal of Physics* 15.1 (2013). Number: 1.
DOI : [10.1088/1367-2630/15/1/015013](https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/1/015013).
- [127] J. SANZ et al. The linear Darrieus–Landau and Rayleigh–Taylor instabilities in inertial confinement fusion revisited. *Physics of Plasmas* 13.10 (2006). Number: 10.
DOI : [10.1063/1.2356846](https://doi.org/10.1063/1.2356846).
- [128] F. GARCÍA-RUBIO et al. Magnetic-field generation and its effect on ablative Rayleigh–Taylor instability in diffusive ablation fronts. *Physics of Plasmas* 28.1 (2021). Number: 1.
DOI : [10.1063/5.0031015](https://doi.org/10.1063/5.0031015).
-

-
- [129] V. BYCHKOV, M. MODESTOV et al. The Darrieus–Landau instability in fast deflagration and laser ablation. *Physics of Plasmas* 15.3 (2008). Number: 3.
DOI : 10.1063/1.2898402.
- [130] <https://apod.nasa.gov>.
- [131] J. B. BELL et al. Adaptive low Mach number simulations of nuclear flame microphysics. *Journal of Computational Physics* 195.2 (2004). Number: 2.
DOI : 10.1016/j.jcp.2003.10.035.
- [132] M. J. KESKINEN et al. Multimode evolution of the ablative Richtmyer–Meshkov and Landau–Darrieus instability in laser imprint of planar targets. *Physics of Plasmas* 13.12 (2006). Number: 12.
DOI : 10.1063/1.2399460.
- [133] A. MAROCCHINO et al. Numerical study of the ablative Richtmyer–Meshkov instability of laser-irradiated deuterium and deuterium-tritium targets. *Physics of Plasmas* 17.11 (2010). Number: 11.
DOI : 10.1063/1.3505112.
- [134] G. C. JORDAN et al. The detonation mechanism of the pulsationally assisted gravitationally confined detonation model of Type Ia supernovae. *The Astrophysical Journal* 759.1 (2012). Number: 1.
DOI : 10.1088/0004-637X/759/1/53.
- [135] J. VONNEUMANN et al. A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks. *Journal of Applied Physics* 21.3 (1950). Number: 3.
DOI : 10.1063/1.1699639.
- [136] R. M. MORE et al. A new quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter. *Physics of Fluids* 31.10 (1988). Number: 10.
DOI : 10.1063/1.866963.
- [137] *Sesame: The Los Alamos National Laboratory Equation of State Database.*
- [138] A. J. KEMP et al. An equation of state code for hot dense matter, based on the QEOS description. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 415.3 (1998). Number: 3.
DOI : 10.1016/S0168-9002(98)00446-X.
- [139] S. FAIK et al. The equation of state package FEOS for high energy density matter. *Computer Physics Communications* 227 (2018).
DOI : 10.1016/j.cpc.2018.01.008.
- [140] A. COLAÏTIS et al. Real and complex valued geometrical optics inverse ray-tracing for inline field calculations. *Physics of Plasmas* 26.3 (2019). Number: 3.
DOI : 10.1063/1.5082951.
- [141] A. E. HUSSEIN et al. The role of laser wavelength on plasma generation and expansion of ablation plumes in air. *Journal of Applied Physics* 113.14 (2013). Number: 14.
DOI : 10.1063/1.4800925.
-

-
- [142] C. LABAUNE. Effect of the laser wavelength: A long story of laser-plasma interaction physics for Inertial Confinement Fusion Teller Medal Lecture. *EPJ Web of Conferences* 59 (2013). Sous la dir. de P. MORA et al.
DOI : [10.1051/epjconf/20135901012](https://doi.org/10.1051/epjconf/20135901012).
- [143] P. MORA. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *Physics of Fluids* 25.6 (1982). Number: 6.
DOI : [10.1063/1.863837](https://doi.org/10.1063/1.863837).
- [144] S. CHANDRASEKHAR. *Radiative Transfer*. Courier Corporation, (2013).
- [145] G. P. SCHURTZ et al. A nonlocal electron conduction model for multidimensional radiation hydrodynamics codes. *Physics of Plasmas* 7.10 (2000). Number: 10.
DOI : [10.1063/1.1289512](https://doi.org/10.1063/1.1289512).
- [146] B. FRYXELL. FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes. *The Astrophysical Journal Supplement Series* 131.1 (2000). Number: 1.
DOI : [10.1086/317361](https://doi.org/10.1086/317361).
- [147] C. ORBAN et al. A Radiation-Hydrodynamics Code Comparison for Laser-Produced Plasmas: FLASH versus HYDRA and the Results of Validation Experiments. *arXiv:1306.1584 [physics]* (2013). arXiv: 1306.1584.
- [148] <http://flash.uchicago.edu>.
- [149] <https://redmine.mcia.fr>.
- [150] <http://www-hpc.cea.fr>.
- [151] K. MURAWSKI et al. Numerical methods of solving equations of hydrodynamics from perspectives of the code FLASH. *Bulletin of the Polish Academy of Sciences: Technical Sciences* 59.1 (2011). Number: 1.
DOI : [10.2478/v10175-011-0012-3](https://doi.org/10.2478/v10175-011-0012-3).
- [152] P. WOODWARD et al. The numerical simulation of two-dimensional fluid flow with strong shocks. *Journal of Computational Physics* 54.1 (1984). Number: 1.
DOI : [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(84\)90142-6](https://doi.org/10.1016/0021-9991(84)90142-6).
- [153] S. GODUNOV et al. Finite difference method for numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics (1959).
- [154] A. HARTEN et al. On Upstream Differencing and Godunov-Type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws (2021).
- [155] E. F. TORO. *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction*. 3rd ed. OCLC: ocn401321914. Dordrecht ; New York : Springer, (2009).
- [156] L. SPITZER et al. Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas. *Physical Review* 89.5 (1953). Number: 5.
DOI : [10.1103/PhysRev.89.977](https://doi.org/10.1103/PhysRev.89.977).
-

-
- [157] D. G. COLOMBANT et al. Test of models for electron transport in laser produced plasmas. *Physics of Plasmas* 12.7 (2005). Number: 7.
DOI : 10.1063/1.1929777.
- [158] F. W. DOSS et al. The Shock/Shear platform for planar radiation-hydrodynamics experiments on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas* 22.5 (2015). Number: 5.
DOI : 10.1063/1.4918354.
- [159] A. CASNER, C. MAILLIET et al. Long-duration planar direct-drive hydrodynamics experiments on the NIF. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 60.1 (2018). Number: 1.
DOI : 10.1088/1361-6587/aa8af4.
- [160] V.A. SMALYUK, C.R. WEBER, O.L. LANDEN, S. ALI, B. BACHMANN et al. Recent and planned hydrodynamic instability experiments on indirect-drive implosions on the National Ignition Facility. *High Energy Density Physics* 36 (2020).
DOI : 10.1016/j.hedp.2020.100820.
- [161] J. P. SAUPPE et al. Modeling of direct-drive cylindrical implosion experiments with an Eulerian radiation-hydrodynamics code. *Physics of Plasmas* 26.4 (2019). Number: 4.
DOI : 10.1063/1.5083851.
- [162] S. PALANIYAPPAN et al. Hydro-scaling of direct-drive cylindrical implosions at the OMEGA and the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas* 27.4 (2020). Number: 4.
DOI : 10.1063/1.5144608.
- [163] V. A. SMALYUK, S. V. WEBER, D. T. CASEY et al. Hydrodynamic instability growth of three-dimensional, “native-roughness” modulations in x-ray driven, spherical implosions at the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas* 22.7 (2015). Number: 7.
DOI : 10.1063/1.4926591.
- [164] <https://nifuserguide.llnl.gov>.
- [165] C. YANG et al. Continuous phase plate for laser beam smoothing. *Applied Optics* 47.10 (2008). Number: 10.
DOI : 10.1364/AO.47.001465.
- [166] J. A. MAROZAS. Fourier transform-based continuous phase-plate design technique: a high-pass phase-plate design as an application for OMEGA and the National Ignition Facility. *Journal of the Optical Society of America A* 24.1 (2007). Number: 1.
DOI : 10.1364/JOSAA.24.000074.
- [167] J. NÉAUPORT et al. Design and optical characterization of a large continuous phase plate for Laser Integration Line and laser Megajoule facilities. *Applied Optics* 42.13 (2003). Number: 13.
DOI : 10.1364/AO.42.002377.
-

-
- [168] V. T. TIKHONCHUK. Physics of laser plasma interaction and particle transport in the context of inertial confinement fusion. *Nucl. Fusion* (2019).
- [169] A. CASNER, V. A. SMALYUK et al. Designs for highly nonlinear ablative Rayleigh-Taylor experiments on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas* 19.8 (2012). Number: 8.
DOI : [10.1063/1.4737901](https://doi.org/10.1063/1.4737901).
- [170] J. A. OERTEL, T. N. ARCHULETA et al. The large format x-ray imager. *Review of Scientific Instruments* 72.1 (2001). Number: 1.
DOI : [10.1063/1.1326005](https://doi.org/10.1063/1.1326005).
- [171] G. A. KYRALA et al. Measuring symmetry of implosions in cryogenic *Hohlraums* at the NIF using gated x-ray detectors (invited). *Review of Scientific Instruments* 81.10 (2010). Number: 10.
DOI : [10.1063/1.3481028](https://doi.org/10.1063/1.3481028).
- [172] B. HATCH et al. Performance and operational upgrades of x-ray streak camera photocathode assemblies at NIF. Sous la dir. de P. M. BELL et al. San Diego, California, United States, (2014).
DOI : [10.1117/12.2064042](https://doi.org/10.1117/12.2064042).
- [173] C. MAILLIET et al. Long-duration direct drive hydrodynamics experiments on the National Ignition Facility: Platform development and numerical modeling with CHIC. *Physics of Plasmas* 26.8 (2019). Number: 8.
DOI : [10.1063/1.5110684](https://doi.org/10.1063/1.5110684).
- [174] <https://www.prism-cs.com/Software/Propaceos/overview.html>.
- [175] B. L. HENKE. X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{-}30,000$ eV, $Z = 1\text{-}92$. *Atomic data and nuclear data tables* 54 (1993).
DOI : [10.1006/adnd.1993.1013](https://doi.org/10.1006/adnd.1993.1013).
- [176] R. L. MCCRORY et al. *Computer modeling and simulation in inertial confinement fusion*. Adam T. Drobot. New York : Springer-Verlag, (1989).
- [177] P. CLAVIN et L. MASSE. Instabilities of ablation fronts in inertial confinement fusion: A comparison with flames. *Physics of Plasmas* 11.2 (2004). Number: 2.
DOI : [10.1063/1.1634969](https://doi.org/10.1063/1.1634969).
- [178] S. ATZENI et al. *The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*. OUP Oxford. International Series of Monographs on Physics. (2004).
- [179] L. MASSE. Etude linéaire de l'instabilité du front d'ablation en fusion par confinement inertielle (2001).
- [180] F. A. WILLIAMS. *Combustion theory: the fundamental theory of chemically reacting flow systems*. 2nd ed. Combustion science and engineering series. Menlo Park, Calif : Benjamin/Cummings Pub. Co, (1985).

-
- [181] D. D. MORRISON et al. Multiple shooting method for two-point boundary value problems. *Communications of the ACM* 5.12 (1962). Number: 12.
DOI : [10.1145/355580.369128](https://doi.org/10.1145/355580.369128).
- [182] W. H. PRESS, éd. *FORTRAN numerical recipes*. 2nd ed. Cambridge [England] ; New York : Cambridge University Press, (1996).
- [183] T. GOUDAL et al. Numerical and analytical investigations of the ablative Landau-Darrieus instability. *Physics of Plasma* (en cours).
- [184] <https://www.lle.rochester.edu>.
- [185] T. R. BOEHLY et al. Initial performance results of the OMEGA laser system. *Optics Communications* (1997).
DOI : [10.1016/S0030-4018\(96\)00325-2](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(96)00325-2).
- [186] J.J. MACFARLANE. VISRAD—A 3-D view factor code and design tool for high-energy density physics experiments. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 81.1-4 (2003). Number: 1-4.
DOI : [10.1016/S0022-4073\(03\)00081-5](https://doi.org/10.1016/S0022-4073(03)00081-5).
- [187] F. M. KONG et al. *Low-density carbonized resorcinol-formaldehyde foams. Final report*. Rapp. tech. UCRL-LR-106946, 6108157. Issue: UCRL-LR-106946, 6108157. (1991).
DOI : [10.2172/6108157](https://doi.org/10.2172/6108157).
- [188] S. BHANDARKAR et al. Fabrication of Low-Density Foam Liners in Hohlräume for NIF Targets. *Fusion Science and Technology* 73.2 (2018). Number: 2.
DOI : [10.1080/15361055.2017.1406248](https://doi.org/10.1080/15361055.2017.1406248).
- [189] Y. KANEYASU et al. Fabrication of disk-shaped, deuterated resorcinol/formaldehyde foam target for laser-plasma experiments. *High Power Laser Science and Engineering* 9 (2021).
DOI : [10.1017/hpl.2021.15](https://doi.org/10.1017/hpl.2021.15).
- [190] J. VELECHOVSKY et al. Hydrodynamic modeling of laser interaction with microstructured targets. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 58.9 (2016). Number: 9.
DOI : [10.1088/0741-3335/58/9/095004](https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/9/095004).
- [191] S. X. HU, W. THEOBALD et al. Mitigating laser-imprint effects in direct-drive inertial confinement fusion implosions with an above-critical-density foam layer. *Physics of Plasmas* 25.8 (2018). Number: 8.
DOI : [10.1063/1.5044609](https://doi.org/10.1063/1.5044609).
- [192] M. DOZIÈRES et al. Characterization of an imploding cylindrical plasma for electron transport studies using x-ray emission spectroscopy. *Physics of Plasmas* 27.2 (2020). Number: 2.
DOI : [10.1063/1.5125271](https://doi.org/10.1063/1.5125271).
- [193] I. PRENCIPE et al. Development of foam-based layered targets for laser-driven ion beam production. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 58.3 (2016). Number: 3.
DOI : [10.1088/0741-3335/58/3/034019](https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/3/034019).
-

-
- [194] D. BATANI et al. Use of low-density foams as pressure amplifiers in equation-of-state experiments with laser-driven shock waves. *Physical Review E* 63.4 (2001). Number: 4.
DOI : 10.1103/PhysRevE.63.046410.
- [195] S. Yu. GUS'KOV et al. Laser-supported ionization wave in under-dense gases and foams. *Physics of Plasmas* 18.10 (2011). Number: 10.
DOI : 10.1063/1.3642615.
- [196] V. T. TIKHONCHUK et al. Studies of laser-plasma interaction physics with low-density targets for direct-drive inertial confinement fusion on the Shenguang III prototype. *Matter and Radiation at Extremes* 6.2 (2021). Number: 2.
DOI : 10.1063/5.0023006.
- [197] M. CIPRIANI et al. Laser-driven hydrothermal wave speed in low-Z foam of over-critical density. *Physics of Plasmas* 25.9 (2018). Number: 9.
DOI : 10.1063/1.5041511.
- [198] P. M. CELLIERS et al. Line-imaging velocimeter for shock diagnostics at the OMEGA laser facility. *Review of Scientific Instruments* 75.11 (2004). Number: 11.
DOI : 10.1063/1.1807008.
- [199] J. E. MILLER et al. Streaked optical pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on OMEGA. *Review of Scientific Instruments* 78.3 (2007). Number: 3.
DOI : 10.1063/1.2712189.
- [200] S. BRYGOO et al. Evidence of hydrogen-helium immiscibility at Jupiter-interior conditions. *Nature* 593.7860 (2021). Number: 7860.
DOI : 10.1038/s41586-021-03516-0.
- [201] H. K. CHUNG et al. FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. *High Energy Density Physics* 1.1 (2005). Number: 1.
DOI : 10.1016/j.hedp.2005.07.001.
- [202] Y. KIM et al. Experimental validation of shock propagation through a foam with engineered macro-pores. *Physics of Plasmas* 28.1 (2021). Number: 1.
DOI : 10.1063/5.0024697.
- [203] Y. ELBAZ et al. Modal model mean field self-similar solutions to the asymptotic evolution of Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities and its dependence on the initial conditions. *Physics of Plasmas* 25.6 (2018). Number: 6.
DOI : 10.1063/1.5031922.
- [204] K. KATAGIRI et al. Pressure amplification effect of using resorcinol/formaldehyde foam ablaters in laser-shock experiments. *Physics of Plasmas* 28.7 (2021). Number: 7.
DOI : 10.1063/5.0048651.
- [205] N. H. ABEL. Auflösung einer mechanischen. *Journal für die reine und angewandte Mathematik* 1 (1826).
DOI : 10.1515/crll.1826.1.153.
-

-
- [206] O. POUJADE, M. FERRI et al. New radiographic image processing tested on the simple and double-flux platform at OMEGA. *Physics of Plasmas* 24.10 (2017). Number: 10.
DOI : 10.1063/1.5002697.
- [207] L. ANTONELLI et al. Laser-driven shock waves studied by x-ray radiography. *Physical Review E* 95.6 (2017). Number: 6.
DOI : 10.1103/PhysRevE.95.063205.
- [208] R. P. DRAKE. *High-Energy-Density Physics: Foundation of Inertial Fusion and Experimental Astrophysics*. Springer International Publishing. (2018).
- [209] T. GOUDAL et al. Exploring the Landau-Darrieus instability in High Energy Density conditions on NIF: experimental design and preparatory experiments, *Physics of Plasma*. *Physics of Plasma* (en cours).
- [210] G. WENSHUO et al. An improved Sobel edge detection. *2010 3rd International Conference on Computer Science and Information Technology*. Chengdu, China : IEEE, (2010).
DOI : 10.1109/ICCSIT.2010.5563693.
- [211] Lijun DING et al. On the Canny edge detector. *Pattern Recognition* 34.3 (2001). Number: 3.
DOI : 10.1016/S0031-3203(00)00023-6.
- [212] N. KIRYATI et al. A probabilistic Hough transform. *Pattern Recognition* 24.4 (1991). Number: 4.
DOI : 10.1016/0031-3203(91)90073-E.
- [213] <https://www.nist.gov>.
- [214] J. P. KNAUER et al. Single-mode, Rayleigh-Taylor growth-rate measurements on the OMEGA laser system. *Physics of Plasmas* 7.1 (2000). Number: 1.
DOI : 10.1063/1.873802.
- [215] B. D. ARHATARI et al. Elemental Contrast X-ray Tomography Using Ross Filter Pairs with a Polychromatic Laboratory Source. *Scientific Reports* 7.1 (2017). Number: 1.
DOI : 10.1038/s41598-017-00304-7.
- [216] D. HAAS et al. Dynamics of low density coronal plasma in low current x-pinch. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 49.8 (2007). Number: 8.
DOI : 10.1088/0741-3335/49/8/004.
- [217] I. V. KHUTORETSKY. Design of an optimal Ross filter system for x-ray spectra measurements in the range of 8.98–88 keV. *Review of Scientific Instruments* 66.1 (1995). Number: 1.
DOI : 10.1063/1.1146285.
- [218] J. R. FEIN et al. Mitigation of hot electrons from laser-plasma instabilities in high-Z, highly ionized plasmas. *Physics of Plasmas* 24.3 (2017). Number: 3.
DOI : 10.1063/1.4978625.
- [219] J. A. OERTEL, C. BARNES et al. *The Gated X-ray Detector for the National Ig-*
-

-
- nition Facility*. Rapp. tech. UCRL-TR-224211, 896014. Issue: UCRL-TR-224211, 896014. (2006).
DOI : 10.2172/896014.
- [220] D. C. WILSON et al. The first cryogenic DT layered, beryllium capsule implosion at the National Ignition Facility (2015).
- [221] O. A. HURRICANE, D. A. CALLAHAN et al. The high-foot implosion campaign on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas* 21.5 (2014). Number: 5.
DOI : 10.1063/1.4874330.
- [222] E. C. HARDING. Observations of shear flows in high-energy-density plasmas. Thèse de doct. Michigan, (2010).
- [223] F. GARCÍA-RUBIO et al. Self-consistent theory of the Darrieus–Landau and Rayleigh–Taylor instabilities with self-generated magnetic fields. *Physics of Plasmas* 27.11 (2020). Number: 11.
DOI : 10.1063/5.0022811.
- [224] A. PINEAU et al. Improved modeling of the solid-to-plasma transition of polystyrene ablator for laser direct-drive inertial confinement fusion hydrocodes. *Physical Review E* 104.1 (2021). Number: 1.
DOI : 10.1103/PhysRevE.104.015210.
- [225] B. SRINIVASAN et al. The mitigating effect of magnetic fields on Rayleigh–Taylor unstable inertial confinement fusion plasmas. *Physics of Plasmas* 20.5 (2013). Number: 5.
DOI : 10.1063/1.4803092.
- [226] J. NARKIS et al. Mitigation of magneto-Rayleigh–Taylor instability growth in a triple-nozzle, neutron-producing gas-puff Z pinch. *Physical Review E* 104.2 (2021). Number: 2.
DOI : 10.1103/PhysRevE.104.L023201.
- [227] W. SUN et al. Suppressing kelvin–helmholtz instability with an external magnetic field. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 62.6 (2020). Number: 6.
DOI : 10.1088/1361-6587/ab84ad.
- [228] D. RESCHKE. Recent Progress with EU-XFEL. *Proceedings of SRF2015* (2015).
- [229] V. BOUFFETIER, L. CEURVORST et al. Proof-of-concept Talbot–Lau x-ray interferometry with a high-intensity, high-repetition-rate, laser-driven K-alpha source. *Applied Optics* 59.27 (2020). Number: 27.
DOI : 10.1364/AO.398839.

Annexe A

Fichier d'entrée standard du code FLASH

Après l'installation du code FLASH, un grand nombre d'exemples est inclus sous le dossier 'source/Simulation/SimulationMain'. De nombreuses configurations physiques sont déjà implémentées et peuvent être adaptées selon les besoins (choc de Sedov, test de Sod, effondrement gravitationnel, ...). Voici un exemple typique de fichier d'entrée utilisé pour simuler les configurations 2D présentées dans le manuscrit :

```
#####  
#                                     #  
#      I/O PARAMETERS                 #  
#                                     #  
#####  
### Checkpoint Options ###  
checkpointFileIntervalTime = 2.0e-09  
  
### Plot Options ###  
plotFileNumber           = 0  
plotFileIntervalTime    = 0.5e-09  
  
plot_var_1 = "dens"  
plot_var_2 = "depo"  
plot_var_3 = "tele"  
plot_var_4 = "tion"  
plot_var_5 = "trad"  
plot_var_6 = "ye  "  
plot_var_7 = "sumy"  
plot_var_8 = "cham"  
plot_var_9 = "targ"  
plot_var_10 = "velx"  
plot_var_11 = "vely"  
plot_var_12 = "pres"
```



```

### Restart Options ###
restart = .false.
checkpointFileNumber = 0

#####
#
#      RADIATION/OPACITY PARAMETERS      #
#
#####
rt_useMGD = .true.

rt_mgdNumGroups = 6
rt_mgdBounds_1 = 1.0e-01
rt_mgdBounds_2 = 1.0e+00
rt_mgdBounds_3 = 1.0e+01
rt_mgdBounds_4 = 1.0e+02
rt_mgdBounds_5 = 1.0e+03
rt_mgdBounds_6 = 1.0e+04
rt_mgdBounds_7 = 1.0e+05
rt_mgdFlMode   = "fl_harmonic"
rt_mgdFlCoef   = 1.0

rt_mgdXlBoundaryType = "reflecting"
rt_mgdXrBoundaryType = "vacuum"
rt_mgdYlBoundaryType = "vacuum"
rt_mgdYrBoundaryType = "reflecting"
rt_mgdZlBoundaryType = "reflecting"
rt_mgdZrBoundaryType = "reflecting"

useOpacity = .true.

### SET CHAMBER (HELIUM) OPACITY OPTIONS ###
op_chamAbsorb = "op_tabpa"
op_chamEmiss  = "op_tabpe"
op_chamTrans  = "op_tabro"
op_chamFileType = "ionmix4"
op_chamFileName = "he-imx-005.cn4"

### SET TARGET (POLYSTYRENE) OPACITY OPTIONS ###
op_targAbsorb = "op_tabpa"
op_targEmiss  = "op_tabpe"
op_targTrans  = "op_tabro"
op_targFileType = "ionmix4"
op_targFileName = "CH-imx-008.cn4"

#####

```

```

# #
# LASER PARAMETERS #
# #
#####
useEnergyDeposition = .true.
ed_maxRayCount      = 100000
ed_gradOrder        = 2
ed_adjustBeamsTargetIntensity = .true.

### LASER IO OPTIONS ###
ed_useLaserIO = .false.

### SETUP LASER PULSES ###
ed_numberOfPulses = 1

# Define Pulse 1:
ed_numberOfSections_1 = 4
ed_time_1_1 = 0.0e-09
ed_time_1_2 = 0.1e-09
ed_time_1_3 = 15.0e-09
ed_time_1_4 = 15.1e-09

ed_power_1_1 = 0.0
ed_power_1_2 = 1.66e+10
ed_power_1_3 = 1.66e+10
ed_power_1_4 = 0.0

### SETUP LASER BEAM ###
ed_numberOfBeams = 1

# Setup Gaussian Beam:
ed_lensX_1          = 424.47e-04
ed_lensY_1          = -500.0e-04
ed_lensSemiAxisMajor_1 = 550.0e-04
ed_targetX_1        = 0.0e-04
ed_targetY_1        = 500.0e-04
ed_targetSemiAxisMajor_1 = 550.0e-04
ed_pulseNumber_1    = 1
ed_wavelength_1     = 0.351
ed_crossSectionFunctionType_1 = "gaussian1D"
ed_gaussianExponent_1 = 8
ed_gaussianRadiusMajor_1 = 550e-04
ed_gaussianRadiusMinor_1 = 550e-04
ed_numberOfRays_1   = 8192
ed_gridType_1       = "statistical1D"

#####

```

```

#                                     #
#      CONDUCTION PARAMETERS          #
#                                     #
#####
useDiffuse          = .true.
useConductivity     = .true.
diff_useEleCond     = .true.
diff_eleFlMode      = "fl_larsen"
diff_eleFlCoef      = 0.06
diff_thetaImplct    = 1.0

diff_eleXlBoundaryType = "outflow"
diff_eleXrBoundaryType = "outflow"
diff_eleYlBoundaryType = "outflow"
diff_eleYrBoundaryType = "outflow"
diff_eleZlBoundaryType = "neumann"
diff_eleZrBoundaryType = "neumann"

#####
#                                     #
#      HEAT EXCHANGE PARAMETERS      #
#                                     #
#####
useHeatexchange = .true.

#####
#                                     #
#      EOS PARAMETERS                #
#                                     #
#####
eosModeInit       = "dens_temp_gather"
smallt            = 1.0
smallx            = 1.0e-99
eos_useLogTables  = .false.

# Target material defaults set for polystyrene at room
#   temperature:

sim_rhoTarg       = 1.04
sim_teleTarg      = 290.11375
sim_tionTarg      = 290.11375
sim_tradTarg      = 290.11375
ms_targA          = 6.5
ms_targZ          = 3.5
ms_targZMin       = 0.02
eos_targEosType   = "eos_tab"

```

```
eos_targSubType    = "ionmix4"
eos_targTableFile  = "CH-imx-008.cn4"

# Chamber material defaults set for Helium at room
  temperature:
sim_rhoCham        = 1e-08
sim_teleCham       = 290.11375
sim_tionCham       = 290.11375
sim_tradCham       = 290.11375
ms_chamA           = 4.0
ms_chamZ           = 2.0
ms_chamZMin        = 0.02
eos_chamEosType    = "eos_tab"
eos_chamSubType    = "ionmix4"
eos_chamTableFile  = "he-imx-005.cn4"

#####
#                               #
#   HYDRO PARAMETERS           #
#                               #
#####
useHydro = .true.

order          = 3           # Interpolation order (first/
  second/third/fifth order)
slopeLimiter   = "minmod"    # Slope limiters (minmod, mc,
  vanLeer, hybrid, limited)
LimitedSlopeBeta = 1.        # Slope parameter for the "
  limited" slope by Toro
charLimiting   = .true.      # Characteristic limiting vs.
  Primitive limiting
use_avisc      = .true.      # use artificial viscosity (
  originally for PPM)
cvisc         = 0.1         # coefficient for artificial
  viscosity
use_flattening = .false.     # use flattening (dissipative) (
  originally for PPM)
use_steepening = .false.     # use contact steepening (
  originally for PPM)
use_upwindTVD  = .false.     # use upwind biased TVD slope for
  PPM (need nguard=6)
RiemannSolver  = "hllc"     # Roe, HLL, HLLC, LLF, Marquina,
  hybrid
entropy        = .false.     # Entropy fix for the Roe solver
shockDetect    = .false.     # Shock Detect for numerical
  stability
use_hybridOrder = .true.     # Enforce Riemann density jump
```

```
# Hydro boundary conditions:
xl_boundary_type = "outflow"
xr_boundary_type = "outflow"
yl_boundary_type = "outflow"
yr_boundary_type = "outflow"
zl_boundary_type = "reflect"
zr_boundary_type = "reflect"

#####
#                               #
#   INITIAL CONDITIONS         #
#                               #
#####

# Target/Vacuum dimensions
sim_targetRadius = 1250.0e-04
sim_targetHeight = 500.0e-04
sim_vacuumHeight = 500.0e-04

# Target modulations
sim_modAmplitude = 0.0e-04
sim_modPeriod    = 50.0e-04
sim_modPhase     = 0.0

#####
#                               #
#   TIME PARAMETERS           #
#                               #
#####
cfl      = 0.4
tmax     = 15.0e-09
dtmin    = 1.0e-15
dtinit   = 1.0e-15
dtmax    = 3.0e-09
nend     = 10000000

#####
#                               #
#   MESH PARAMETERS          #
#                               #
#####
geometry = "cartesian"

# Domain size:
```

```
xmin = -1250.0e-04  
xmax = 1250.0e-04  
ymin = 0.0e-04  
ymax = 1000.0e-04
```

```
# Total number of blocks:
```

```
nblockx = 5  
nblocky = 2
```

```
lrefine_max = 6  
lrefine_min = 1  
refine_var_1 = "dens"  
refine_var_2 = "tele"
```

Annexe B

Forme matricielle de l'écoulement perturbé du modèle

Dans cette annexe, les coefficients matriciels utilisés pour la résolution numérique ALPES du système d'équations perturbées sont détaillés.

$$\mathcal{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & 0 & 0 \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_{44} & A_{45} \\ A_{51} & A_{52} & A_{53} & A_{54} & 0 \end{bmatrix} \quad \mathcal{B} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\left(\hat{k}^2 + \frac{\bar{\rho}\hat{\sigma}}{K}\right) \frac{d\bar{T}}{d\xi} \\ \frac{\hat{\sigma} d\bar{\rho}}{\bar{\rho} d\xi} \\ i\hat{k} \frac{d\bar{p}}{d\xi} \\ \hat{\sigma} \left(\bar{\rho} \frac{d\bar{v}_x}{d\xi} - \frac{1 d\bar{\rho}}{\bar{\rho} d\xi} \right) \end{bmatrix}$$

$$A_{21} = \left(\hat{k}^2 T - n \frac{\bar{\lambda} d^2 \bar{T}}{\bar{T} d\xi^2} + \bar{\rho} \hat{\sigma} - \frac{\bar{\rho} \bar{v}_x d\bar{T}}{\bar{T} d\xi} - n(n-1) \frac{\bar{\lambda}}{\bar{T}^2} \left(\frac{d\bar{T}}{d\xi} \right)^2 \right) \frac{1}{\bar{\lambda}}$$

$$A_{22} = \left(1 - 2n \frac{\bar{\lambda} d\bar{T}}{\bar{T} d\xi} \right) \frac{1}{\bar{\lambda}}$$

$$A_{23} = \frac{\bar{\rho} d\bar{T}}{\bar{\lambda} d\xi}$$

$$A_{31} = \left(\hat{\sigma} + \frac{d\bar{v}_x}{d\xi} + \bar{v}_x \left[\frac{1 d\bar{\rho}}{\bar{\rho} d\xi} - \frac{1 d\bar{T}}{\bar{T} d\xi} \right] \right) \frac{1}{\bar{T}}$$

$$A_{32} = \frac{\bar{v}_x}{\bar{T}}$$

$$A_{33} = -\frac{1 d\bar{\rho}}{\bar{\rho} d\xi}$$

$$A_{34} = -i\hat{k}$$

$$A_{44} = -\hat{\sigma}\bar{\rho}$$

$$A_{45} = -i\hat{k}$$

$$A_{51} = \left([\bar{\rho}\bar{v}_x - 1] \frac{\bar{v}_x}{d\xi} - \frac{\bar{v}_x d\bar{\rho}}{\bar{\rho} d\xi} + \frac{\bar{v}_x d\bar{T}}{\bar{T} d\xi} - \hat{\sigma} \right) \frac{1}{\bar{T}}$$

$$A_{52} = -\frac{\bar{v}_x}{\bar{T}}$$

$$A_{53} = -\bar{\rho} \left(\hat{\sigma} + \frac{d\bar{v}_x}{d\xi} \right) + \frac{1 d\bar{\rho}}{\bar{\rho} \xi}$$

$$A_{54} = i\hat{k}$$