



HAL
open science

Instabilités hydrodynamiques : Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution

Gabriel Rigon

► **To cite this version:**

Gabriel Rigon. Instabilités hydrodynamiques : Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2020. Français. NNT : 2020IPPAX020 . tel-03155653

HAL Id: tel-03155653

<https://theses.hal.science/tel-03155653v1>

Submitted on 2 Mar 2021

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.



INSTITUT
POLYTECHNIQUE
DE PARIS

NNT : 2020IPPAX020

Thèse de doctorat



Instabilités hydrodynamiques : Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à École Polytechnique

École doctorale n°626 Institut Polytechnique de Paris (ED IP Paris)
Spécialité de doctorat : Laser et Plasma

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 15 juin 2020, par

GABRIEL RIGON

Composition du Jury :

Jean-Marc Bonnet-Bidaud Directeur de recherche, CEA Saclay (UMR AIM)	Président
Daniel Vanderhaegen Directeur de recherche, CEA DAM DIF	Rapporteur
François Guyot Professeur, Muséum National d'Histoire Naturelle (UMR 7590)	Rapporteur
Andrea Ciardi Maître de conférence, Sorbonne Université	Examineur
Thibaut de Rességuier Directeur de Recherche, Institut Pprime (UPR 3346)	Examineur
Michel Koenig DR1, École polytechnique, Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (UMR 7605)	Directeur de thèse
Alexis Casner Directeur de recherche, Centre Lasers Intenses et Application (UMR 5107)	Co-directeur de thèse

Remerciements

Les remerciements sont le début traditionnel de tout manuscrit de thèse. Ils peuvent paraître surprenants et inattendus pour tout lecteur n'ayant eu que peu de contact avec le métier qu'est la recherche ou pour ceux qui ne font que leur premier pas sur cet ardu chemin qu'est le doctorat. Ces derniers découvriront sans doute, que le travail du chercheur bien qu'intime et personnel ne pourrait s'effectuer solitairement. Une multitude d'acteurs visibles ou non jonche le chemin de cette exploration de l'inconnu. Sans eux le premier pas ne pourrait être effectué, la connaissance ne pourrait être enrichie.

Arriver au couronnement de ces trois années d'étude, qui n'est en réalité que le rite de passage dans la vie du chercheur, il me paraît bon de m'arrêter et de ne plus observer uniquement le reste de ce parcours, ce futur omniprésent lors d'une thèse, matérialisé par la présence de ses échéances, mais aussi le passé et mon cheminement ces années durant. Une simple introspection révèle que de nombreuses personnes ont contribué à cette réussite, certains ayant eu une influence antérieure au début de ces travaux. Il paraît alors légitime de reconnaître l'implication de l'ensemble de ces personnes et de les en remercier. Ces quelques lignes, bien que dérisoires sont essentielles, compte tenu du résultat cumulé, de leurs influences et travaux, se trouvant actuellement entre vos mains. En effet, elles marquent pour bien d'entre eux la seule reconnaissance écrite officiellement formulée que je leur porte. Car, seuls ceux dont le travail est intimement lié au mien partagent avec moi leur nom sur des articles scientifiques ou autres publications officielles. Il serait donc de bon ton, quoique quelque peu paradoxal, de consacrer le début de mes remerciements à cette masse dont je ne connais pas forcément les noms ou les visages. Devrais-je ainsi commencer : « Aux oubliés ».

Devrais-je continuer par énoncer l'évidence et rappeler que loin d'être orphelin tout travail scientifique est basé sur un développement de science effectué au cours des siècles passés. Cette histoire est partiellement reconnue par les citations d'articles ou de livre scientifiques jonchant cette thèse. Mais la production des connaissances préalables n'est pas suffisante à la réalisation d'un travail de recherche, il est nécessaire de transmettre cette connaissance. En cela, je souhaiterais remercier le système éducatif et les personnes le faisant fonctionner qui m'ont permis de me trouver au point de départ de cette épopée du savoir. Les enseignants m'ayant transmis leur savoir, mes camarades avec qui j'ai pu discuter et intégrer ses connaissances, et l'enveloppe administrative ayant permis de tels échanges, ont tous contribué à faire de moi l'individu que j'étais au début de cette thèse.

Bien entendu, cela ne marque que le point de départ de cette thèse, son passé. Le présent de ces travaux comporte lui aussi son lot d'acteurs ayant pour la plupart eu un impact encore plus direct sur leur réalisation. Comme de nombreuses recherches à composante expérimentale, ces travaux n'auraient pu être réalisés en dehors d'un laboratoire scientifique, d'une équipe de recherche, de collaboration scientifique ou sans aides techniques ou financières.

Ma première pensée va forcément à l'équipe de recherche dont je faisais partie, car ses membres ont accompagné mon quotidien et mon travail quatre années durant. Mon directeur de recherche, Michel Koenig, qui fut aussi mon maître de stage, m'a accueilli au sein de son équipe, m'a permis de comprendre le monde de la recherche et a surtout mis en place les conditions idéales pour mon épanouissement en tant que chercheur. Je m'estime être des plus chanceux pour avoir ainsi pu bénéficier d'autant de collaborations internationales, d'expériences sur de nombreuses installations laser, et de places dans des conférences à portée internationale. Sa longue expérience, apparaissant souvent au travers de réminiscences comptées, m'a aussi été bénéfique car pointant vers diverses vagues pistes d'approfondissement. Mon codirecteur de thèse, Alexis Casner, était aussi l'instigateur (ou co-instigateur avec Michel Koenig) de nombreuses expériences. C'est lui qui amena au LULI la thématique des instabilités de Rayleigh-Taylor. Du fait de son éloignement physique, son laboratoire de rattachement se trouvant à Bordeaux, je n'ai que rarement pu échanger directement avec lui (la plupart de nos échanges ne furent malheureusement que téléphoniques). Les autres membres de l'équipe de recherche, en tant que force laborieuse, ont partagé plus directement mon quotidien, que ce soit au travers de nos discussions, travaux, repas, participation aux conférences. . . Bruno Albertazzi, un post-doctorant amical, m'a largement formé lors des expériences lasers. Il fut aussi de bon conseil sur de nombreux aspects scientifiques et sur ma compréhension du fonctionnement du monde de la recherche. Thibault Michel, un doctorant avec qui j'ai commencé ma thèse, fut un camarade lors de cette aventure. Nous avons beaucoup partagé lors de ces trois années face à face dans le même bureau. Cet individu jovial fut la personne avec qui sûrement j'ai passé le plus clair de mon temps : travail, conférence, école d'été, restaurant, hôtel, bar, karaoké. . . Paul Mabey, un sympathique post-doctorant arrivé au cours de ma thèse, qui fit part de son expérience. J'espère que nous ne l'avons pas trop embêté à lui demander, perpétuellement, des corrections d'articles du simple fait de sa nationalité. Une rapide mention aussi à Roman Yurchak, ancien doctorant

de Michel Koenig, qui bien qu'il ait arrêté la recherche depuis plus de trois ans, prend encore le temps de répondre aux questions qu'il reçoit par mail.

Un grand merci à l'ensemble du laboratoire de recherche, LULI, m'ayant accueilli. À Patrick Audebert, son directeur, et Sylvie Jacquemot, sa codirectrice, ainsi qu'au reste du personnel administratif, Elodie, Elorri, Laurence, Myriam, qui ont rendu ce séjour possible en réglant de nombreuses questions administratives. Je remercie aussi l'ensemble des chercheurs, doctorants et post-doctorants, ayant pour certains accompagné une partie de mon quotidien au travers de discussions, repas, café. Je pense à : Alessandra et Alessandra, Alexandre, Alice, Ambra, Cédric, Claire, Frédéric, Guilhem, Jean-Raph, Livia, Luke, Marco, Mickaël, Pierre, Raphaël, Ricardo, Simon, Sophie, Tommaso, Vincent. . . et tous ceux que j'ai pu malencontreusement oublier. Je souhaiterais enfin remercier le personnel technique du LULI2000 ayant permis le bon déroulement des expériences et avec qui j'ai pu faire quelques barbecues. Ainsi je remercie : Anthony, Cyril, Doina, Émilie, Fabien, Franck, Jacques, Joanna, Jordan, Joseph, Loïc, Olivier, Sandra, Sylvain, Yohann. . . Je tiens aussi à remercier Mathieu Chevrot et Frederick Lefèvre qui se sont fortement investis lors de nos expériences, dépassant allégrement leurs obligations sans espérer de compensation. Ils nous ont ainsi permis de plus amples avancées sur nos travaux.

Je tenais aussi à remercier ceux qui nous ont aidé hors du LULI : les techniciens des autres installations lasers sur lesquelles nous avons travaillé ainsi que les chercheurs et étudiants avec lesquels nous avons travaillé. Je pense notamment à feu Anatoly, Emeric, Jean, Lucile, Masato, Norimasa, Olivier et Olivier, Petros, Sergey, Takayoshi, Tatiana, Youichi et leurs nombreux étudiants.

Je pense aussi à tous ceux qui ne sont pas directement impliqués dans mes travaux scientifiques mais ont néanmoins pu me soutenir lors de cette thèse. Je pense notamment à mes différents colocataires : Aisling, Alexandre, Anthony, Claire, Florian, Loïc, Matthieu, Pierre, Sylvain, dont certains m'ont précédé sur le chemin du doctorat, et aussi à ma famille qui m'a accompagné avant et pendant cette thèse et qui m'accompagneront sûrement aussi par la suite.

Je tiens enfin à remercier les membres de mon jury de thèse : Jean-Marc Bonnet-Bidaud (ayant accepté de présider ce jury), Andrea Ciardi, Thibault de Ressaiguier, et en particulier mes rapporteurs, Daniel Vanderhaegen et François Guyot, qui ont pris le temps de lire ma thèse et de faire des retours ou de soulever des questions ayant permis d'améliorer son contenu. Je remercie aussi tout lecteur prenant le temps de lire cet ouvrage et serai heureux s'ils en apprécient le contenu.

Table des matières

1 Généralités sur la physique des hautes densités d'énergie	13
1.1 Introduction à la HDE et à ses expériences	13
1.1.1 Définition de la HDE	13
1.1.2 L'étude de la dynamique des systèmes	14
1.1.3 L'étude des propriétés thermodynamiques	16
1.2 Atteindre la HDE : l'onde de choc	17
1.2.1 Physique d'un choc	18
1.2.2 Relations de Rankine-Hugoniot	18
1.2.3 Choc et interface	19
1.2.4 Création d'onde de choc par laser	22
1.3 Astrophysique de laboratoire comme cas particulier de HDE	24
1.3.1 Principes et lois d'échelle	25
1.3.2 Exemple de traitement de systèmes similaires : identification des nombres adimensionnés	27
1.3.3 Nombres adimensionnés	27
2 Généralités hydrodynamiques	33
2.1 Les instabilités hydrodynamiques	33
2.1.1 Instabilité de Rayleigh-Taylor	34
2.1.2 Instabilité de Richtmyer-Meshkov : un cas particulier d'IRT	41
2.1.3 Instabilité secondaire de Kelvin-Helmholtz	43
2.2 Les instabilités en HDE	45
2.2.1 L'instabilité en FCI	45
2.2.2 L'instabilité en astrophysique	46
2.3 La turbulence	53
2.3.1 Introduction à la turbulence	53
2.3.2 Turbulence - propriétés annexes et instabilité	55
2.3.3 Effet de la turbulence en HDE	56
3 Concept et Méthodes	63
3.1 Les lasers de puissance : la source d'énergie	63
3.1.1 L'installation LULI2000	64
3.1.2 L'installation GEKKO XII - chambre 2	65
3.1.3 Autres installations	66
3.1.4 Façonner le laser	68
3.1.5 Compenser les fluctuations lasers	71
3.2 Des cibles favorisant l'IRT	72
3.2.1 Présentation des cibles	72
3.2.2 Concept et utilité - le choix des éléments de cible	74
3.2.3 Problèmes liés aux cibles	78
3.3 Les diagnostics nécessaires à l'observation	80
3.3.1 Caractéristiques des diagnostics	80
3.3.2 Diagnostics optiques	82
3.3.3 Détails sur la radiographie X et le développement de détecteur	85
3.4 Des codes de simulations pour préparer et interpréter	105

3.4.1	Le code MULTI	105
3.4.2	Le code FLASH	106
4	Expériences	119
4.1	Milieu extérieur gazeux : choc radiatif et faible décélération	120
4.1.1	Objectif	120
4.1.2	Résultats expérimentaux	124
4.1.3	Analyse détaillée et comparaisons aux simulations	134
4.1.4	Conclusion sur les expériences avec gaz et perspectives	140
4.2	Mousses : une étude paramétrique de l'évolution de l'IRT jusqu'à son régime non-linéaire	143
4.2.1	Objectif	143
4.2.2	Résultats expérimentaux	147
4.2.3	Analyse et comparaison aux simulations	156
4.2.4	Conclusion sur les expériences avec mousse et perspectives	183
4.3	Étude expérimentale du régime turbulent	187
4.3.1	Objectifs et préparation	187
4.3.2	Résultats expérimentaux	191
4.3.3	Analyse : IRT et turbulence	195
4.3.4	Conclusion sur la turbulence et développement futur	211
4.4	Développements futurs et autres expériences possibles	214
4.4.1	L'IRT sur des installations plus puissantes	214
4.4.2	IRT et champ magnétique	218
4.4.3	IRT et double choc	221
4.4.4	Conclusion	225
	Appendices	234
	A Barres d'erreurs en expérience	235
	B Résumé des conditions d'expérience et de simulation	237
	C Logiciels utilisés dans ce manuscrit de thèse	239
	D Publications	240
	E Participation à des conférences	241
	Glossaire	243

Introduction

Après plusieurs milliers d'années d'observation, l'étude des astres reste toujours un domaine qui fascine. Cette discipline qualifiée d'astronomie, du grec *astronomia* ou loi des astres, trouve ses origines dans la préhistoire. Initialement mélange de science, de mythe et de croyance où les observations côtoyaient des explications fantastiques, religieuses et scientifiques; l'astronomie est un reflet de nos sociétés et de la place des sciences en son sein. L'origine des astres, leur nature, leur mouvement s'accorde à la cosmogonie, récit mythologique de la création du monde, aux croyances de l'époque. Ainsi les astres étaient dieux, la Terre était plate et se trouvait au centre de l'Univers. Le mouvement du Soleil et de la lune était parfois perçu comme le périple journalier d'êtres divins et la disparition du Soleil comme son voyage aux Enfers. Les étoiles étaient elles aussi associées à des mythes, parfois regroupées en constellation elles représentaient des dieux ou contaient des passages majeurs de la mythologie (mythologie égyptienne, grecque...). Parfois seules elles étaient associées à des héros ou autres personnages importants (chez les aztèques ou au Japon). Le ciel avait alors une influence sur la destinée des hommes, l'astrologie était une science. Ainsi allait le monde.

Peu à peu les croyances évoluèrent et laissèrent place aux sciences. Ainsi la Terre devint ronde. Le Soleil qui jusqu'alors tournait autour d'elle (modèle géocentrique) devint statique. La Terre se mit alors à tourner autour de lui (modèle héliocentrique). Enfin le système solaire ne se trouvait plus au centre de l'Univers mais au bord d'une galaxie parmi tant d'autres. Ces modifications des croyances et des dogmes reflètent aussi bien une évolution des connaissances scientifiques, une évolution de la société, ainsi qu'une évolution de la place des sciences dans celle-ci. Ces mutations ne se sont pas toutes passées sans heurts, polémiques ni débats. Nous pouvons notamment penser à la publication tardive de son modèle par Nicolas Copernic ou au "Et pourtant elle tourne" attribuée à Galilée, toutes deux soumises à l'influence du christianisme. De nos jours l'astronomie est toujours source d'intérêt et de questionnement. Cette discipline se divise maintenant en deux branches : l'astronomie observationnelle et l'astrophysique. L'astrophysique, dont le nom figure sur l'intitulé de ce document, est composée à la fois des termes astres et physiques. Cette discipline vise à la compréhension des différents phénomènes physiques relatifs aux observations astronomiques et à l'évolution de l'Univers. Elle tend aussi à prédire l'évolution de systèmes et à intuituer l'existence d'objets jusqu'alors non observés. Elle est séparée en de nombreuses branches se focalisant aussi bien sur l'histoire de l'Univers (cosmologie), la composition et l'évolution des planètes (planétologie) ou des étoiles (physiques stellaires), la chimie (astrochimie), la biologie et l'apparition de vie extra-planétaire (exobiologie), ou d'autres thématiques encore.

Ces disciplines se basent dans leur ensemble sur l'observation d'objets lointains, voire inatteignables. Sous sa forme actuelle l'astronomie constitue de fait une sorte de croyance moderne. Contrairement aux mythes et autres croyances traditionnelles, celle-ci se base sur des observations, des raisonnements et une constante remise en question des modèles. Ainsi une vérité unique n'est pas brandie mais des hypothèses sont proposées. Ces hypothèses tendent à expliquer nos observations à partir de raisonnements et de nos connaissances scientifiques. Si elles sont auto-cohérentes et parviennent effectivement à expliquer les phénomènes astronomiques, elles peuvent alors être portées au niveau de théorie et de modèle et pourront faire consensus dans la communauté scientifique. Cependant cette place n'est pas absolue, d'autres modèles tout aussi valables peuvent être avancés et être confrontés aux théories en place. Cette constante remise en question sépare l'astronomie moderne d'une simple croyance, c'est une science en permanente évolution. En soit il n'y a pas de vérité absolue en science, seulement des vérités relatives aux connaissances et aux théories d'une époque.

C'est par ce principe même qu'il est possible de remettre en doute les théories astrophysiques. Les objets décrits par cette science sont souvent si extraordinaires, si extraterrestres à notre quotidien qu'une simple apathie à leur égard serait étonnante. La plupart des corps célestes visibles présentent des conditions si extrêmes et sont de tailles si démesurées que l'imaginaire humain peine à les concevoir. Les étoiles que nous observons sont parfois des boules de plusieurs millions de kilomètres de diamètre portées à des températures de plusieurs dizaines de millions de degrés. D'autres sont des amas de plusieurs milliards de ces boules incandescentes (galaxie). Notre

distance à ces objets les font paraître petits à nos yeux lorsque nous observons un ciel étoilé. Notre incapacité à les distinguer correctement nous a mené à développer des instruments d'observations d'abord terrestres (télescope), puis spatiaux (satellite). Même de cette façon nos observations restent limitées. De nombreux objets restent que peu résolus par nos instruments (ils ne figurent parfois que sur quelques pixels d'observations). De plus l'évolution de bon nombre de ces objets est extrêmement lente, il est question de plusieurs milliers, millions voire milliards d'années. En soit nous n'observons alors qu'un instant de l'évolution d'un objet et tentons de reconstituer son histoire à partir d'observation d'autres objets lui ressemblant. C'est comme si nous essayions de déterminer le passé d'une personne sur la base d'une seule photo de celle-ci et de photos prises à d'autres instants de la vie de personnes lui ressemblant... Cela pourrait paraître absurde mais ne l'est pas réellement. En effet, certains postulats s'appliquent à l'astronomie, et à la physique en général : les lois physiques sont les mêmes dans l'ensemble de l'Univers et sont invariantes. Ainsi deux objets que nous observons, quelque soit leur distance et donc l'époque à laquelle ils se trouvent, répondent à la même physique. Deux objets de même nature auront donc une évolution semblable. Il devient donc possible de recréer l'histoire d'astres à partir de nombreuses observations. Le développement de l'outil informatique au cours du siècle dernier a aussi permis d'affiner les modèles et a dressé l'histoire d'astres au travers de simulations.

Le doute peut cependant subsister car les objets d'étude sont extrêmement lointains, sont démesurés, et ont parfois des aspects cataclysmiques. Cela pourrait faire penser aux fables d'antan car aucun raisonnement ne saurait réellement convaincre un septique. Voir l'objet directement, le manipuler pourrait rendre le tout plus convaincant. Pour cela, il faudrait recréer, ne serait-ce que partiellement, les objets astrophysiques sur Terre. C'est le pari un peu fou de l'astrophysique de laboratoire. Cette branche de la physique a vu le jour au cours des deux dernières décennies grâce au développement de machines, telles que les lasers de puissance, permettant d'atteindre des conditions extrêmes de la matière. Il devient alors possible de recréer ne serait-ce que partiellement des conditions astrophysiques en laboratoire. L'astrophysique ne se base donc plus uniquement sur des observations du lointain et des extrapolations sur la physique nous entourant. Il ne peut plus être question de délire de savants et de confiance en leurs simulations. Certains points deviennent vérifiables à l'échelle humaine. À vrai dire, il est possible d'aller plus loin et d'étudier l'évolution de systèmes en laboratoire. Les lois physique restant vraies quelques soient les échelles, il est techniquement possible de créer des systèmes similaires aux réels objets astrophysiques. Il devient alors possible d'étudier des phénomènes qui durent des milliers voire des millions d'année sur des distances de milliers de kilomètres, en laboratoire en l'espace de quelques secondes. Bien entendu cela ne reflète pas l'entièreté de la situation, l'ensemble d'un système astrophysique étant difficilement reproductible. Cela ne fait qu'ajouter des indices contribuant à notre compréhension d'objets astrophysiques et s'ajoutant à la pile d'informations utilisées par nos théories. En cela nous espérons affiner notre compréhension, améliorer notre connaissance. Bien entendu nous ne pourrons jamais réellement dire que cela est, tout au mieux nous dirons que ce tout semble être et est cohérent, au vu des nombreux indices.

L'astrophysique de laboratoire est donc un outil d'extrapolation supplémentaire permettant de tester certaines théories astrophysiques. Plutôt que la création de connaissances additionnelles, ce domaine vise à tester l'effet de conditions extrêmes, astrophysiques, sur nos connaissances. L'astronomie en général étant au carrefour de nombreuses connaissances, c'est l'ensemble des domaines de la physique qui peuvent être traités en astrophysique de laboratoire. Ainsi la physique des plasmas, l'hydrodynamique, la physique des particules, la chimie... sont toutes présentes en astrophysique et peuvent être étudiées en laboratoire afin d'en dévoiler les différences avec leur fonctionnement habituel (terrestre). En soit l'astronomie est une représentation des sciences, de nos connaissances du monde nous entourant et l'astrophysique de laboratoire en est une illustration terrestre.

Parmi tous les sous-domaines de l'astrophysique reproductible en laboratoire l'hydrodynamique et la magnétohydrodynamique présentent une grande richesse et complexité. Ces domaines de la physique tendent à étudier l'évolution de fluides et d'écoulements en tout genre. Cette discipline est assez ancienne, nous pourrions penser notamment aux travaux d'Archimède à ce sujet. Malgré cela, sa complexité inhérente, dû à sa non-linéarité, et son impact sur de nombreux domaines (pouvant aller de la climatologie à l'industrie) en font un secteur de recherche actif. En particulier deux branches de l'hydrodynamique sont d'intérêt certain pour l'astrophysique : les instabilités, et la turbulence. Ces deux branches reposent sur la non-linéarité de l'hydrodynamique et entraînent des déformations s'amplifiant au sein du système d'intérêt. Toutes deux favorisent le mélange de fluides et sont de fait omniprésentes dans notre quotidien.

C'est la présence d'instabilité qui entraîne la disparition de systèmes instables. Ainsi un fluide peu dense pourra reposer sur un fluide plus dense mais pas l'inverse. En l'absence d'instabilité l'eau pourrait flotter sur l'huile voire même sur l'air. Les instabilités ont tendance à s'amplifier et à se complexifier au cours du temps. De cette façon, un colorant dense déposé à la surface d'un verre d'eau aura tendance à s'enfoncer doucement formant des co-

lonnes. Celles-ci vont peu à peu accélérer et se déformer formant à leur extrémité des chapeaux rappelant ceux de champignons. Au final c'est un véritable pied de coprin ou d'ekoni (champignon filiforme poussant en troupe) au pied serpentant qui se développe la tête en bas. Cette instabilité, celle de Rayleigh-Taylor, se retrouve aussi dans des systèmes astrophysiques tels l'expansion des restes d'étoiles après leur explosion. Un système instable aura tendance à évoluer en un ensemble aux allures chaotiques pouvant rappeler la turbulence.

La turbulence est un état d'écoulement des plus complexes. Caractérisée par ces nombreux tourbillons en perpétuelle évolution, elle reste à ce jour l'un des plus importants problèmes de physique classique non résolus selon les termes de Richard Feynman (*"the most important unsolved problem of classical physics"*). Sa complexité, déjà décrite en son temps par Léonard de Vinci, et son omniprésence dans notre environnement direct, que ce soit dans les écoulements d'air ou de liquide, en rendent l'étude primordiale. Malgré de nombreuses recherches, notre connaissance de la turbulence reste succincte. Tout au mieux nous savons qu'elle est responsable du transport d'énergie des larges échelles vers de plus petites où il y aura dissipation. Cet intérêt associé à un manque de compréhension amena plusieurs physiciens à poser la question : "Pourquoi la turbulence?". Pour citer entièrement Horace Lamb, ou Werner Heisenberg (à qui nous attribuons ces phrases), *"I am an old man now, and when I die and go to heaven there are two matters on which I hope for enlightenment. One is quantum electrodynamics, and the other is the turbulent motion of fluids. And about the former I am rather optimistic."* Ce questionnement ironique poussant le scientifique vers le divin est symptomatique de l'incompréhension et de la grandeur quasi-insurmontable de la tâche qu'est la compréhension de la turbulence.

Un lien existe entre turbulence et instabilité. En particulier nous pourrions penser à la turbulence comme au stade ultime des instabilités même si elle n'est pas associée à une instabilité en particulier. L'étude des instabilités hydrodynamiques dans le cadre de l'astrophysique de laboratoire ne serait être complet sans un encart au près du géant qu'est la turbulence. La turbulence a en effet son rôle à jouer sur la scène astronomique. Les tourbillons la constituant ne limitent pas leur influence au seul mélange des résidus d'étoiles. Ils vont tordre, étirer et amplifier les champs magnétiques les traversant, ce qui donne à la turbulence une place de choix en astrophysique. Par la même occasion les instabilités et la turbulence sont des éléments structurants du milieu interstellaire. Elles vont influencer la distribution de matière dans ce milieu et entraîner l'apparition de sur-concentration de matière pouvant devenir le lieu de naissance d'étoile. Les simulations astrophysiques ne sauraient reproduire leur mécanisme complexe et le couplage d'échelle spatiale sur plusieurs dizaines d'ordre de grandeur. Cela donne toute légitimité à leur étude expérimentale.

En soit le sujet de ce manuscrit et le titre de cette thèse auraient pu être reformulés comme l'étude d'instabilité hydrodynamique, centrée sur celle de Rayleigh-Taylor, jusqu'à sa phase hautement non-linéaire voire turbulente. Cette étude, effectuée à l'aide de lasers de puissance et faisant ainsi partie du domaine de la physique des hautes densités d'énergie, aura parfois des implications en terme d'astrophysique de laboratoire. En particulier des ressemblances physiques avec l'évolution de reste de supernovæ, ces explosions d'étoiles massives arrivées en fin de vie, pourront y être trouvées. La dernière partie du titre relatif "aux diagnostics X" n'a pas de lien direct avec le sujet d'étude mais correspond aux techniques expérimentales utilisées.

Nous noterons que le développement de détecteur à rayons X, correspondant à l'appellation diagnostics X figurant dans le titre de cette thèse, a une portée plus importante que leur simple utilisation en astrophysique de laboratoire. En effet, le développement de tels détecteurs présentant une haute résolution aura un impact sur de nombreux domaines. Ceux-ci peuvent en effet aussi bien être employé pour la réalisation de radiographie (que ce soit d'objet inerte, d'objet biologique ou de plasma), que dans des systèmes de spectroscopie, ou pour l'étude de matériaux par technique de diffraction. Une augmentation de la résolution spatiale sur l'ensemble de ces techniques entraînera l'obtention de résultats plus complets et plus précis. Il serait donc dommage de cantonner ces études au seul périmètre de cette thèse.

Plan de thèse

Cette thèse, première sur le sujet des instabilités au laboratoire LULI effectuée au sein de l'équipe PHYDEL, comporte quatre grandes parties.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les principes de la physique des hautes densités d'énergie. Nous en donnerons la définition et en présenterons quelques exemples typiques. C'est dans ce chapitre que nous rappellerons aussi les principes de la physique des chocs et décrirons leur création à l'aide de lasers. Les chocs créés par laser sont en effet l'outil principal utilisé au cours de cette thèse afin d'atteindre les conditions de la physique des hautes densités d'énergie. Nous clôturerons ce chapitre par une explication des principes de l'astrophysique de laboratoire et plus précisément des lois d'échelle. Ces sur ces lois que reposent les comparaisons que nous pouvons effectuer entre laboratoire et objet astrophysique. Dans nos cas elles peuvent se résumer au fait de conserver des nombres sans dimension, que nous définirons, entre les différentes échelles.

Dans le second chapitre nous parlerons plus en détail d'hydrodynamique et d'instabilité. Nous décrirons les instabilités de Rayleigh-Taylor, de Richtmyer-Meshkov et de Kelvin-Helmholtz. Nous verrons leur principe ainsi que leur taux de croissance, vitesse à laquelle l'instabilité croît, et les mécanismes physiques pouvant entraîner une modification de ce taux. Dans un second temps nous nous intéresserons à des systèmes de physique des hautes densités d'énergie instables selon Rayleigh-Taylor. Nous verrons en particulier le cas de la fusion par confinement inertiel, pratique emblématique du domaine, et le cas des restes de supernovæ. Nous nous attarderons particulièrement sur ce dernier cas et en étudierons des modèles d'évolution, car c'est celui-ci qui donne un sens astrophysique à une partie de nos études. Enfin nous aborderons la théorie de la turbulence. Nous resterons sur une description classique de celle-ci afin d'obtenir des bases communes nécessaires à la compréhension des analyses suivantes. Ce chapitre est dans son ensemble plus détaillé que le précédent, car il représente une introduction à un domaine d'étude originale au sein du laboratoire LULI.

Le troisième chapitre marque le début du travail réel de cette thèse. Nous présenterons dans celui-ci toutes les méthodes relatives aux études menées. Dans un premier temps nous présenterons nos outils d'études : les lasers de puissance. Nous décrirons les caractéristiques des installations lasers, XFEL et synchrotron, que nous avons utilisées. Dans un même temps, nous soulèverons les problématiques de stabilité et de reproductibilité des expériences relatives à l'utilisation de telles installations. Dans un second temps, nous décrirons les cibles utilisées. Cette description complète servira tant à décrire le fonctionnement d'une expérience d'astrophysique de laboratoire (et l'utilité des cibles) qu'à expliquer les choix auxquels nous avons procédé lors de la confection des cibles. Après quoi nous décrirons les diagnostics utilisés en expérience. Ceux-ci peuvent être considérés comme nos yeux lors de nos expériences, car ils sont notre seule source d'information sur ce qui s'y passe. Nous consacrerons une partie importante à la radiographie X, car c'est le diagnostic principal de nos expériences. Nous en décrirons le principe et expliquerons la création de sources de rayonnement X. Nous en profiterons pour présenter un travail plus personnel sur les limites de cette radiographie liée à la taille de la source, ainsi que pour présenter un développement original d'un détecteur de rayons X à haute résolution, le LiF. Finalement nous présenterons les outils informatiques, qui nous permettent à la fois de préparer nos expériences et d'en comprendre les résultats. Leur utilisation représente une part conséquente du travail de thèse, même si ce n'est que peu apparent dans ce manuscrit. Cela est dû aux nombreux tests, essais et erreurs, qui nous ont permis de calibrer nos simulations afin de les rendre utiles et comparables aux expériences. Dans ce document, nous présenterons essentiellement que les cas ayant fonctionné et faisant donc sens.

Le quatrième et dernier chapitre fera état de nos expériences, portant sur les instabilités, menées au cours de cette thèse. Il s'organisera autour de trois grandes classes d'expériences : celles utilisant du gaz, celles utilisant une mousse, et celles visant l'étude de la turbulence. La première consiste en l'étude de l'influence de choc radiatif sur l'instabilité. La seconde permet l'étude du développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor jusqu'à sa phase non linéaire. Quant à la troisième classe, elle utilise le développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ainsi que les capacités du XFEL SACLA afin de résoudre la phase turbulente découlant d'une longue évolution. En cela une étude complète de l'instabilité sera dressée de ses moments initiaux et linéaires, à sa phase hautement non-linéaire à turbulente.

Chacune de ces parties se décomposera en : une explication des objectifs et des attentes (prévisions) de l'expérience, une description des résultats et des méthodes d'analyse, une analyse globale des résultats et leur comparaison aux simulations. Enfin une série de conclusion et de retours visant notamment l'amélioration de telles

expériences. Par cette décomposition nous souhaitons rendre visible nos choix, les forces et faiblesses de nos méthodes ainsi que les moyens d'améliorations que nous avons identifiés *a posteriori*.

Ces quatre chapitres seront le fil directeur de ce manuscrit de thèse. Les deux premiers peuvent être vus comme de simples rappels théoriques. À partir de la moitié du troisième chapitre les informations présentées auront un aspect original car représentant le travail même de cette thèse. Un bon nombre de ces informations ont déjà ou seront sujet à publication. Cependant cette thèse présente des aspects, tel que des raisonnements et des réflexions sur les limites de nos expériences ou des pistes d'amélioration, qui ne feront l'objet d'aucune publication. En cela ces chapitres devraient pouvoir intéresser l'ensemble des lecteurs.

Chapitre 1

Généralités sur la physique des hautes densités d'énergie

Contents

1.1	Introduction à la HDE et à ses expériences	13
1.1.1	Définition de la HDE	13
1.1.2	L'étude de la dynamique des systèmes	14
1.1.3	L'étude des propriétés thermodynamiques	16
1.2	Atteindre la HDE : l'onde de choc	17
1.2.1	Physique d'un choc	18
1.2.2	Relations de Rankine-Hugoniot	18
1.2.3	Choc et interface	19
1.2.4	Création d'onde de choc par laser	22
1.3	Astrophysique de laboratoire comme cas particulier de HDE	24
1.3.1	Principes et lois d'échelle	25
1.3.2	Exemple de traitement de systèmes similaires : identification des nombres adimensionnés	27
1.3.3	Nombres adimensionnés	27

Comme tout travail de recherche, cette thèse représente une étude approfondie d'une thématique spécifique. Sa compréhension ne peut donc être naturelle, et des connaissances préalables sont nécessaires. C'est pourquoi nous débuterons ce manuscrit par une description et une explication du contexte physique général englobant celui directement associé à cette thèse. Dans ce chapitre nous n'aborderons pas à proprement parler la thématique de cette thèse, ni ne fournirons les éléments nécessaires à la compréhension de son intitulé. Ici nous introduirons la [physique des hautes densités d'énergie \(HDE\)](#), ses principes, ainsi que certaines de ses applications.

Dans un premier temps nous définirons le domaine physique qu'est la HDE, nous suivrons une approche historique et présenterons certaines formes expérimentales qu'elle peut prendre. Dans un second temps nous nous concentrerons sur un phénomène physique ayant une place importante dans nos études : les ondes de choc. Nous en donnerons une définition, expliquerons la physique de leur formation et en donnerons la formulation mathématique. Enfin nous présenterons un domaine particulier de la HDE : l'astrophysique de laboratoire. Nous présenterons les principes physiques sur lesquels ce domaine repose et présenterons les nombres adimensionnés découlant des lois d'échelles utilisés au cours de cette thèse.

1.1 Introduction à la HDE et à ses expériences

1.1.1 Définition de la HDE

La [HDE](#) est un domaine de la physique visant l'étude de la matière dans des conditions extrêmes. Comme défini dans un rapport du département de l'énergie américain (*Department Of Energy*) [[Com+03](#)], cela concerne la matière soumise à un apport en énergie supérieur à 10^{11} J.m⁻³, soit une pression dépassant le mégabar. Cela correspond à la densité d'énergie de liaison d'une molécule de dihydrogène. Nous pouvons par ailleurs remarquer que c'est

aussi la densité d'énergie d'ionisation contenue dans un atome d'hydrogène (son énergie d'ionisation étant 13,6 eV, et son rayon de van der Waals 120 pm, cela donne une densité d'énergie de l'ordre de 10^{11} J.m⁻³). Il paraît alors naturel que la matière étudiée en HDE soit partiellement ionisée, autrement dit elle se trouve à l'état de plasma. Nous pouvons noter que certains objets astrophysiques d'aspect cataclysmique (phénomènes brefs et fortement énergétiques), tel que les supernovæ et leur restes, mais aussi la **fusion par confinement inertiel (FCI)** sont des lieux, où la matière se trouve dans ces conditions extrêmes. Il peut être noté que ces conditions se retrouvent aussi dans des objets astrophysiques d'aspect moins cataclysmique, tel que les intérieurs stellaires, voire même au sein de planètes. Le dernier cas évoqué tombe néanmoins le plus souvent sous la dénomination de *warm dense matter* (matière tiède et dense).

Il faut noter que de fait ces conditions ne se retrouvent pas naturellement dans notre environnement proche. C'est au cours du siècle dernier que des avancées technologiques permirent de les recréer de façon expérimentale. Historiquement, certaines des premières études firent appel à des ondes de choc créées lors d'explosions nucléaires. L'armement nucléaire développé dès les années 1940 a permis en effet d'atteindre des régimes HDE. Depuis la fin du 20^{ème} siècle, le développement des lasers de puissance et de machines à striction axiale (Z-pinch) nous permet d'atteindre ces conditions extrêmes de manière contrôlée en délivrant une forte énergie en peu de temps dans un volume réduit (1 mm⁻³ pour les lasers). Ces machines furent développées dès les années 1950 notamment dans le but de réaliser des réactions de fusion thermonucléaire contrôlées, afin d'atteindre une production d'énergie propre, mais aussi pour garantir le maintien de l'armement nucléaire (projet SIMULATION du CEA - DAM dès 1996).

Comme nous l'avons déjà évoqué, la HDE traite de l'étude de la matière dans des conditions extrêmes. De ce fait elle représente un domaine d'étude physique à part entière faisant appel à ses propres théories, mécanismes d'expérience, et codes de simulations. Du fait de sa définition, elle englobe de nombreux sujets d'une grande variété. Il paraît donc évident de retrouver cette richesse expérimentalement. Tenter de classer chacune de ces expériences selon des sous-thématiques, nous paraît hasardeux. Il est vrai que quelques grandes thématiques ressortent telles que la FCI, l'étude de l'état de la matière et de ses conditions thermodynamiques, ainsi que l'astrophysique de laboratoire. Mais se contenter de cela serait réducteur. Nous préférons distinguer les expériences se basant sur l'étude de la dynamique des systèmes, de celle visant à étudier des propriétés intrinsèque (thermodynamiques) de la matière, et donc de son équilibre statique.

Selon l'objectif de l'étude, celle de la dynamique d'un système ou de ses propriétés thermodynamiques, plusieurs approches expérimentales sont possibles. Par exemple, nous pouvons faire appel à des ondes de chocs afin d'amener la matière dans des conditions HDE et de la mettre en mouvement. C'est d'ailleurs le cas dans nos expériences. Il est aussi possible d'utiliser cette approche pour étudier des propriétés thermodynamiques de la matière. Cependant de par sa nature transitoire, elle trouve ses limites en la brièveté de l'expérience et l'incertitude de l'équilibre atteint. Nous pouvons aussi comprimer de la matière sur des temps longs afin d'atteindre des pressions de l'ordre du mégabar, par exemple à l'aide de cellules à enclume de diamant et des presses associées. Cette approche ne permet pas la création de système dynamique, mais permet l'exploration d'états thermodynamiquement stables. L'équilibre thermodynamique y est bien souvent une certitude, cependant elle trouve ses limites en matière de pression atteignable.

1.1.2 L'étude de la dynamique des systèmes

1.1.2.1 Principe

Les expériences visant l'étude de la dynamique des systèmes sont des expériences où l'évolution temporelle du système HDE est considérée. Elles se caractérisent par la présence d'un flot de plasma et d'une étude portée sur ce flot ou sur les conséquences de cet écoulement. Dans cette catégorie nous retrouvons toutes les études de systèmes hydrodynamiques et magnétohydrodynamiques, comme celles d'instabilités [Rig+19 ; Kur+10], de jets de plasma [Lou08 ; Diz12 ; Yur15]), de chocs radiatifs [Mic+18 ; Van+18], d'effets dynamo [Tze+18]...

Différentes techniques peuvent être utilisées afin de créer des écoulements dans le régime HDE. L'une des plus courantes passe par l'utilisation d'une onde de choc (voir partie 1.2.1 pour la définition) en aval de laquelle la matière comprimée est mise en mouvement. Ces ondes de choc peuvent être créées de diverses façons. Lors de cette thèse nous avons utilisé des lasers de puissance pour les former, la section 1.2.4 explique le processus physique entrant en jeu. L'utilisation de machine à striction axiale, d'explosif, ou de projectile (*flyer plate*), peut aussi permettre la création d'ondes de choc.

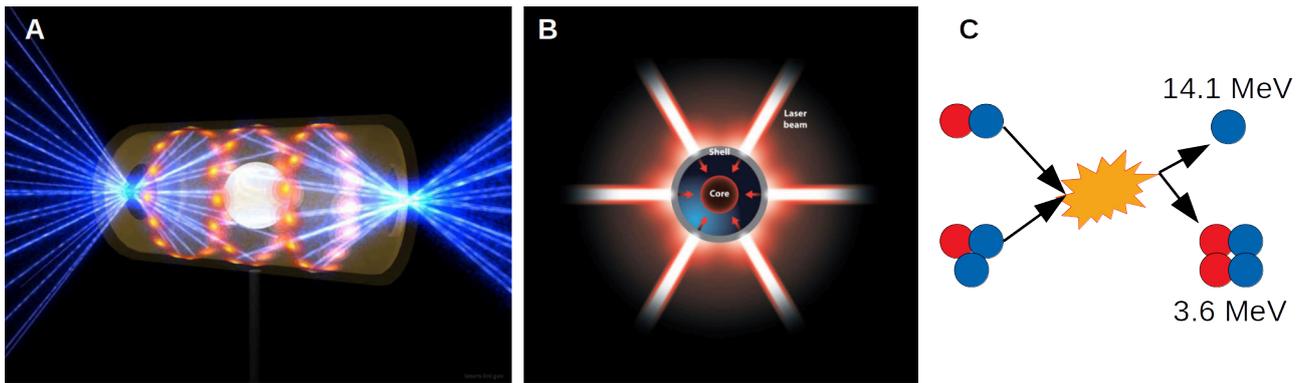


FIGURE 1.1 – Représentation de deux schémas de FCI. A : Schéma d'attaque indirecte. Des lasers de puissance interagissent avec les parois d'un hohlraum, ce qui produit un rayonnement X. Celui-ci ablate la capsule contenant le combustible et la comprime, l'objectif étant d'atteindre les conditions propices à la fusion. Crédit : Lawrence Livermore National Laboratory. B : Schéma d'attaque directe. Les lasers sont directement utilisés sur la capsule pour la comprimer. Crédit : Michael Osadciw/University of Rochester. C : Représentation schématique d'une réaction de fusion entre un atome de deutérium et un atome de tritium. Cette réaction produit un proton et un atome d'hélium et dégage une énergie de 17,7 MeV.

Bien entendu, l'onde de choc n'est pas le seul mécanisme permettant de créer un écoulement de matière dans le régime HDE. Certaines expériences visent l'étude de plasma d'ablation, d'autres le couplage entre laser et matière (notamment en marge du développement de la FCI). Elles ne font pas appel à proprement parler aux ondes de choc mais peuvent entraîner leur création.

De par leur nature ces expériences explorent un état transitoire de la matière. Les plasmas ainsi créés évoluent typiquement sur des temps allant jusqu'à la centaine de nanosecondes pour des volumes inférieurs au centimètre cube. L'avantage principal de ces expériences est l'éventail de pressions pouvant y être atteint. Par contre la vitesse des processus employés et l'aspect éphémère de ces expériences impliquent de nombreuses difficultés de mesure.

1.1.2.2 L'exemple de la FCI

La FCI fait partie des systèmes HDE dont la dynamique est fortement étudiée. Historiquement son potentiel et ses promesses ont été le fer de lance du développement des expériences HDE dans le monde académique. C'est notamment l'attrait de son potentiel retour : une production d'énergie propre et quasi-inépuisable, qui a permis de justifier le développement d'installation de type laser de puissance nécessaire à sa mise en place.

Avec l'avènement de la relativité restreinte en 1905, Albert Einstein rend célèbre le principe d'équivalence masse énergie, $E = mc^2$ (la paternité de ce principe ne peut être attribué à Einstein uniquement, on le retrouve dans les travaux de Henri Poincaré sur l'électromagnétisme en 1900). De ce célèbre principe et du constat, que lors d'une réaction de fusion ou fission, la somme des masses des produits n'égale pas celle des réactants, découle que lors d'une réaction nucléaire de l'énergie est soit produite soit consommée. En partant de ce point l'Homme se mis à développer tour à tour armement et système de production d'énergie nucléaire. L'une des réactions nucléaires produisant le plus d'énergie est celle de fusion d'élément léger, plus précisément celle de fusion de l'hydrogène pour former de l'hélium. Cette réaction, fortement énergétique, se retrouve naturellement dans le soleil. De façon artificielle, elle a déjà été employée dans des systèmes d'armement. Par contre son application au domaine civil, et donc à la production d'énergie contrôlée, reste encore théorique ; la difficulté résidant dans le contrôle de cette réaction. De nos jours, deux voies de recherche visant cette application civile existent : la fusion par confinement magnétique (pour des plasmas peu denses) et celle par confinement inertiel (FCI) [BK64 ; NUC+72], qui concerne la HDE.

C'est vers la fin des années 60 avec l'avènement des lasers qu'est née l'idée de la FCI. Elle consiste en la compression et le chauffage des combustibles, du deutérium et du tritium dans le schéma le plus simple, pour leur faire passer la barrière de potentiel, empêchant le rapprochement des atomes, afin d'amorcer une réaction de fusion. Des lasers de puissance seraient utilisés pour fournir l'énergie nécessaire à ce processus (voir figure 1.1), l'idée étant de produire plus d'énergie que l'on en consomme pour y parvenir. De nombreuses recherches

ont été menées depuis les années 1970. Elles ont exploré diverses stratégies afin d'obtenir un rendement (bilan d'énergie entre énergie thermonucléaire obtenue et énergie laser dépensée) positif que ce soit par des schémas d'attaque directe (laser directement sur la cible, 1.1 B), indirecte (utilisation d'une cavité pour convertir l'énergie laser en radiation, 1.1 A), "fast ignition" (pré-compression suivi d'un chauffage intense par exemple par des électrons relativistes) ; différentes cibles (liquide, solide avec un cœur gazeux) ; ou encore au travers d'étude subsidiaire telle que celle de l'interaction des lasers entre eux (par l'intermédiaire d'un couplage avec de la matière) ou avec de la matière. Malgré toutes ces recherches [BH16], une fusion contrôlée avec un rendement positif n'a pas encore été atteinte.

Les études de FCI porte donc sur la dynamique d'un système se comprimant. De ce fait elles peuvent être rangées comme étude de la dynamique d'un système HDE. Cependant l'objectif de ces études n'est pas réellement la compréhension fondamentale de l'écoulement mais sa maîtrise. Elles visent un meilleur contrôle de l'évolution du système afin d'atteindre des conditions thermodynamiques données et d'amorcer des réactions nucléaires.

1.1.3 L'étude des propriétés thermodynamiques

Un second champ d'étude de la HDE est celui des propriétés thermodynamiques de la matière dans des conditions extrêmes. Par thermodynamique nous entendons l'ensemble des propriétés de la matière lorsque qu'elle prend la forme de larges systèmes à l'équilibre. Cette notion repose donc sur des concepts d'équilibre statistique. En HDE, cela consiste essentiellement en l'étude des équations d'état de la matière (lien entre différentes grandeurs thermodynamiques telles que la température, la densité et la pression) et de son opacité (capacité de la matière à absorber une radiation lumineuse). D'autres sujets d'études, tels que celui des coefficients de transport (coefficient de diffusion thermique, binaire...), rentrent aussi dans cette catégorie. Les difficultés liées à leur étude expérimentale les rendent néanmoins moins courant.

L'étude de l'ensemble des propriétés thermodynamiques est fondamentale pour la HDE. Ces propriétés influencent la dynamique et l'équilibre de nombreux systèmes. Ainsi, elles font partie des données d'entrée des codes hydrodynamiques, dont elles influenceront les résultats. Elles contribuent également à la modification de nos modèles théoriques, par exemple ceux portant sur les intérieurs planétaires des géantes gazeuses ou de type terrestre. Ainsi le cœur de planètes telles que Jupiter ou Saturne pourrait être soit solide soit liquide selon l'équation d'état de l'hydrogène soumis à des pressions de l'ordre de la dizaine de mégabars et des températures de l'ordre de l'électronvolt [CSW07 ; SG04].

Ces propriétés thermodynamiques peuvent être déterminées à l'aide de simulations, par exemple de dynamique moléculaire. Cependant ces simulations reposent souvent sur des hypothèses, notamment les potentiels employés (selon le type de simulation, par exemple il n'y en a pas en dynamique moléculaire quantique), et sont limitées par la taille des systèmes d'étude. Il faudrait en effet simuler un très grand nombre de particules pour obtenir des résultats plus exacts. Ceci n'est néanmoins pas possible en simulation. Une mesure expérimentale de ces propriétés est donc nécessaire. Pour ce faire deux approches existent : une dynamique et une statique.

1.1.3.1 L'approche dynamique

Afin de mesurer les propriétés thermodynamiques de la matière dans des conditions HDE, il est nécessaire de les créer en laboratoire. Comme nous l'avons déjà vu, cela est possible dynamiquement à l'aide d'ondes de choc. Après passage du choc la matière se retrouve dans des conditions propres à la HDE, il ne suffit plus qu'à mesurer ses propriétés thermodynamiques.

La difficulté principale de cette approche repose sur la mesure des conditions thermodynamiques de la matière étudiée ainsi que celle des propriétés d'étude. Ainsi pour des mesures d'opacité, il est bien entendu nécessaire de mesurer l'absorption du système mais aussi les conditions du plasma (température, densité...) associées à celle-ci. Compte tenu de la dynamique de ces systèmes et de la difficulté liée aux mesures de ces quantités, l'erreur sur ces mesures est souvent importante ou fortement dépendante des hypothèses utilisées (simulation de la température et densité à partir d'un spectre d'émission par exemple).

L'approche dynamique permet aussi d'explorer des conditions thermodynamiques extrêmes de la matière, avec un large éventail de pressions atteignables. Par contre la vitesse des processus impliqués et l'aspect éphémère de ces expériences impliquent de nombreuses difficultés de mesure. De plus la brièveté des expériences peut soulever des questions sur l'équilibre atteint. Étudie-t-on un régime transitoire ? L'équilibre thermodynamique est-il réellement atteint ou est-on hors-équilibre ? Ces questions sont particulièrement importantes dans le cadre d'études

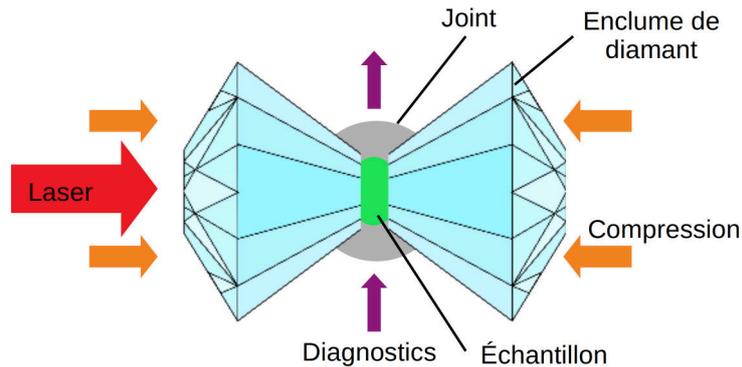


FIGURE 1.2 – Représentation schématique d'une cellule à enclumes de diamant. Un échantillon à étudier est coincé entre deux diamants, qui le comprime. Un laser peut être utilisé pour chauffer l'échantillon. Il est ainsi possible d'étudier de la matière sous des conditions de hautes pressions et de températures modérés.

au niveau du front de choc. En effet, cette discontinuité abrupte induit une dissociation entre populations ioniques et électroniques (pour un temps de collision typique entre électron et ion de 10 ps et une vitesse de choc de 100 km.s^{-1} ces populations ne seront pas à l'équilibre sur une épaisseur d'environ $1 \text{ }\mu\text{m}$ suivant le choc). Une attention toute particulière doit alors être portée sur l'endroit exact de la mesure, qui sinon risque d'être réalisée sur un plasma hors équilibre thermodynamique. Par exemple les études faisant appel à un diagnostic de type VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflector*, système d'interférométrie utilisant l'effet Doppler) se basent sur la réflexion d'un faisceau laser sonde. Dans le cas de la métallisation du choc, due à l'augmentation de la densité électronique au niveau du front de choc, les mesures réalisées par ce diagnostic ont lieu au niveau de ce front de métallisation. Il est alors nécessaire de déterminer si ce front de réflexion correspond bien à un lieu où l'équilibre thermodynamique est atteint.

1.1.3.2 L'approche statique

Une seconde approche, qualifiée de statique, peut permettre d'atteindre des régimes HDE. Elle consiste principalement en l'utilisation de cellules à enclumes de diamant (voir figure 1.2).

Au cours de ces expériences, un échantillon est coincé entre deux diamants à base plane et un joint. Une pression est exercée sur le sommet des diamants. Du fait de leur forme conique (la base est plus petite que le sommet), la pression exercée sur l'échantillon ou le fluide le contenant (pour une contrainte isotrope) s'en trouve démultipliée. Elle peut même dépasser les 5 Mbar [Dub+12]. Un chauffage de l'échantillon est aussi possible, soit en utilisant un four, pour les températures les plus faibles, soit en utilisant un laser continu puissant, le plus souvent dans l'infrarouge (le diamant pouvant être transparent à ces fréquences). Cela permet de porter l'échantillon dans des conditions de hautes pressions et de températures modérées (milliers de kelvin) afin d'y étudier son comportement et son état. Il est aussi possible de travailler à faible température, comme l'expérience [LOD20] ayant mis en évidence la phase métallique de l'hydrogène à 80 K et 4,25 Mbar.

Cette technique a l'avantage d'assurer un échantillon homogène à l'équilibre d'un point de vue pression, et possiblement thermodynamique (selon le mode de chauffage). Les données ainsi obtenues sont souvent moins discutables que celle des expériences dynamiques, où l'équilibre peut être incertain. Par contre, les conditions atteignables sont limitées. Ainsi elles ne permettent pas d'atteindre des pressions dépassant 10 Mbar.

1.2 Atteindre la HDE : l'onde de choc

Afin d'atteindre les conditions de pression définissant la HDE, nous avons mentionné qu'il est possible d'utiliser des ondes de chocs, que nous décrirons dans cette partie. Une description plus complète pourra être trouvée dans le livre de Zel'dovich et Raizer [ZR67]. Nous verrons dans un premier temps ce qu'est un choc et comment une onde de compression (sonore) peut dégénérer en choc. Dans un second temps, nous nous concentrerons sur les équations gouvernant les chocs, aussi connues sous le nom de relations de Rankine-Hugoniot. Après quoi nous verrons l'interaction d'un choc et d'une interface afin de fournir quelques éléments sur les mécanismes exploités lors de cette thèse. Enfin nous verrons comment un choc est formé lors de l'interaction laser-matière.

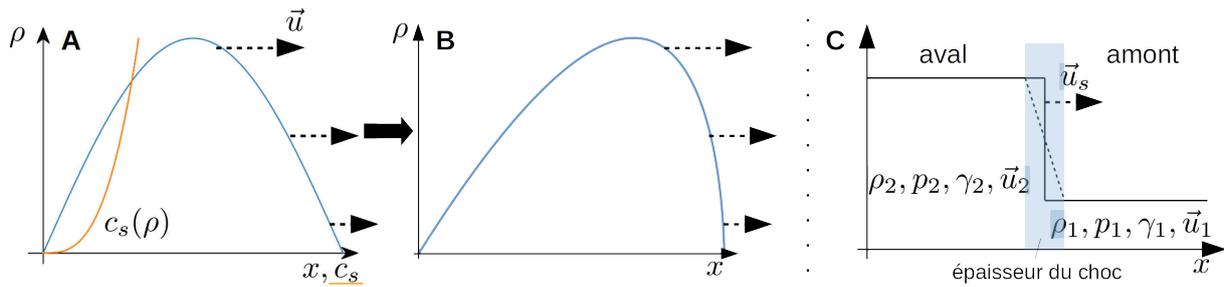


FIGURE 1.3 – Représentation schématique de la formation d'un choc (A, B), et de sa structure (C). A : La vitesse du son (courbe orange) dépend de la densité du fluide (courbe bleue) de propagation. Ainsi une onde de compression, onde sonore, aura tendance à se déformer jusqu'à la formation d'une discontinuité, un choc (B). C : Un choc est une transition abrupte entre un milieu aval (fluide choqué) et un milieu amont (non-choqué). L'onde de choc se déplace à une vitesse supersonique, \vec{u}_s dans le milieu amont. Il est courant de penser le choc comme une discontinuité infiniment étroite, mais un choc présente toujours une épaisseur.

1.2.1 Physique d'un choc

On définit par onde choc une transition abrupte des propriétés d'un fluide au travers d'une étroite frontière (souvent considérée comme une discontinuité des propriétés d'un fluide). Cette transition se caractérise notamment par un brusque changement de la vitesse fluide. La notion d'étrou est néanmoins ambiguë. Elle désigne souvent une épaisseur de l'ordre de grandeur ou inférieure au libre parcours moyen des atomes dans le fluide. Mais, la notion de choc épais existe aussi. Dans nos études nous considérerons que les chocs sont suffisamment peu étendus, d'un point de vue mésoscopique (mécanique des fluides), pour pouvoir être considérés d'épaisseur nulle.

Une onde de choc est avant tout une onde de compression, tout comme une onde sonore, mais se déplaçant à des vitesses supersoniques du point de vue du milieu amont (milieu non choqué). Elle apparaît donc naturellement dès lors que la source de la perturbation du fluide se déplace de manière supersonique, par exemple le mouvement d'un avion de chasse dans l'air. D'autre part les ondes sonores peuvent dégénérer en onde de choc. Le mécanisme sous-jacent est le suivant. Une onde sonore est une perturbation de densité, ρ , pression, p , se déplaçant à la vitesse du son, c_s dans le fluide, qui dépend de ces deux variables. De façon générale elle s'exprime comme :

$$c_s = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S} \quad (1.1)$$

où S symbolise l'entropie. Dans le cas d'un milieu polytropique la pression est directement proportionnelle à ρ^γ , où γ est l'indice adiabatique du milieu. Il en découle que la vitesse du son dépend uniquement de la densité, $c_s \propto \rho^{(\gamma-1)/2}$. Elle sera donc plus importante au maximum de densité de l'onde sonore. Le front d'onde va alors se déformer, devenir plus abrupte et former un choc (voir Fig. 1.3). Cela revient à dire que le maximum de densité, allant plus vite, rattrape le minimum, le changement devient donc abrupt, on parle de déferlement. Toutes les ondes sonores ne donnent pas naissance à un choc à cause des phénomènes de dissipation, telle la viscosité des fluides. En fait, ce raisonnement de création d'onde de choc repose sur l'aspect non linéaire de la propagation des ondes sonores. Cet aspect ne peut s'exprimer pleinement que pour des ondes suffisamment énergétiques (forte amplitude) ou entretenues, où une approche linéaire ne suffit pas. Seules ces ondes sonores peuvent dégénérer en choc.

1.2.2 Relations de Rankine-Hugoniot

Une onde de choc est donc une onde supersonique transportant de l'énergie. À son passage les fluides sont accélérés et comprimés si bien que son déplacement est subsonique du point de vue des fluides choqués, milieu aval. Toute onde de compression se propageant dans le milieu aval rattrapera donc l'onde de choc.

Une onde de choc, n'étant qu'une simple discontinuité sans effet dissipatif, les différents flux physiques, comme les flux de matière, moment et énergie, sont conservés lors de leur passage au travers de celle-ci. Cela revient aux

égalités suivantes (aussi connues sous le nom de relation de Rankine-Hugoniot) :

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (1.2)$$

$$\rho_1 u_1^2 + p_1 = \rho_2 u_2^2 + p_2 \quad (1.3)$$

$$\rho_1 u_1 \left(\epsilon_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) + p_1 u_1 = \rho_2 u_2 \left(\epsilon_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) + p_2 u_2 \quad (1.4)$$

où les indices 1 et 2 représentent respectivement les milieux amont et aval du choc, ρ la densité, p la pression et ϵ l'énergie interne des fluides. u correspond à la composante normale au choc de la vitesse des fluides dans le référentiel du choc (voir partie droite de Fig. 1.3). On peut noter que la composante transverse de cette vitesse est conservée au travers du choc. C'est d'ailleurs cela qui est responsable du dépôt de vorticité entraînant la croissance de l'instabilité de Richtmyer-Meshkov (IRM). Bien entendu ces relations sont vraies uniquement en l'absence d'autres phénomènes physiques tels que les champs magnétiques, la viscosité, l'ionisation, le rayonnement ou encore les réactions chimiques.

Si l'on applique les relations précédentes à un milieu polytropique d'indice γ et que l'on suppose que le milieu reste polytropique après le passage du choc. On obtient alors :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_2 - 1} \left(\frac{(\gamma_2 + 1)p_2 + (\gamma_2 - 1)p_1}{(\gamma_1 - 1)p_2 + (\gamma_1 + 1)p_1} \right) \quad (1.5)$$

qui dans l'approximation du choc fort, $p_2 \gg p_1$, se simplifie en :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1} \quad (1.6)$$

Si l'on suppose que dans le référentiel d'étude (celui du laboratoire) le milieu amont est stationnaire, on a alors :

$$u_2 = \frac{2}{\gamma_2 + 1} u_s \quad (1.7)$$

$$p_2 = \frac{2}{\gamma_2 + 1} u_s^2 \rho_1 \quad (1.8)$$

avec u_s la vitesse du choc. Dans l'hypothèse où le milieu choqué est un gaz parfait monoatomique, $\gamma = 5/3$, on retrouve alors les relations bien connues du choc fort.    savoir une compression de 4 et une vitesse post-choc valant les trois-quarts de celle du choc.

La pression atteinte dans le milieu aval d'un choc ou d'une série de chocs successifs peut donc facilement atteindre le régime HDE. Une simple application numérique nous montre que, en gardant les hypothèses précédentes, un choc se déplaçant à 10 km.s⁻¹ dans un milieu initialement à 1 g.cm⁻³ suffit pour atteindre le mégabar.

1.2.3 Choc et interface

L'ensemble des études de cette thèse fait appel à des ondes de choc afin d'atteindre des conditions HDE qui nous intéressent. De par la nature de l'objet étudié, une instabilité interfaciale (voir chapitre 2.1.1), les ondes de choc interagissent naturellement avec des interfaces entre fluides. Il nous paraît donc important de présenter le résultat d'une telle interaction.

Nous distinguerons deux cas : le choc provient d'un milieu peu dense et débouche dans un milieu plus dense, et le cas contraire.

1.2.3.1 Interface avec augmentation de densité

Dans le cas où le choc provient du milieu le moins dense, il y aura création d'un choc transmis et d'un choc réfléchi après l'interaction entre le choc et l'interface (voir fig. 1.4). Par la même occasion l'interface sera mise en mouvement.

Ce cas de figure est relativement simple à traiter. Nous pouvons le voir comme deux systèmes distincts : un choc transmis comprimant un milieu au repos, et un choc réfléchi comprimant un milieu pré-comprimé. Autrement dit ces deux chocs vont répondre aux relations de Rankine-Hugoniot et donc suivront les relations présentées précédemment. La seule différence avec le cas précédent est la présence d'une interface et donc la nécessité

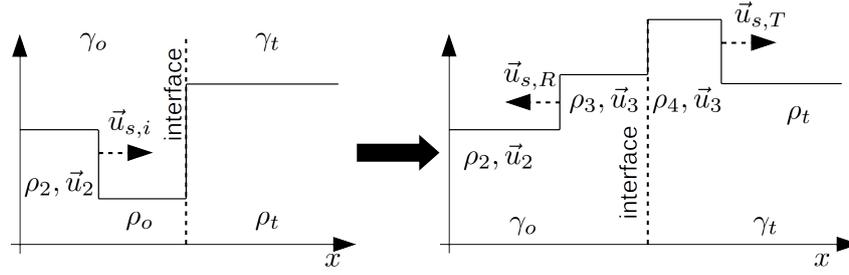


FIGURE 1.4 – Représentation schématique de l'interaction d'un choc avec une interface où la densité augmente. Un choc transmis, allant à la vitesse $\vec{u}_{s,T}$, et un choc réfléchi, $\vec{u}_{s,R}$, sont créés.

de continuité de certaines quantités physiques au travers de celle-ci. On suppose en effet que la vitesse fluide et la pression sont continues à l'interface. Cette hypothèse est vraie s'il n'y a pas de tension de surface (pour la pression), et pour la composante la vitesse normale à la surface (toutes les composantes seront continues en cas de viscosité).

Si nous supposons que les équations d'état des matériaux mis en jeu sont connues, par exemple un gaz polytropique d'indice constant, le système d'équations obtenu devient fermé. Il est donc possible de le résoudre. Une résolution complète peut être trouvée dans le livre de R.P. Drake [Dra06]. Dans le cas où les chocs incidents, transmis et réfléchis sont des chocs forts et où les deux milieux de part et d'autre de l'interface ont des équations d'état polytropique d'indice constant, cela revient à résoudre :

$$\begin{cases} \rho_2 &= \frac{\gamma_o + 1}{\gamma_o - 1} \rho_o \\ u_2 &= \frac{2}{\gamma_o + 1} u_{s,i} \\ u_{s,T} &= A u_{s,R} + A \frac{\gamma_o - 1}{2} u_2 \\ 0 &= \left(1 - \frac{\rho_2}{A \rho_t}\right) u_{s,R}^2 + \left(\gamma_o - 1 + 2 \frac{\rho_2}{A \rho_t}\right) u_2 u_{s,R} + \left(\frac{(\gamma_o - 1)^2}{4} - \frac{\rho_2}{A \rho_t}\right) u_2^2 \\ A &= \frac{\gamma_t + 1}{\gamma_o + 1} \end{cases} \quad (1.9)$$

avec ρ la densité, γ l'indice polytropique, u la vitesse fluide et u_s la vitesse de choc dans le référentiel du laboratoire (l'interface y est initialement au repos). Les indices o et t correspondent respectivement au milieu d'origine du choc et au milieu où il est transmis (non choqué). Les indices i , R et T correspondent aux chocs incidents, transmis et réfléchis. Si on suppose que les deux milieux sont des gaz parfaits monoatomiques, on a alors :

$$\begin{cases} u_{s,R} &= \frac{\rho_t + 12\rho_o - 8\sqrt{\rho_o\rho_t}}{\rho_t - 4\rho_o} \frac{u_{s,i}}{4} \\ u_{s,T} &= u_{s,R} + \frac{1}{4} u_{s,i} \end{cases} \quad (1.10)$$

La vitesse de l'interface peut alors être aisément déterminée à partir de la vitesse du choc transmis, $u_{s,T}$, et les propriétés du milieu qu'elle traverse. En effet, elle correspond à la vitesse fluide en aval du choc transmis, par simple principe de continuité de la matière, qui est ici supposée incompressible en dehors du passage du choc (dans le cas contraire des gradient de densité et de vitesse peuvent se mettre en place).

1.2.3.2 Interface avec diminution de densité

Dans le cas où le passage de l'interface s'accompagne d'une diminution de densité, il n'y a pas de choc réfléchi mais une onde de raréfaction. Par contre l'onde de choc transmise est toujours présente (voir fig. 1.5).

Une onde de raréfaction, aussi connue sous le nom d'onde de détente, correspond à une diminution de la densité et de la pression suite à l'expansion d'un matériau. Elle apparaît par exemple lors de l'expansion d'un plasma dans le vide (suite au débouché d'un choc dans le vide), lorsque le mécanisme d'injection d'énergie (laser) maintenant le choc cesse, ou encore lorsqu'une onde de choc passe une interface avec une diminution de densité.

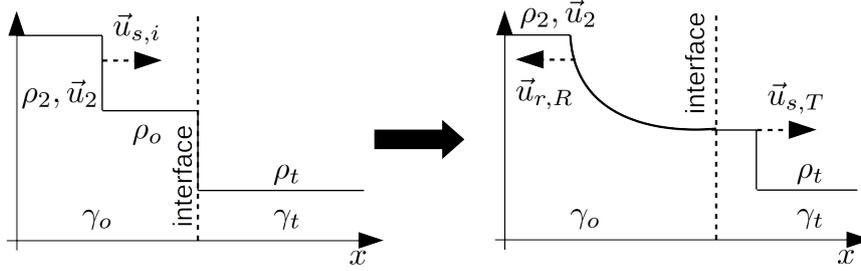


FIGURE 1.5 – Représentation schématique de l'interaction d'un choc avec une interface où la densité diminue. Un choc transmis, allant à la vitesse $\vec{u}_{s,T}$, et une onde de raréfaction, $\vec{u}_{r,R}$, sont créés.

Une onde de raréfaction n'est en soi que la réponse d'un matériau à sa propre détente (diminution de pression ou de densité). Elle se déplace donc à la vitesse du son. Car, en effet, c'est une onde de variation de pression (onde sonore) qui n'est pas liée à une perturbation supersonique, ni à sur-densité (pas d'augmentation de la vitesse du son, ou de déferlement possible). Tout au mieux la vitesse du son diminue dans le sillage de l'onde de raréfaction du fait de la diminution de densité.

Il paraît donc normal qu'une telle onde doit être traitée d'une façon différente à une onde de choc. La méthode la plus simple pour traiter ce problème est de passer par les invariants de Riemann. Si l'on considère que le système répond aux équations de l'hydrodynamique dans un cas idéal et que l'écoulement est isentropique, on peut prouver que les quantités :

$$J_{\pm} = u \pm \int c_s \frac{d\rho}{\rho} \quad (1.11)$$

sont constantes le long des trajectoires $d_t x = u \pm c_s$, avec u la vitesse du fluide, c_s la vitesse du son et ρ la densité. Dans le cas d'un gaz polytropique d'indice constant, γ , cela revient à dire que :

$$J_{\pm} = u \pm \frac{2}{\gamma - 1} c_s + C^{ste} \quad (1.12)$$

sont constants.

Revenons au problème du passage du choc au travers d'une interface avec une densité qui diminue. Dans ce cas, nous pouvons considérer deux milieux distincts : un parcouru par une onde de raréfaction, l'autre par le choc transmis. Il y a bien entendu une condition de continuité (en pression et en vitesse) à l'interface reliant ces deux systèmes. Si nous supposons que les chocs sont forts, nous pouvons alors montrer que :

$$\begin{cases} \frac{\gamma_o + 1}{\gamma_t + 1} \frac{\rho_t}{\rho_o} \left(\frac{u_{s,T}}{u_{s,i}} \right)^2 = \left(1 - \sqrt{\frac{\gamma_o - 1}{2\gamma_o}} \frac{\gamma_o + 1}{\gamma_t + 1} \frac{u_{s,T} - u_{s,i}}{u_{s,i}} \right)^{2\gamma_o / (\gamma_o - 1)} \\ u_{r,R} = c_s \propto \sqrt{\gamma_o} \left(\frac{\gamma_o + 1}{\gamma_o - 1} \rho_o \right)^{\gamma_o - 1} \end{cases} \quad (1.13)$$

avec $u_{s,i}$ la vitesse du choc incident, $u_{s,T}$ celle du choc transmis et $u_{r,R}$ celle de l'onde de raréfaction réfléchi. γ_o et γ_t sont les indices polytropiques supposés constants des milieux d'origine et de débouché du choc (de part et d'autre de l'interface). ρ_o et ρ_t sont les pressions initiales de ces deux milieux. La vitesse de l'interface découle naturellement de la vitesse du choc transmis (supposé fort).

Les résultats présentés dans ces deux dernières parties peuvent servir d'estimation lors de l'interaction entre un choc et une interface. Dans les situations réelles, ces relations ne sont qu'approchées du fait des nombreuses hypothèses intervenant dans leur mise en place : hydrodynamique idéale, chocs forts, gaz polytropique, index polytropique constant, raréfaction isentropique...

La problématique qui reste est de générer une onde de choc pour atteindre le domaine de la HDE. Historiquement les premières ondes de chocs créées et observées par l'homme furent celles produites par une balle de fusil, observation attribuée à Ernst Mach. Leur utilisation pour des études physiques, telles que l'étude des matériaux, est plus récente. Leur création dans un but de recherche fit tour à tour appel à des explosifs, des projectiles dont

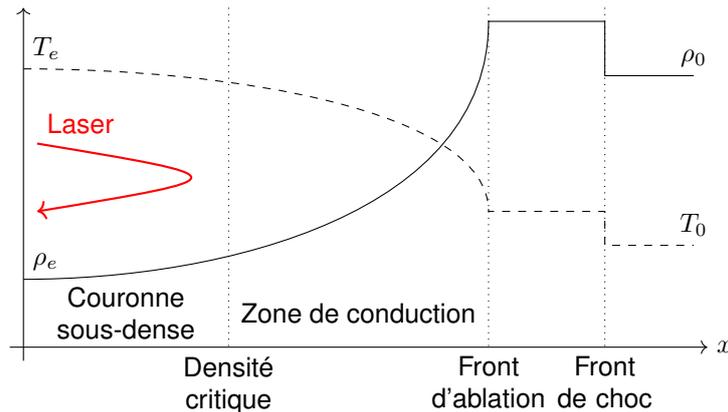


FIGURE 1.6 – Profil spatial de densité, ρ_e , et température, T_e , électronique pour de la matière irradiée par un laser de puissance. Schéma inspiré de [FMF85].

l'impact est à l'origine de l'onde de choc, et plus récemment à des machines plus complexes telles que les machines à striction axiale (ou Z-pinch) ou encore les lasers de puissance. C'est à ces derniers que nous faisons appel lors de cette thèse. Un avantage certain de ces techniques plus récentes est la possibilité d'observation du milieu pendant l'application des contraintes (ce qui n'est pas toujours possible en présence d'une explosion). Cependant la vitesse de l'onde de choc et l'aspect éphémère de ces expériences impliquent de nombreuses difficultés pour les observations.

1.2.4 Création d'onde de choc par laser

1.2.4.1 Principe et pression d'ablation

Précédemment nous avons évoqué la possibilité de créer des ondes de choc avec un laser de puissance. Étant donné que cela correspond à la méthode utilisée lors de nos expériences nous allons décrire ici le mécanisme physique de leurs générations.

Un laser est une onde électromagnétique cohérente. De ce fait, il peut se coupler avec les particules chargées, notamment les électrons. S'il est suffisamment puissant, il peut ioniser la matière et donc ainsi former un plasma. Dans le cas des lasers de puissance ayant une impulsion de l'ordre de la nanoseconde, ceux que nous utilisons, le laser tout d'abord accélère les électrons libres présents dans le milieu (électrons de la bande de conduction dans le cas d'un métal, ceux liés aux impuretés d'un milieu diélectrique ou possiblement par effet thermoélectrique). Ceux-ci vont alors ioniser la matière environnante par collision, ce qui permet une croissance exponentielle de la population d'électrons. Dès que la densité électronique devient suffisamment élevée, l'énergie du laser peut être absorbée, notamment par bremsstrahlung inverse ou par absorption résonnante. Je ne traiterai pas dans ce manuscrit le détail de ces deux mécanismes qui sont par ailleurs largement documentés [Dra06 ; Mar03]. Le plasma, absorbant l'énergie laser par le biais des électrons et de leurs interactions avec les ions, se trouve fortement chauffé par conduction thermique et se détend. En réaction à cette détente, par principe de conservation de la quantité de mouvement, une onde de compression, ici un choc, est lancé dans le sens opposé à la détente.

Il est à noter que le laser ne peut se propager et donc déposer de l'énergie que dans la matière sous-dense (dont la densité électronique est inférieure à une densité critique, densité au-delà de laquelle une onde électromagnétique ne peut pas se déplacer dans un plasma car sa fréquence est supérieure à la fréquence plasma). En somme le laser se propage dans un plasma ayant une densité sous-critique, aussi appelé couronne, il y est partiellement dévié et absorbé (voir figure 1.6). Au niveau de la densité critique il est réfléchi. Au-delà de cette densité critique une zone de conduction thermique transportant l'énergie de la couronne vers le solide se met en place. Les températures atteintes dans cette zone sont telles que la matière peut y être ablatée (et se détendre). On qualifie de front d'ablation la frontière entre la matière ablatée se détendant et le reste de la matière. Ce front d'ablation ne correspond donc pas à la densité critique.

La force de réaction à la détente du plasma exercée sur le solide s'apparente à une pression, qualifiée de pression d'ablation. Des modèles analytiques ont été développés afin de rendre compte de cette force en fonction

de l'intensité laser [Mor82 ; FMF85 ; Fra+11]. De façon générale, la pression d'ablation y est exprimée sous la forme :

$$P_{\text{ablation}} [\text{Mbar}] = A_0 (I [10^{14} \text{ W.cm}^{-2}])^{\delta_1} (\lambda [\mu\text{m}])^{\delta_2} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{\delta_3} \left(\frac{Z^*}{3.5} \tau [\text{ns}]\right)^{\delta_4} \quad (1.14)$$

avec P_{ablation} la pression d'ablation, I l'intensité laser, λ la longueur d'onde du laser, A la masse atomique de la matière éclairée, Z son numéro atomique, et Z^* son degré de ionisation. Les coefficients A_0 , δ_1 , δ_2 , δ_3 et δ_4 sont des coefficients d'ajustement. Ils varient selon les modèles. Par exemple dans [FMF85], leurs valeurs respectives sont 12, 2/3, -2/3, 1/3 et 0. Selon ce modèle il est donc possible d'obtenir une pression d'ablation de 1 Mbar lors de l'interaction d'un laser à 527 nm avec une cible de polystyrène (C_8H_8), dès lors que l'intensité laser avoisine les $10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$. D'après ce même modèle, la température d'ablation s'exprime de la même façon que la pression d'ablation aux coefficients près. Ceux-ci valent respectivement 2,7, 2/3, 4/3, 1/3 et 0. Cette température atteint dans cet exemple les 60 eV.

Nous pouvons noter que les intensités surfaciques nécessaires pour atteindre le mégabar sont largement atteignables à l'aide de laser de puissance.

Si nous appliquons la formule précédente au cas d'un choc fort traversant un gaz parfait mono-atomique ($\gamma = 5/3$), nous pouvons alors relier la vitesse du choc à l'intensité laser :

$$u_s [\text{km.s}^{-1}] = 4\rho [\text{g.cm}^{-3}]^{-1/2} I [10^{14} \text{ W.cm}^{-2}]^{1/3} \lambda [\mu\text{m}]^{-1/3} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{1/6} \quad (1.15)$$

Nous précisons que le front d'ablation est sujet à l'instabilité de Rayleigh-Taylor [Cas+16 ; Cas+18a ; Cas+18b] (voir chapitre 2), ce point étant fondamental en FCI. Dans cette thèse, nous ne traiterons pas ce cas, mais nous nous focaliserons sur celles se développant sur des interfaces plus classiques.

1.2.4.2 Rayonnement du plasma ablaté

Lors de l'interaction entre un laser nanoseconde et la matière, le plasma de couronne (plasma ablaté) peut atteindre des températures comprises entre la dizaines d'électronvolt et plusieurs kiloélectronvolts. Comme tout corps chaud, ce plasma produira un rayonnement thermique dû à l'agitation des particules le constituant.

Ce rayonnement thermique comporte une composante due aux transitions électroniques au sein des atomes (lié-lié, libre-lié) présents dans le milieu. La présence d'électrons libres et d'ions permet aussi des transitions électroniques de type libre-libre, aussi connues sous le nom de bremsstrahlung. Ces dernières, ainsi que les transitions libre-lié, contribuent à la création d'un spectre continu d'émission. Du fait de l'énergie thermique élevée du milieu, l'émission ainsi produite sera partiellement constituée de photons X pouvant atteindre des énergies de l'ordre de plusieurs keV.

Cette émission du plasma de couronne se propage dans toutes les directions et elle peut être en partie absorbée par la matière dense. Lorsque cette émission est absorbée en amont de l'onde de choc, elle perturbe ce milieu et change sa température, on parle de préchauffage. Ces phénomènes de préchauffage peuvent donc changer le milieu de propagation de l'onde de choc et par conséquent sa dynamique. Ce préchauffage est un corollaire indésirable de la production de choc dans les expériences laser. Nous reviendrons sur ce point dans la partie 3.2.2.1.

1.2.4.3 Interaction entre laser picoseconde et matière

L'ensemble des explications précédentes concernent l'interaction d'un laser nanoseconde avec la matière, afin de créer des ondes de choc. Au cours de cette thèse, nous avons aussi utilisé des lasers picoseconde. Ces lasers se caractérisent par leur brièveté et leur forte intensité (dans la configuration dans laquelle nous l'avons utilisé le pico2000 avoisinait les $3 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$). Ici les mécanismes mis en jeu lors de leur interaction avec la matière diffèrent fortement de ceux des lasers nanoseconde.

Du fait de leur forte intensité, la valeur crête du champ électrique produit par ces lasers dépasse l'énergie coulombienne reliant électron et noyau. Ils vont donc pouvoir arracher des électrons à la matière. L'intensité de ces lasers est telle que des effets relativistes se mettent en place, les électrons libres gagnent de l'énergie cinétique (impulsion) lors de leur interaction avec le champ électromagnétique du laser. La vitesse d'oscillation des électrons dans ce champ et l'énergie, qu'ils gagnent lors d'un cycle, est si élevée qu'il n'y a pas de thermalisation de la population d'électrons. Des électrons suprathermiques pouvant atteindre le MeV sont ainsi créés. Ils vont se propager

au sein de la matière sur des longues distances et vont interagir avec elle. La thèse de E. Martinolli [Mar03] décrit ces mécanismes d'interaction en détails.

Il est important de retenir que l'irradiation de la matière avec un laser ultra-haute intensité engendre la création d'électrons suprathermiques qui interagissent avec la matière. Ils seront notamment responsables de la production de rayonnement X (voir chapitre 3.3.3.1). Il est à noter que la totalité de l'énergie du laser ne se trouve pas injectée dans ces électrons suprathermiques. Une partie contribue à la création d'électrons thermiques de plus basse énergie, de l'ordre du keV. Ceux-ci auront tendance à participer à un rayonnement de type bremsstrahlung qui souvent sera réabsorbé par la cible.

D'un point de vue hydrodynamique la brièveté du laser le rend impropre à la production d'onde de choc soutenue. En effet, sa durée est inférieure aux temps caractéristiques hydrodynamiques du système ainsi qu'aux temps caractéristiques de collision électrons-ions, de l'ordre de la dizaine de picoseconde. Le laser s'arrêtera donc avant la mise en mouvement des ions et ne pourra donc pas soutenir un choc. Lors d'expériences récentes [Jan+19] un choc a été produit par interaction entre matière et laser femtoseconde. Néanmoins celui-ci décroît sur des temps courts devant la nanoseconde (temps hydrodynamique de nos expériences). Par contre la création d'électrons chaud engendrera la formation d'une onde de chaleur, régie par des phénomènes de transport non-locaux. Cette onde thermique électronique pénétrant la matière sera responsable de son échauffement et de son expansion sur des temps (temps hydrodynamiques) bien supérieurs à la durée du laser. La matière interagissant avec un laser picoseconde finira donc par se détendre ce qui résultera en la destruction des cibles comme dans le cas des lasers nanoseconde. Nous remarquerons que ces propriétés peuvent être utiles dans le cadre d'étude de chauffage isochore de la matière (matière chauffée sans détente), ainsi que dans le cadre d'étude de détente isentropique (pas de transfert thermique lors de la détente).

1.3 Astrophysique de laboratoire comme cas particulier de HDE

La HDE traite de l'étude de systèmes dans des conditions extrêmes. Des systèmes astrophysiques tels que les variables cataclysmiques, les explosions de supernovæ, les jets d'étoiles jeunes, les intérieurs stellaires et planétaires, répondent à cette définition. Leur étude complète est malheureusement difficile du fait de notre distance à ces objets. Ainsi nous ne pouvons observer que les émissions lumineuses nous parvenant. Il nous est impossible de réellement sonder la matière. De plus leur éloignement limite la résolution spatiale des observations, et la durée de leur évolution ne nous permet d'observer qu'une infime partie de leur histoire. C'est pourquoi les simulations numériques jouent un si grand rôle en astrophysique. En complément de celles-ci, des expériences HDE en laboratoire permettent l'ajout de données aux modèles et le contrôle des résultats de simulations [RDR06]. Ces expériences fournissant de façon contrôlée des informations relatives à l'astrophysique sont nommées : astrophysique de laboratoire.

D'un point de vue historique l'astrophysique de laboratoire est un domaine d'étude relativement récent. Il fut imaginé dans les années 1990 et fut pour la première fois présenté en 1996 lors d'un séminaire nommé *Workshop on Laboratory Astrophysics with Intense Lasers* à Pleasanton en Californie. Ce séminaire, qui par la suite devint la conférence HEDLA (*High Energy Density Laboratory Astrophysics*), a permis une rencontre entre la communauté des astrophysiciens et celle de la physique des plasmas laser. Cela a contribué entre autre à définir des problématiques d'intérêt astrophysique pouvant être traitées en laboratoire. Par ailleurs l'astrophysique de laboratoire est un domaine de recherche purement académique de recherche utilisant les lasers de puissance. À ce titre elle permet, tout comme la FCI, une utilisation académique de ces installations et donc leur ouverture à une recherche autre que militaire.

Signalons que bien que des objets astrophysiques répondent aux conditions HDE, ce n'est pas le cas de l'ensemble de ceux-ci (par exemple l'astrochimie ou la physique des particules). De même l'ensemble des sujets HDE n'est pas en lien avec l'astrophysique (ICF). Il y a intersection entre ces deux domaines. Il en va de même entre l'astrophysique de laboratoire (un sous domaine de l'astrophysique) et la HDE. Dans cette thèse nous ne nous référons qu'à la partie de l'astrophysique de laboratoire comprise en HDE.

Dans les sections suivantes nous présenterons les principes sur lesquels repose l'astrophysique de laboratoire, à savoir les lois d'échelle. Après quoi nous exposerons quelques nombres adimensionnés relatifs à cette thèse.

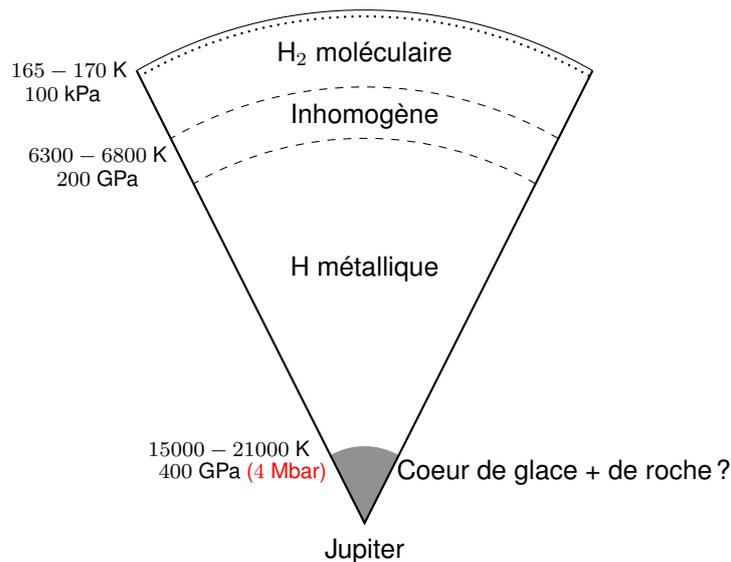


FIGURE 1.7 – Représentation schématique de l'intérieur de Jupiter. En raison d'une méconnaissance des équations d'état de l'hydrogène, la présence d'un noyau et son état (glace ou roche) reste à ce jour inconnu. (Schéma inspiré de l'article de T. Guillot [Gui99])

1.3.1 Principes et lois d'échelle

Comme nous l'avons montré dans les sections précédentes, en laboratoire il est possible d'amener la matière dans des conditions extrêmes pouvant correspondre à celles retrouvées en astrophysique (les introductions de [Dra06 ; Vin06 ; Yur15 ; Lou08]... présentent toutes des schémas comparant les diagramme énergie, température de ces différents domaines). Cela permet aux physiciens d'étudier en laboratoire des phénomènes physiques et états de la matière autrement inaccessibles. En cela l'astrophysique de laboratoire permet de palier les limites de l'astrophysique classique. À ce point nous pouvons nous poser la question de la validité de telles études. Peut-on réellement comparer des systèmes si différents tant sur une échelle spatiale que temporelle ?

La réponse à cette dernière question dépend de la comparaison que l'on souhaite effectuer. Il y a en effet des systèmes strictement équivalents et d'autres ne présentant qu'une simple ressemblance. Nous qualifions les systèmes d'invariants, de similaires ou de ressemblants dans un ordre décroissant d'équivalence [Tak01].

Une propriété physique est dite **invariante** dès lors qu'elle ne dépend pas du système où elle s'exprime. Elle sera la même quelque soit l'échelle temporelle ou spatiale mise en jeu. Cela correspond donc à des propriétés physiques de la matière à l'équilibre. On y retrouve les propriétés thermodynamiques de la matière, son état (équations d'état), sa structure, son opacité... En astrophysique de laboratoire, elles furent qualifiées d'invariance exacte [Tak01].

Ces propriétés invariantes sont des caractéristiques intrinsèques de la matière. De ce fait elles sont souvent employées comme données d'entrée de modèles ou de simulations. Par exemple les équations d'état, qui sont des propriétés invariantes, influencent nos modèles d'intérieurs planétaires et stellaires. Nous pouvons penser aux équations d'état de l'hydrogène influençant nos modèles sur l'état (solide ou liquide) du cœur de Jupiter [CSW07 ; SG04] (voir figure 1.7), ou celles du mélange eau-ammoniac-méthane qui pourrait en partie expliquer l'asymétrie du champ magnétique externe de Neptune [Gua+19]. Ces expériences présentent donc un intérêt évident pour l'astrophysique.

Pour pouvoir étudier les propriétés dynamiques d'un système, il faut que l'expérience créée soit **similaire** à celui-ci. Le principe de similarité repose directement sur le théorème Pi (ou théorème de Vaschy-Buckingham) [Vas92]. Celui-ci dit que si un système d'équations physiques met en jeu N variables dépendant de k unités fondamentales, alors il est équivalent à un système d'équations mettant en jeu $N - k$ variables sans dimension construites à partir des variables originelles. Cela revient à adimensionner les équations régissant la physique du système étudié (une approche plus complète mais complexe repose sur les groupe de Lie [Fal08]). Ce principe est souvent utilisé en mécanique des fluides afin de rapprocher deux systèmes aux échelles spatiales et temporelles différentes. La condition nécessaire (mais pas suffisante) pour que deux systèmes soient équivalents est qu'ils possèdent les

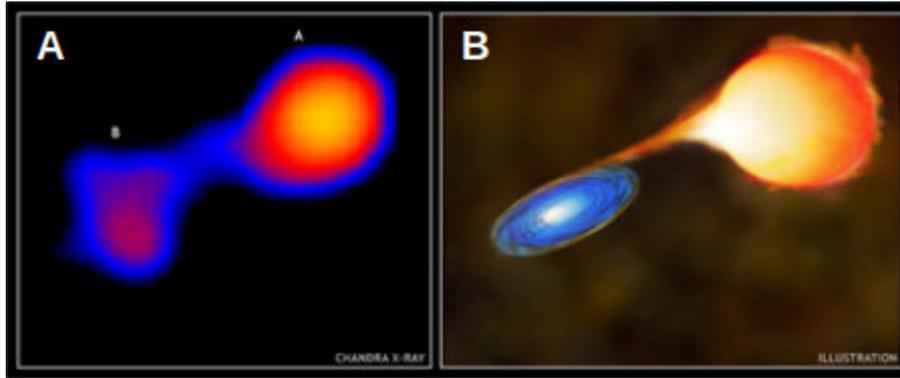


FIGURE 1.8 – A : Image d'observation du système binaire composé de Mira A et de Mira B. Mira A est la géante rouge s'écroutant sur Mira B, la naine blanche. Ce système dénommé variable cataclysmique (de type polar si le champ magnétique a une forte contribution) n'est que peu résolu à l'aide d'un télescope (l'image totale fait 1,2 seconde d'arc de côté pour une résolution d'environ 0,5 seconde d'arc, l'image A est une reconstruction). Afin d'étudier les colonnes de matière, qui chutent sur Mira B, il est nécessaire d'avoir recours à des simulations ou à des expériences d'astrophysique de laboratoire. B : Vue d'artiste du même système. Crédit : X-ray : NASA/CXC/SAO/M. Karovska et al. ; Illustration : CXC/M.Weiss

mêmes nombres adimensionnés. Ce principe fut réintroduit ou plutôt appliqué à l'astrophysique de laboratoire. On y distingue des similarités dites exactes [Ryu+99], globales [FMB11] ou partielles, selon leur degré de fidélité. En effet, on peut très bien limiter toutes comparaisons à un jeu restreint de phénomènes physiques et d'équations.

L'intérêt de ces expériences similaires repose directement sur les limitations des observations astrophysiques. Celles-ci portent aussi bien sur la dynamique des phénomènes étudiés que sur la limite de résolution des observations astrophysiques. Ainsi il est plus simple de recréer et d'étudier un jet extra-galactique relativiste en laboratoire, selon le principe de similarité, que d'attendre les milliers d'années caractéristiques de sa décélération [LB13]. De même l'étude d'un système similaire aux colonnes d'accrétion des variables cataclysmiques de type polar est préférable (voir figure 1.8). Une variable cataclysmique est un système binaire où la matière arrachée d'une étoile compagne chute sur une étoile primaire (le plus souvent une naine blanche), elle est qualifiée de polar si le champ magnétique contraint ces colonnes d'accrétions. En effet, ces colonnes de matière d'une taille caractéristique de 100 à 1000 km ne sont pas observables depuis la Terre. Tout au mieux des variations de luminosité peuvent l'être. Cette restriction ne s'applique pas aux expériences [Fal+11 ; Van+18].

Enfin, nous qualifions de **ressemblance** tout système ne pouvant pas être directement relié à un système astrophysique, mais fournissant néanmoins des indications utiles à sa compréhension. Cela peut par exemple prendre la forme d'expérience ayant pour objectif la validation de processus particuliers afin de les implémenter dans des codes.

L'intérêt des expériences ressemblante est une compréhension des phénomènes physiques et non astrophysiques. Autrement dit, elles ne se concentrent pas sur la compréhension d'un phénomène global, dont l'observation astrophysique est parcellaire, mais plutôt sur quelques points de détails physiques s'y appliquant. Nous pourrions par exemple penser aux expériences sur l'effet dynamo [Tze+18] qui entraîne une amplification du champ magnétique dans le milieu interstellaire, ou celle sur la turbulence [Whi+19]. Ces expériences étudient des phénomènes ayant un impact sur l'astrophysique dans des conditions comparables, mais sans utilisation de lois d'échelle. Même si cette catégorie est la plus générale des trois nous pouvons y voir des caractéristiques de l'invariance non pas de la globalité d'un système mais des phénomènes physiques y intervenant.

La plupart du travail de cette thèse se situe entre similarité et ressemblance. Les principes physiques et nombres adimensionnés apparaissant dans nos expériences peuvent en effet être comparés à leur correspondance astrophysique. Cependant la géométrie de nos expériences et la distribution spatiale des quantités physiques (densité, vitesse...) ne correspond à aucun système astrophysique. En résumé les mêmes phénomènes physiques s'y appliquent mais dans une géométrie différente. La principale comparaison possible est donc celle avec les simulations.

1.3.2 Exemple de traitement de systèmes similaires : identification des nombres adimensionnés

La partie précédente nous dit que si des systèmes sont similaires alors ils possèdent les mêmes nombres adimensionnés. Ici nous allons faire une démonstration de cette affirmation sur le cas particulier des équations d'Euler dans un cas idéal polytropique en absence de gravité. Celles-ci s'écrivent :

$$\partial_t \rho + \nabla \rho u = 0 \quad (1.16)$$

$$\rho (\partial_t u + u \nabla u) = -\nabla p \quad (1.17)$$

$$\partial_t p - \gamma \frac{p}{\rho} \partial_t \rho + u \nabla p - \gamma \frac{p}{\rho} u \nabla \rho = 0 \quad (1.18)$$

avec u la vitesse du fluide, p la pression, ρ la densité, r la position spatiale, ∇ la dérivé spatiale (gradient, divergence), ∂_t la dérivé temporelle. Si nous notons l'ensemble de ces quantités physiques sous la forme : $f = f_0 \tilde{f}$ avec f_0 un facteur de dimensionnement et \tilde{f} la variation spatio-temporelle adimensionnée, nous obtenons :

$$\partial_{\tilde{t}} \tilde{\rho} + \frac{u_0 t_0}{r_0} \tilde{\nabla} \tilde{\rho} \tilde{u} = 0 \quad (1.19)$$

$$\frac{u_0^2 \rho_0}{p_0} \tilde{\rho} \left(\frac{r_0}{u_0 t_0} \partial_{\tilde{t}} \tilde{u} + \tilde{u} \tilde{\nabla} \tilde{u} \right) = -\tilde{\nabla} \tilde{p} \quad (1.20)$$

$$\partial_{\tilde{t}} \tilde{p} - \gamma \frac{\tilde{p}}{\tilde{\rho}} \partial_{\tilde{t}} \tilde{\rho} + \frac{u_0 t_0}{r_0} \left(\tilde{u} \tilde{\nabla} \tilde{p} - \gamma \frac{\tilde{p}}{\tilde{\rho}} \tilde{u} \tilde{\nabla} \tilde{\rho} \right) = 0 \quad (1.21)$$

Sous cette forme deux nombres adimensionnés apparaissent : $v_0 t_0 / r_0$ et $p_0 / \rho_0 u_0^2$. Si plusieurs systèmes présentent ces mêmes nombres adimensionnés alors ils répondent aux mêmes équations et auront donc la même évolution (s'ils ont les mêmes conditions initiales à des facteurs dimensionnels prêts).

1.3.3 Nombres adimensionnés

Les études effectuées au cours de cette thèse concernent l'[instabilité de Rayleigh-Taylor \(IRT\)](#) dans un contexte relatif aux restes de supernova. Afin que nos études puissent tendre vers la similarité nous portons un intérêt particulier à un ensemble restreint de nombres adimensionnés. Nous distinguerons les nombres adimensionnés pour lesquels nous souhaitons une égalité exacte, ceux pour lesquels nous recherchons un ordre de grandeur et ceux où seule la grandeur relative à une valeur critique nous importe (habituellement 1, car se sont des rapport entre différents phénomènes physiques). Les deux premières catégories cherchent à recréer au mieux le système de comparaison. La troisième ne permet que de vérifier quel phénomène physique est prédominant dans chaque système. Dès à présent nous considérons les équations de Navier-Stokes, qui sont plus globale que celle d'Euler et prennent en compte la viscosité et différent phénomène de transport, ainsi que leur généralisation à la magnétohydrodynamique.

1.3.3.1 Condition à l'interface

Étant donné que les systèmes que nous étudions présentent une interface, il est particulièrement important de vérifier que les conditions de passage entre interfaces sont équivalentes dans les systèmes étudiés.

Nombre d'Atwood Le nombre d'Atwood mesure le rapport des densités au travers d'une interface. Classiquement, il vaut :

$$A_n = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \quad (1.22)$$

avec ρ_1 et ρ_2 les densités de part et d'autre de l'interface. Ce nombre est donc compris entre -1 et 1 , classiquement il est défini positif. Par ailleurs, nous pouvons remarquer qu'il est strictement équivalent au rapport des densités puisque sa définition réalise une bijection de $[0; +\infty[$ vers $[-1; 1]$.

1.3.3.2 Condition hydrodynamique

Nombre d'Euler Le nombre d'Euler correspond au rapport des forces de pression et des forces d'inertie. Il apparaît naturellement lors de l'adimensionnement de la seconde équation d'Euler (quantité de mouvement). Il vaut :

$$E_u = \frac{\Delta p}{\rho u^2} \quad (1.23)$$

avec ρ la densité des fluides, u leur vitesse et Δp une variation spatiale de pression dans le système. Dans nos études, nous rapporterons la force d'inertie à la pression cinétique, la pression du fluide étant thermique.

Nombre de Reynolds Le nombre de Reynolds correspond au rapport entre forces d'inertie et forces visqueuses. Il vaut :

$$Re = \frac{uL}{\nu} \quad (1.24)$$

avec u la vitesse caractéristique du système, L sa longueur caractéristique et ν la viscosité cinématique. Il peut aussi être interprété comme le rapport entre les temps caractéristiques du transport des quantités de mouvement par viscosité et par inertie. Il permet donc de distinguer entre le régime où la viscosité domine (régime de Stokes - $Re < 1$) et ceux où elle est faible (écoulement laminaire - $Re < \sim 1e3$) voire négligeable (écoulement turbulent - $Re \gg 1$).

Dans nos expériences, la viscosité peut être donnée par la formule de Braginskii [Rob04] :

$$\nu = 3.3.10^{-5} \frac{T^{5/2} A^{1/2}}{Z^4 \rho \ln \Lambda} \quad (1.25)$$

avec ν la viscosité cinématique en $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$, T la température ionique en eV, ρ la densité en g.cm^{-3} , A le nombre de masse du matériau, Z son numéro atomique et $\ln \Lambda$ le logarithme Coulombien. Cette formule est applicable pour des plasmas cinétiques (plasma faiblement corrélé $\Gamma \ll 1$) et quasiment totalement ionisé (plasma chaud).

Il est possible de remplacer la viscosité cinématique par la diffusivité magnétique pour obtenir le nombre de Reynolds magnétique. Cette diffusivité magnétique s'exprime, selon [RDR00], comme :

$$D_M \simeq 1.5.10^7 \frac{Z}{T_{\text{eV}}} \quad (1.26)$$

avec D_M la viscosité en $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$, Z le numéro atomique, T la température en eV. Cette formule correspond à un logarithme Coulombien de 6.

1.3.3.3 Autre nombres physiques

Nombre de Péclet Le nombre de Péclet correspond au rapport du transfert d'une quantité physique par convection et de celui par diffusion. Il s'exprime sous la forme :

$$Pe = \frac{Lu}{D} \quad (1.27)$$

avec L la longueur caractéristique, u la vitesse caractéristique et D le coefficient de diffusion. Il est possible de distinguer plusieurs types de diffusion : thermique, magnétique, binaire (d'espèce chimique)... À chaque type de diffusion correspond un nombre de Péclet.

Un nombre de Péclet élevé assure un transport par advection.

En combinant nombre de Péclet et nombre de Reynolds, on peut obtenir le nombre de Prandtl ($P_r = P_e/Re$).

Facteur de refroidissement À haute température, le rayonnement doit être pris en compte dans le calcul de l'énergie et de la pression du plasma. Il influence aussi les flux d'énergie. Le facteur de refroidissement est défini comme le rapport des temps caractéristiques de refroidissement radiatif (par rayonnement), t_{rad} , et de transport hydrodynamique, t_{hydro} :

$$\frac{t_{\text{rad}}}{t_{\text{hydro}}} \quad t_{\text{hydro}} = \frac{L}{u} \quad (1.28)$$

Lorsqu'il est grand, les effets radiatifs sont négligeables, le transport se fait principalement par advection.

Il faut noter que la valeur des nombres adimensionnés dépend fortement de leur définition : un même système pourra avoir différentes valeurs pour un même nombre adimensionné. En effet, tous se basent sur des valeurs caractéristiques du système qui sont laissées au choix du scientifique. Un exemple, nous utilisons dans cette thèse la longueur d'onde des IRT comme longueur caractéristique, mais nous aurions pu utiliser la largeur du flux laser (la tâche focale du laser).

Résumé

- La HDE traite de la matière dans des conditions extrêmes (pression supérieure à 1 Mbar).
- Ces conditions peuvent notamment être créées à l'aide d'ondes de choc, qui sont des variations abruptes des paramètres fluides (vitesse, densité, pression...).
- Les ondes de chocs suivent les relations de Rankine-Hugoniot.
- Au cours de cette thèse, nous avons produit des chocs par l'interaction entre un laser de puissance nanoseconde et de la matière.
- L'interaction entre un laser picoseconde et la matière produit des électrons hautement énergétiques : les électrons suprathermiques.
- L'astrophysique de laboratoire fait partie de la HDE visant l'étude contrôlée de propriétés astrophysiques au sein du laboratoire.
- Ce domaine d'étude repose sur des lois d'échelle.
- Une expérience dite similaire possède les mêmes nombres adimensionnés que le système astrophysique auquel elle se réfère. La géométrie doit elle aussi être respectée.

Bibliographie

- [BH16] R. BETTI et O. A. HURRICANE. « Inertial-confinement fusion with lasers ». In : *Nature Physics* 12.5 (2016), p. 435-448. ISSN : 1745-2481. DOI : [10.1038/nphys3736](https://doi.org/10.1038/nphys3736). URL : <https://doi.org/10.1038/nphys3736>.
- [BK64] N G BASOV et N KROKHIN. « CONDITIONS FOR HEATING UP OF A PLASMA BY THE RADIATION FROM AN OPTICAL GENERATOR ». In : *Soviet Physics JETP* 19.1 (1964), p. 3.
- [Cas+16] A CASNER et al. « Experimental evidence of a bubble-merger regime for the Rayleigh-Taylor Instability at the ablation front ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 717 (avr. 2016), p. 012010. DOI : [10.1088/1742-6596/717/1/012010](https://doi.org/10.1088/1742-6596/717/1/012010). URL : <https://doi.org/10.1088/1742-6596/717/1/012010>.
- [Cas+18a] A. CASNER et al. « From ICF to laboratory astrophysics : ablative and classical Rayleigh–Taylor instability experiments in turbulent-like regimes ». In : *Nuclear Fusion* 59.3 (déc. 2018), p. 032002. DOI : [10.1088/1741-4326/aae598](https://doi.org/10.1088/1741-4326/aae598). URL : <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aae598>.
- [Cas+18b] A. CASNER et al. « Turbulent hydrodynamics experiments in high energy density plasmas : scientific case and preliminary results of the TurboHEDP project ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018), e44. DOI : [10.1017/hpl.2018.34](https://doi.org/10.1017/hpl.2018.34).
- [Com+03] COMMITTEE ON HIGH ENERGY DENSITY PLASMA PHYSICS et al. « Frontiers in High Energy Density Physics : The X-games of contemporary science ». In : *The national academies press, Washington, D.C.* (2003).
- [CSW07] G. CHABRIER, D. SAUMON et C. WINISDOERFFER. « Hydrogen and Helium at High Density and Astrophysical Implications ». In : *Astrophys Space Sci* 307 (2007), p. 263-267. DOI : [10.1007/s10509-006-9285-7](https://doi.org/10.1007/s10509-006-9285-7).
- [Diz12] Alexandra DIZIERE. *Astrophysique de Laboratoire avec des lasers de haute énergie et de haute puissance : des chocs radiatifs aux jets d'étoiles jeunes*. Thèse (Polytechnique, LULI), 2012.
- [Dra06] R.P. DRAKE. *High-Energy-Density Physics : Fundamentals, Inertial Fusion, And Experimental Astrophysics*. Springer, 2006.
- [Dub+12] Leonid DUBROVINSKY et al. « Implementation of micro-ball nanodiamond anvils for high-pressure studies above 6 Mbar ». In : *Nature Communications* 3 (oct. 2012). Article, p. 1163. DOI : [10.1038/ncomms2160](https://doi.org/10.1038/ncomms2160). URL : <https://doi.org/10.1038/ncomms2160>.
- [Fal+11] E. FALIZE et al. « The scalability of the accretion column in magnetic cataclysmic variables : the POLAR project ». In : *Astrophysics and Space Science* 336.1 (2011), p. 81-85. ISSN : 1572-946X. DOI : [10.1007/s10509-011-0655-4](https://doi.org/10.1007/s10509-011-0655-4). URL : <https://doi.org/10.1007/s10509-011-0655-4>.
- [Fal08] Émeric FALIZE. « Similarity and self-similarity in high energy density physics : application to laboratory astrophysics ». Theses. Observatoire de Paris, oct. 2008. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-02095047>.
- [FMB11] E. FALIZE, C. MICHAUT et S. BOUQUET. « Similarity properties and scaling laws radiation hydrodynamic flows in laboratory astrophysics ». In : *ApJ* 730 (2011), p. 96.
- [FMF85] Rémy FABBRO, Claire MAX et Edouard FABRE. « Planar laser-driven ablation : Effect of inhibited electron thermal conduction ». In : *The Physics of Fluids* 28.5 (1985), p. 1463-1481. DOI : [10.1063/1.864982](https://doi.org/10.1063/1.864982).

- [Fra+11] D. E. FRATANUONO et al. « The direct measurement of ablation pressure driven by 351-nm laser radiation ». In : *Journal of Applied Physics* 110.7 (2011), p. 073110. DOI : [10.1063/1.3646554](https://doi.org/10.1063/1.3646554). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.3646554>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3646554>.
- [Gua+19] M. GUARGUAGLINI et al. « Laser-driven shock compression of synthetic planetary mixtures of water, ethanol, and ammonia ». In : *Scientific Reports* 9.1 (2019), p. 10155. ISSN : 2045-2322. DOI : [10.1038/s41598-019-46561-6](https://doi.org/10.1038/s41598-019-46561-6). URL : <https://doi.org/10.1038/s41598-019-46561-6>.
- [Gui99] Tristan GUILLOT. « Interiors of Giant Planets Inside and Outside the Solar System ». In : *Science* 286.5437 (1999), p. 72-77. DOI : [10.1126/science.286.5437.72](https://doi.org/10.1126/science.286.5437.72). eprint : <https://science.sciencemag.org/content/286/5437/72.full.pdf>. URL : <https://science.sciencemag.org/content/286/5437/72>.
- [Jan+19] Kamal JANA et al. « Generation of a strong reverse shock wave in the interaction of a high-contrast high-intensity femtosecond laser pulse with a silicon target ». In : *Applied Physics Letters* 114.25 (2019), p. 254103. DOI : [10.1063/1.5097918](https://doi.org/10.1063/1.5097918).
- [Kur+10] C. C. KURANZ et al. « Spike morphology in blast-wave-driven instability experiments ». In : *PoP* 17 (2010), p. 052709.
- [LB13] R. A. LAING et A. H. BRIDLE. « Systematic properties of decelerating relativistic jets in low-luminosity radio galaxies ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 437.4 (déc. 2013), p. 3405-3441. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stt2138](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2138). eprint : <http://oup.prod.sis.lan/mnras/article-pdf/437/4/3405/13763049/stt2138.pdf>. URL : <https://doi.org/10.1093/mnras/stt2138>.
- [LOD20] Paul LOUBEYRE, Florent OCCELLI et Paul DUMAS. « Synchrotron infrared spectroscopic evidence of the probable transition to metal hydrogen ». In : *Nature* 577.7792 (2020), p. 631-635. ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/s41586-019-1927-3](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1927-3). URL : <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1927-3>.
- [Lou08] Bérénice LOUPIAS. *Etude expérimentale de la formation et de la propagation de jets de plasma créés par un laser de puissance : application à l'astrophysique de laboratoire*. Thèse (Polytechnique, CEA, 2008).
- [Mar03] E. MARTINOLLI. « Transport d'électrons relativistes dans une cible solide : Etude du chauffage dans le cadre de l'allumage rapide ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2003.
- [Mic+18] Th. MICHEL et al. « Analytical modelling of the expansion of a solid obstacle interacting with a radiative shock ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018), e30. DOI : [10.1017/hpl.2018.24](https://doi.org/10.1017/hpl.2018.24).
- [Mor82] Patrick MORA. « Theoretical model of absorption of laser light by a plasma ». In : *The Physics of Fluids* 25.6 (1982), p. 1051-1056. DOI : [10.1063/1.863837](https://doi.org/10.1063/1.863837).
- [NUC+72] JOHN NUCKOLLS et al. « Laser Compression of Matter to Super-High Densities : Thermonuclear (CTR) Applications ». In : *Nature* 239.5368 (1972), p. 139-142. ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/239139a0](https://doi.org/10.1038/239139a0). URL : <https://doi.org/10.1038/239139a0>.
- [RDR00] D. D. RYUTOV, R. P. DRAKE et B. A. REMINGTON. « Criteria for Scaled Laboratory Simulations of Astrophysical MHD Phenomena ». en. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 127.2 (avr. 2000), p. 465-468. ISSN : 0067-0049, 1538-4365. DOI : [10.1086/313320](https://doi.org/10.1086/313320). URL : <http://stacks.iop.org/0067-0049/127/i=2/a=465> (visité le 28/01/2020).
- [RDR06] Bruce A. REMINGTON, R. Paul DRAKE et Dmitri D. RYUTOV. « Experimental astrophysics with high power lasers and Z pinches ». In : *Rev. Mod. Phys.* 78 (3 août 2006), p. 755-807. DOI : [10.1103/RevModPhys.78.755](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.78.755). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.78.755>.
- [Rig+19] G. RIGON et al. « Rayleigh-Taylor instability experiments on the LULI2000 laser in scaled conditions for young supernova remnants ». In : *Phys. Rev. E* 100 (2 août 2019), p. 021201. DOI : [10.1103/PhysRevE.100.021201](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.100.021201). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.100.021201>.
- [Rob04] H. F. ROBEY. « Effects of viscosity and mass diffusion in hydrodynamically unstable plasma flows ». In : *Physics of Plasmas* 11.8 (2004), p. 4123-4133. DOI : [10.1063/1.1772377](https://doi.org/10.1063/1.1772377). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.1772377>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1772377>.
- [Ryu+99] D. RYUTOV et al. « Similarity Criteria for the Laboratory Simulation of Supernova Hydrodynamics ». In : *ApJ* 518 (1999), p. 821-823.

- [SG04] D. SAUMON et T. GUILLOT. « Shock Compression of Deuterium and the Interiors of Jupiter and Saturn ». In : *The Astrophysical Journal* 609.2 (juil. 2004), p. 1170-1180. DOI : [10.1086/421257](https://doi.org/10.1086/421257). URL : <https://doi.org/10.1086/421257>.
- [Tak01] Hideaki TAKABE. « Astrophysics with Intense and Ultra-Intense Lasers "Laser Astrophysics" ». In : *Progress of Theoretical Physics Supplement* (juil. 2001).
- [Tze+18] P. TZEFERACOS et al. « Laboratory evidence of dynamo amplification of magnetic fields in a turbulent plasma ». In : *Nature Communications* 9.1 (2018), p. 591. ISSN : 2041-1723. DOI : [10.1038/s41467-018-02953-2](https://doi.org/10.1038/s41467-018-02953-2). URL : <https://doi.org/10.1038/s41467-018-02953-2>.
- [Van+18] L. VAN BOX SOM et al. « Laboratory radiative accretion shocks on GEKKO XII laser facility for POLAR project ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018), e35. DOI : [10.1017/hpl.2018.32](https://doi.org/10.1017/hpl.2018.32).
- [Vas92] Aimé VASCHY. « Sur les lois de similitude en physique ». In : *Annales Télégraphique* (1892). DOI : [10.1051/lhb/1970008](https://doi.org/10.1051/lhb/1970008).
- [Vin06] T. VINCI. « Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie : une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2006.
- [Whi+19] T.G. WHITE et al. « Supersonic plasma turbulence in the laboratory ». In : *Nat Commun* 10 (2019), p. 1758. DOI : [10.1038/s41467-019-09498-y](https://doi.org/10.1038/s41467-019-09498-y).
- [Yur15] R. YURCHAK. « Experimental and numerical study of accretion-ejection mechanisms in laboratory astrophysics ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2015.
- [ZR67] Ya.B. ZEL'DOVICH et Yu.P. RAIZER. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Academic Press, 1967. ISBN : 978-0-12-395672-9. DOI : <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-395672-9.X5001-2>.

Chapitre 2

Généralités hydrodynamiques

Contents

2.1 Les instabilités hydrodynamiques	33
2.1.1 Instabilité de Rayleigh-Taylor	34
2.1.2 Instabilité de Richtmyer-Meshkov : un cas particulier d'IRT	41
2.1.3 Instabilité secondaire de Kelvin-Helmholtz	43
2.2 Les instabilités en HDE	45
2.2.1 L'instabilité en FCI	45
2.2.2 L'instabilité en astrophysique	46
2.3 La turbulence	53
2.3.1 Introduction à la turbulence	53
2.3.2 Turbulence - propriétés annexes et instabilité	55
2.3.3 Effet de la turbulence en HDE	56

"Instabilités hydrodynamiques : Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution" tel est le titre de cette thèse. La compréhension d'un sujet quel qu'il soit passe souvent par la définition de chacun de ces termes ainsi que la compréhension, ne serait-ce que succincte, des notions sous-jacentes aux thématiques abordées. Dans cette optique, nous allons dans ce chapitre introduire les notions essentielles à la bonne compréhension de ce sujet.

Dans un premier temps nous verrons ce que sont les instabilités hydrodynamiques. Nous nous concentrerons plus précisément sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) dont nous étudierons les principes et les modifications pouvant résulter d'ajout de phénomènes physiques au cas d'école. Dans ce cadre, nous survolerons l'instabilité de Richtmyer-Meshkov comme un cas particulier de l'instabilité précédente. Dans un second temps nous verrons où apparaissent ces instabilités dans le cadre de la physique des hautes densités d'énergie. Nous nous intéresserons ensuite au cas astrophysique des supernovæ, mettant ainsi en exergue le lien avec l'astrophysique de laboratoire. Pour conclure ce chapitre nous présenterons quelques notions de turbulence, comme évolution ultime de systèmes hydrodynamiquement instables.

Le dernier élément présent dans le titre de cette thèse, à savoir les "diagnostics X à haute résolution", sera abordé ultérieurement dans une partie consacrée aux méthodes utilisées lors des expériences.

2.1 Les instabilités hydrodynamiques

L'hydrodynamique, ou mécanique des fluides, est une discipline de la physique visant l'étude des fluides, qu'ils soient statiques ou en mouvement. Les fluides sont des milieux déformables, ils ne représentent pas un état de la matière en particulier étant donné que les liquides, les gaz et les plasmas sont tous des fluides. Dans certains cas, même les solides peuvent avoir un comportement fluide. Du fait de leur abondance dans notre environnement direct, leur étude est ancienne. Ainsi aux alentours de 250 avant J.C., Archimède de Syracuse découvrit le célèbre principe d'Archimède (*Des corps flottants*) ce qui fit de lui le père fondateur de l'hydrodynamique. En 1757, L. Euler donna naissance à ses célèbres équations éponymes [Eul57]. Celles-ci ont été maintes fois modifiées pour rendre compte de phénomènes physiques de plus en plus complexes tels que : la compressibilité, la viscosité, ou encore

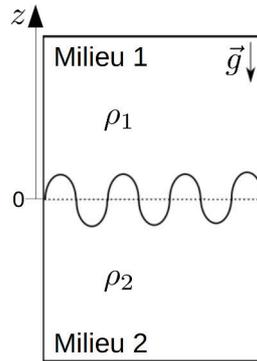


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du principe de l'IRT. Deux fluides, milieu 1 et 2, de densités différentes, ρ_1 et ρ_2 , sont en contact. Ils sont soumis à la pesanteur, \vec{g} , ou une force équivalente dans le référentiel de leur interface. L'interface entre les deux fluides est perturbée par rapport à sa position d'équilibre, $z = 0$.

le couplage possible avec les champs électromagnétiques (magnétohydrodynamique)... Bien que connues depuis plus de deux siècles, ces équations restent non résolues. Malgré leur apparente simplicité, la présence de termes non-linéaires est source de complexité entraînant l'apparition d'instabilités et conduisant à de la turbulence, sujet qui à ce jour fascine encore bon nombre de physiciens et de mathématiciens.

En physique, un système est dit instable si une petite perturbation entraîne son évolution vers un état tiers. C'est le cas par exemple pour un pendule solide mis en équilibre à l'envers. Tel quel il demeure à l'équilibre, mais la moindre perturbation va le pousser à évoluer vers son point d'équilibre stable (pendule à l'endroit). D'un point de vue énergétique, un système est dit à l'équilibre lorsque son énergie totale atteint un extremum. Cet équilibre est instable en cas de maximum.

Comme son nom l'indique une instabilité hydrodynamique apparaît lorsqu'un système fluide se trouve dans une situation dite instable. Ainsi toutes perturbations appliquées au système entraînera une évolution l'éloignant de son état précédent. Il est à noter que la présence de perturbation ne peut pas être empêchée dans le cadre de la mécanique des fluides. Il y aura toujours du bruit thermique.

Dans le cadre de l'hydrodynamique, le terme d'instabilité réfère souvent à des phénomènes auto-entretenus s'amplifiant. Ce n'est pas une généralité absolue, ainsi l'instabilité de Richtmyer-Meshkov que nous verrons plus tard ne répond pas à ce critère. Elle est impulsionnelle et ne s'amplifie pas.

2.1.1 Instabilité de Rayleigh-Taylor

2.1.1.1 Le principe

L'IRT fut étudiée pour la première fois par Lord Rayleigh en 1883 [Ray83] puis en 1950 par G.I. Taylor [Tay50]. De nos jours, elle suscite encore de nombreuses publications chaque année ; tant, qu'une revue scientifique est nécessaire environ tous les 10 ans, la dernière en date étant celle de Y. Zhou [Zho17].

L'instabilité de Rayleigh-Taylor se développe à l'interface entre deux fluides de densités différentes lorsque le fluide le plus dense repose sur le moins dense (cf. figure 2.1). Elle résulte en la formation de structures allongées appelées bulles dans le cas du fluide le moins dense, en référence aux bulles d'air ascendante dans de l'eau, et pics (aussi qualifiés d'aiguilles) pour le plus dense. En présence d'une interface plane, cette situation correspond à un maximum d'énergie potentielle de pesanteur et donc à une situation d'équilibre instable. La force, entraînant la mise en mouvement des fluides, est la flottabilité. Elle correspond à la somme du poids et de la poussée d'Archimède (ou résultante des forces de pression) appliquée sur un élément fluide. Elle s'exprime comme

$$(\rho - \bar{\rho}) \cdot \vec{g} \quad (2.1)$$

, avec $\rho(x, y, z)$ la densité du fluide, $\bar{\rho}(z)$ la densité moyennée sur une surface orthogonale à la pesanteur ($\bar{\rho}(z) = \int \int \rho(\vec{r}) dx dy$) et \vec{g} l'accélération de pesanteur.

De cette formule, nous pouvons déduire que en l'absence de toute perturbation (interface plane) le système est à l'équilibre et ne pourra pas évoluer. En effet, la force nécessaire au développement de cette instabilité n'existe que lorsqu'un élément fluide se trouve dans une couche de densité différente.

De plus il est apparent que le système est instable dès que le gradient de densité, $\vec{\nabla}\rho$, s'oppose la force de pesanteur. Autrement dit dès que $\vec{\nabla}\rho \cdot \vec{g} < 0$.

En HDE, les effets de la gravité sont souvent négligeables. Néanmoins cela n'implique pas l'absence d'IRT. En effet, même si l'accélération de pesanteur, principal responsable de l'instabilité, n'est pas présente, toutes forces à distance ayant un comportement similaire à la pesanteur peut la remplacer. Par similaire nous entendons un champ de force à distance, d'intensité proportionnelle à la masse de l'objet auquel il s'applique et n'ayant qu'une direction et qu'un sens.

Par exemple, supposons un système composé de deux fluides en contact et en mouvement accéléré. Dans le référentiel de l'interface (elle-même en mouvement) une pseudo-force, la force d'inertie, s'applique au fluide. Elle possède les mêmes propriétés que la force de pesanteur et peut donc engendrer l'IRT. Ainsi le système est instable si le gradient de densité s'oppose à la force d'inertie, autrement dit si l'accélération de l'interface est dans le même sens que le gradient de densité. Cela revient à dire que les gradients de densité et de pression, qui au repos suivent la direction de la pseudo-force, sont opposés l'un à l'autre.

C'est d'ailleurs cette pseudo-force qui est responsable des instabilités étudiées dans cette thèse. Dans les expériences que nous avons effectuées (cf. chapitre 4), c'est lors de la décélération de l'interface que l'IRT se développe.

2.1.1.2 Mise en équation

Afin de parfaire notre compréhension de l'IRT et de sa dynamique, une étude théorique de l'instabilité s'impose.

Le problème est ainsi posé : "Soit un système composé de deux fluides de densités différentes, ρ_1 et ρ_2 , mis à la verticale l'un de l'autre, avec le fluide 1 au dessus. Ce système est soumis à la pesanteur, \vec{g} . Supposons une petite perturbation de l'interface entre ces deux fluides. On considérera que l'interface se trouve initialement en $z = 0$, où l'axe \hat{u}_z est défini tel que $\vec{g} = -g\hat{u}_z$. Comment évolue la perturbation de l'interface ?"

Deux approches pour résoudre ce problème existent. La première repose sur la théorie des écoulements potentiels. Elle se caractérise par sa simplicité, mais suppose des écoulements irrotationnels et ne permet pas l'ajout de phénomène physique tel que la viscosité ou la compressibilité des fluides (ce qui est plutôt limitant en HDE). La seconde approche est plus complexe mais plus facilement généralisable. C'est d'ailleurs l'approche historique employée par Lord Rayleigh dans son papier [Ray83] présentant l'instabilité.

Afin de faciliter l'exposé de cette seconde méthode, nous allons nous placer dans le cas simple considéré par Lord Rayleigh. Nous supposons donc que l'écoulement est uniquement hydrodynamique, qu'il n'y a pas de viscosité, de tension de surface, que les fluides sont non-miscibles. Le système est donc soumis aux équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement suivant :

$$\begin{cases} \partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) & = 0 \\ \rho (\partial_t \vec{u} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u}) & = \rho \vec{g} - \nabla p \end{cases} \quad (2.2)$$

où \vec{u} est la vitesse fluide et p la pression.

À cela, nous ajoutons l'hypothèse d'un écoulement incompressible, $\nabla \cdot \vec{u} = 0$. À ce point cette hypothèse peut paraître trop forte et l'hypothèse des fluctuations incompressibles pourrait suffire. Mais une hypothèse qui sera émise par la suite entraînera celle de l'écoulement incompressible. Il ne nous reste plus qu'à appliquer la théorie des perturbations au premier ordre, afin de linéariser le système, et à décomposer la perturbation de la surface (initialement orthogonal à ∇p et donc à \hat{u}_z) en onde plane, en suivant la théorie de Fourier. Toute perturbation pourra donc s'exprimer sous la forme : $f(\vec{r}, t) = f(z) \cdot \exp(ik_x x + ik_y y + nt)$, où k_x et k_y sont les composantes selon les axes \hat{u}_x et \hat{u}_y du vecteur d'onde et n le coefficient de croissance exponentielle.

En ajoutant les conditions de continuité à l'interface (u_z et p) ainsi qu'en supposant que les fluides sont uniformes et qu'il n'y a pas de perturbation à l'infini de l'interface, nous obtenons le taux de croissance de l'instabilité :

$$n = \sqrt{A_n k g} \quad (2.3)$$

où A_n est le nombre d'Atwood valant $(\rho_1 - \rho_2)/(\rho_1 + \rho_2)$, k est la norme du vecteur d'onde de la perturbation avec $k^2 = k_x^2 + k_y^2$. La figure 2.2 illustre cette formule.

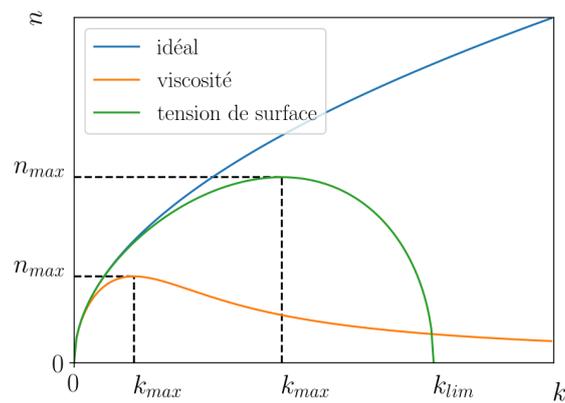


FIGURE 2.2 – Évolution du taux de croissance de l'IRT, n , en fonction du nombre d'onde, k , et des processus physiques considérés. Trois cas sont illustrés : le cas idéal, en bleu, où seule la gravité et la pression rentrent en compte ; le cas où nous considérons les effets des forces visqueuses, en orange ; et celui où seul l'effet de la tension de surface est considéré, en vert. Dans les deux cas non-idéaux représentés un taux de croissance maximum, n_{max} , apparaît.

Cette formule implique que si le nombre d'Atwood est négatif, et donc que le fluide le plus léger se trouve au dessus, le système est stable. Il y aura oscillation de la perturbation, autour de la position de repos de l'interface. Dans un cas réel cette oscillation sera amortie notamment sous l'effet de la viscosité.

Si le fluide le plus lourd est au dessus, et donc que le nombre d'Atwood est positif, la perturbation croîtra de façon exponentielle. La situation est donc instable (voir figure 2.3).

Ce développement basique donne ce qui est souvent appelé le taux de croissance de l'IRT. Il est à noter que c'est un taux de croissance linéaire qui repose sur de nombreuses hypothèses, dont certaines sont incompatibles avec la HDE. La plus évidente est l'incompressibilité de l'écoulement. Néanmoins ce taux peut servir de base de travail et permet une première approximation.

2.1.1.3 Autre phénomène physique et modification de la croissance

Changer les hypothèses présentes dans le développement de la partie précédente ou considérer l'effet d'autres phénomènes physiques ou forces, entraînent une modification du taux de croissance de l'instabilité. Bon nombre de ces altérations ont déjà été étudiées au cours du siècle dernier. La plupart sont compatibles avec la méthode présentée précédemment, à savoir une approche de dynamique des fluides à laquelle on ajoute la théorie des perturbations et une décomposition en série de Fourier. Dans cette section, nous allons présenter différents phénomènes physiques ainsi que leur effet sur le taux de croissance. Nous ne rentrerons pas dans les détails, mais un lecteur avisé pourra s'adonner au jeu de re-dériver chaque solution ou trouvera simplement l'ensemble des explications dans les papiers cités.

Le premier effet que nous allons considérer est celui de la viscosité. En HDE, il est courant de considérer la viscosité comme négligeable devant les termes de pression et d'énergie (interne et cinétique). Ce terme, bien que négligeable pour le reste de la dynamique, a d'importants effets sur le développement de l'IRT, qui dépassent une simple diminution du taux de croissance linéaire. Si nous ajoutons la viscosité au problème initial et que nous supposons que le coefficient de viscosité cinématique, ν ne dépend que de la hauteur z , le taux de croissance linéaire de l'IRT devient alors :

$$n = \sqrt{A_n k g + k^4 \nu^2} - k^2 \nu \quad (2.4)$$

Il est important de noter que l'ajout de la viscosité n'entraîne pas qu'une diminution du taux de croissance mais aboutit aussi à l'apparition d'un nombre d'onde critique, k_{max} , au-delà duquel le taux de croissance diminue (voir figure 2.2). Dans ce cas, le taux de croissance de l'instabilité admet un maximum, n_{max} , et ne diverge donc pas.

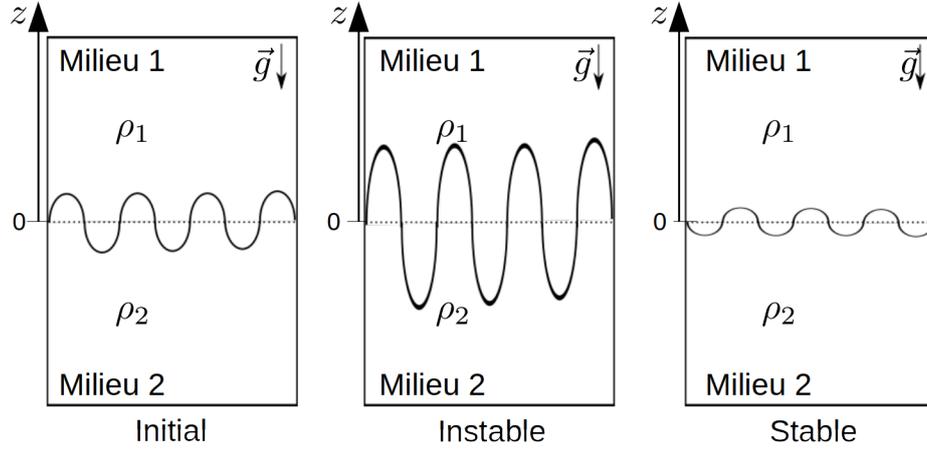


FIGURE 2.3 – Représentation schématique du devenir d'une interface entre deux fluides. La situation initiale (gauche) correspond au problème de RT. Si le milieu le plus dense se trouve au dessus la situation est instable (centre). Les perturbations de l'interface croissent exponentiellement. Dans le cas contraire (droite) le milieu est stable. Il y a alors oscillation des perturbations de l'interface et possiblement dissipation de celles-ci.

$$k_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{A_n g}{\nu^2} \right)^{1/3} \quad (2.5)$$

$$n_{\max} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{(A_n g)^{4/3}}{\nu^{2/3}} - \frac{(A_n g)^{2/3}}{4\nu^{1/3}}} \quad (2.6)$$

La diffusion de la matière, possible dans le cas de fluide miscible, a un effet similaire au cas précédent. Cette diffusion joue un rôle en HDE, où elle a, contrairement à la viscosité, un effet habituellement non-négligeable. Il est en effet courant de vérifier les temps de diffusion des atomes de différentes espèces au sein d'un plasma lors de la préparation d'expérience laser avec des cibles comportant de multiples matériaux. Dans la plupart des cas cet effet est négligeable sur le temps de l'expérience, mais sa présence peut modifier l'ensemble de la dynamique. Par ailleurs, les effets de diffusion sont souvent mal représentés dans les codes de simulation hydrodynamique. Ainsi les codes eulériens ont tendance à surestimer les effets de la diffusion, alors que les codes lagrangiens quant à eux les sous-estiment (voire ne les prennent pas en compte).

Une formule plus générale, prenant en compte les effets de la viscosité et de la diffusion, décrit le taux de croissance de l'instabilité [DHH62] :

$$n = \sqrt{A_n k g / \Psi + k^4 \nu^2 - k^2 (\nu + D)} \quad (2.7)$$

où Ψ est une fonction du nombre d'Atwood (autrement dit du rapport des densités) et D est le coefficient de diffusion binaire. La diffusion a un effet stabilisateur et peut rendre les petites longueurs d'onde stables du point de vue de l'IRT (voir figure 2.4).

La tension de surface peut aussi jouer un rôle limiteur sur la croissance de l'instabilité. Par principe elle limite la déformation de l'interface et donc la croissance de nombreuses instabilités. En prenant en compte uniquement les effets de la tension de surface en plus de la situation initiale, nous arrivons à un nouveau taux de croissance de l'instabilité égal à [Cha81]

$$n = \sqrt{gk \left(A_n - \frac{k^2 T}{g(\rho_1 + \rho_2)} \right)} \quad (2.8)$$

avec T la tension de surface. Cette formule présente, comme pour les formules précédentes, un nombre d'onde critique, k_{\max} , pour lequel le taux de croissance est maximal, mais elle présente aussi un nombre d'onde limite, k_{\lim} ,

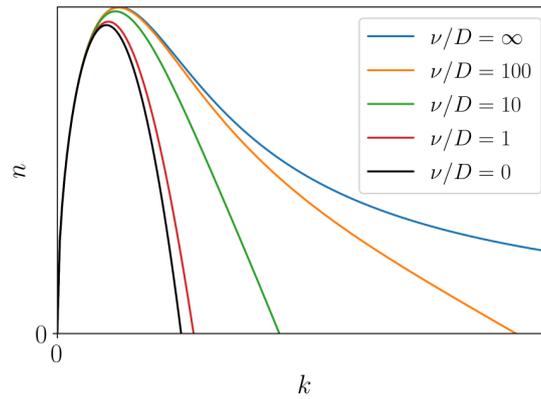


FIGURE 2.4 – Variation du taux de croissance de l'IRT, n , en fonction du nombre d'onde de la perturbation, k , et du rapport entre coefficient de viscosité cinématique, ν , et coefficient de diffusion binaire, D . Un nombre d'onde limite au-delà duquel toutes perturbation devient stable apparaît dès lors que les effets de la diffusion sont suffisamment importants. La fonction Ψ est prise constante dans cette représentation.

au-delà duquel le système n'est plus instable (voir figure 2.2).

$$k_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{A_n g (\rho_1 + \rho_2)}{T}} \quad (2.9)$$

$$k_{\text{max}} = \frac{1}{\sqrt{3}} k_{\text{lim}} \quad n_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3}}} \sqrt{A_n g k_{\text{lim}}} \quad (2.10)$$

Par ailleurs, il est à noter que bien que la tension de surface ait un effet limitant comme la diffusion, ces deux phénomènes s'ajoutent mal. En effet, la tension de surface limite directement la diffusion, diminuant fortement ses coefficients. Bien qu'elle soit souvent négligeable en HDE, face aux termes de pression et d'énergie interne et cinétique, la tension de surface doit être prise en compte notamment lors de simulation. Sans quoi la croissance des instabilités se retrouve souvent sous-évaluée dans les codes eulériens [Dim+04] (notamment pour des simulations réalisées avec FLASH, un des codes que nous utilisons en simulation).

Dans le cadre de la HDE, il paraît intéressant de connaître l'effet de l'ablation par laser sur l'IRT. En effet, la HDE expérimentale est intimement lié au développement des lasers. La détente de la matière ablatée par laser est propice au développement d'instabilités. En [fusion par confinement inertiel \(FCI\)](#), l'un des domaines de la HDE ayant un impact important sur les recherches effectuées dans ce domaine, des non uniformités du dépôt laser peuvent favoriser la croissance d'IRT (imprint), qui peuvent empêcher l'ignition. Cela amène naturellement à se questionner sur la dynamique des IRT qui se développent au front d'ablation. Des études successives ont été menées dès 1974 afin de connaître la dynamique. Elles concluent que l'ablation a un rôle stabilisateur sur l'IRT. Deux formules, décrivant cette dynamique, ont été développées. La plus ancienne, la formule de Takabe [Tak+85], fait appel à une méthode semi-analytique ajustant ses paramètres pour répondre aux résultats des simulations et expériences précédemment réalisées. Sa formulation la plus courante est : $n = \alpha \sqrt{k g} - \beta k v_a$, avec α et β deux paramètres d'ajustement trouvés égaux à 0,9 et 3 respectivement, et v_a la vitesse de flots du plasma à travers le front d'ablation. L'autre se base sur une méthode analytique couplée à un ajustement des asymptotes [San96]. Elle se formule comme

$$n \approx \alpha(k) \sqrt{k g} - 3 k v_a \quad (2.11)$$

avec $\alpha(k) \equiv \sqrt{1 - (k/k_c)^r}$ l'effet stabilisant par conduction thermique et k_c le nombre d'onde de coupure. On peut remarquer dans ces deux formules l'absence du nombre d'Atwood, cela est dû à la configuration étudiée, la FCI. Dans ce cas, il n'y a pas de saut de densité à proprement parler, mais plutôt un gradient. Nous estimons alors que la croissance de l'instabilité se fait en $\sqrt{k g}$ [Mun88 ; BLV90] qui est qualifié de mode global (bien qu'il ne soit jamais atteint). Des études plus récentes [Gon+96] ont amené des formules plus exactes, mais plus complexes. Ces études introduisent notamment un nombre d'Atwood de la FCI qui n'a rien à voir avec les densités. Ce nombre

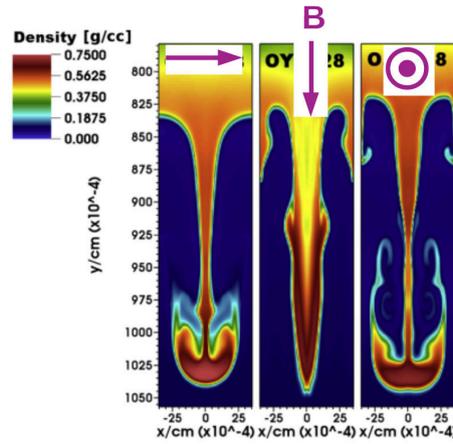


FIGURE 2.5 – Simulations de l'effet du champ magnétique sur la croissance de l'IRT en MHD. Trois configurations sont présentées : champs magnétique, B , parallèle au vecteur d'onde (gauche), orthogonal au vecteur d'onde et au plan de l'interface (centre) et orthogonal au vecteur d'onde mais parallèle à l'interface (droite). Dans ces deux derniers cas le champ magnétique ne change pas le taux de croissance de l'instabilité. Néanmoins il influence la morphologie des pics dans les trois cas. Image (simulation) tirée de [FP15] figure 2.

classiquement exprimé comme $A_T = 1/(1 + kL_{\min})$ dépend seulement du nombre d'onde et de la longueur caractéristique du gradient de densité, L_{\min} . Ce pseudo nombre d'Atwood va influencer le taux de croissance donnant des formules, tel que $\sqrt{A_T k \|g\|} - \beta k v_A$, où l'ensemble des paramètres non définis dépend du coefficient de transport thermique, ainsi que des modèles de détente du plasma considérés.

L'une des hypothèses, formulées lors de notre étude initiale de l'IRT, est fortement incompatible avec la HDE. C'est l'hypothèse d'incompressibilité. De par la nature même des processus physiques présents dans ce domaine, à savoir les ondes de choc, ainsi que l'état de la matière étudiée, le plasma, il paraît impensable que l'écoulement puisse être incompressible. En réalité, cette hypothèse, bien que forte, peut être justifiée dans certains cas, notamment loin du choc et quand le plasma ne se détend pas (milieu confiné). Une étude analytique de l'effet de la compressibilité peut être menée uniquement en l'absence d'ajout d'autre phénomène physique, tel que la tension de surface ou la viscosité. C'est ce qui a été réalisé par D. Livescu [Liv04]. Le taux de croissance une fois modifié prend pour forme : $n = \sqrt{fkg}$, où f est une fonction de nombreux paramètres dont les densités du système au repos, les rapports de capacités thermiques (γ), la pression au niveaux de l'interface... Ce taux de croissance peut être supérieur à celui du cas incompressible, bien que dans de nombreux cas il lui est inférieur. Le cas particulier, où la densité est continue à l'interface, présente un intérêt certain pour les études de l'IRT en astrophysique ou en FCI. Dans ce dernier cas, il peut être démontré que quelque soit le profil de densité des milieux, la croissance de l'instabilité ne dépassera pas le mode global [Mun88 ; BLV90]. Par ailleurs si nous supposons que la distribution de densité est exponentielle, avec $\rho(z) = \rho_0 \exp(z/L)$ (l'interface étant supposée être en $z = 0$), le taux de croissance devient alors

$$n = \sqrt{kg} \sqrt{\frac{4kL}{1 + 4k^2L^2}} \quad (2.12)$$

Nous pouvons noter que dans ce cas la notion d'interface devient particulièrement floue.

Un dernier phénomène physique ayant une importance en HDE et en astrophysique est l'effet du champ magnétique. Étant donné que dans ces domaines, la matière est le plus souvent sous forme de plasma, elle se couple aisément avec le champ électromagnétique. Ce champ est d'abord généré par le plasma, dont la dynamique est en retour influencée. Ici nous ne nous intéresserons qu'à l'application d'un champ magnétique externe, \vec{B} . Un tel champ selon son orientation pourra fortement inhiber la croissance de l'instabilité. En présence d'un champ magnétique uniforme, le taux de croissance de la phase linéaire devient [Cha81 ; Hil+11] :

$$n^2 = kg \left(A_n - \frac{B^2 k_{\parallel}}{4\pi (\rho_1 + \rho_2) kg} \right) \quad (2.13)$$

où B est la norme du champ magnétique et k_{\parallel} la composante du vecteur d'onde de la perturbation dans la direction du champ.

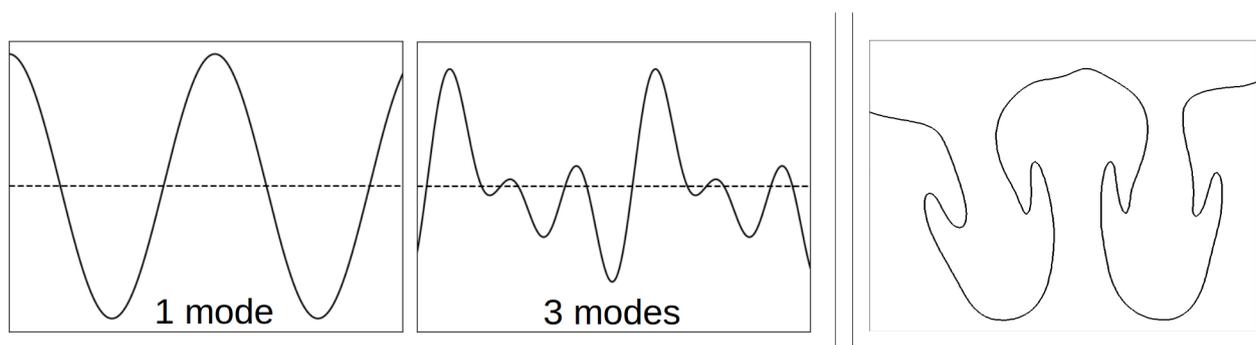


FIGURE 2.6 – Représentation schématique de la croissance possible de l'IRT, dans le cas d'une perturbation mono-mode. Dans l'approximation linéaire, la perturbation croît sans déformation (gauche). En présence d'effet non-linéaire, des modes secondaires commencent à apparaître (centre), il y a couplage entre modes. Ici les trois premiers modes possibles sont sommés avec un déphasage aléatoire. Par contre les effets non-linéaires ne permettent pas d'obtenir la forme caractéristique de champignon de RT (droite). Seules des instabilités secondaires, comme l'IKH, peuvent créer cette déformation.

Nous pourrions déduire de la formule précédente que le champ magnétique n'aura aucun effet sur l'instabilité dès lors qu'il est orthogonal au vecteur d'onde de celle-ci. En réalité ce n'est pas le cas. Même s'il n'a pas d'effet sur la croissance de l'instabilité, il aura un effet sur la morphologie des pics de l'IRT, comme la figure 2.5, tirée de [FP15], nous le montre.

Nous venons de voir le taux de croissance qui détermine la dynamique de l'IRT à l'ordre 1 dans le cas le plus simple. Les modifications de ce taux de croissance dans des cas pertinents pour la HDE et pour nos études ont été ensuite présentées. Même si, par la suite, nous nous référerons le plus souvent au cas simple, $n = \sqrt{A_n k g}$, nous garderons à l'esprit les modifications possibles dues aux autres effets notamment lors d'inconsistance entre expérience, théorie et simulation.

Pour aller plus loin dans notre compréhension théorique de l'IRT, il faut considérer son évolution aux temps longs. En effet, la théorie telle que abordée précédemment ne correspond qu'aux temps courts du développement de l'IRT. Elle sous-entend une croissance exponentielle de l'amplitude des modes de la perturbation. Autrement dit, toute perturbation purement sinusoïdale le restera et verra son amplitude croître de manière exponentielle. En réalité ce n'est pas le cas, car des effets non-linéaires rentrent en jeu. Ces effets sont dus aux équations de l'hydrodynamique qui ont un fort aspect non linéaire, $\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}$. Il y aura donc couplage entre les différents modes de Fourier dès lors que nous considérons les termes d'ordre supérieur à 1. Cela est vrai même en présence d'une perturbation mono-mode, puisque celle-ci pourra se coupler à elle-même formant ainsi des harmoniques. Une étude plus complète du couplage entre modes peut être trouvée dans la littérature [Dra06]. Il est à noter qu'elle ne repose pas uniquement sur l'aspect non linéaire des équations d'Euler, mais fait appel aussi à des considérations sur la continuité de l'interface. C'est d'ailleurs cette dernière qui engendre la création d'harmoniques, il est question de couplage entre modes du deuxième ordre.

Ces phénomènes de couplage et de création de modes supplémentaires sont en grande partie responsables de la déformation de l'interface et altèrent aussi le taux de croissance de l'instabilité. Par contre ces phénomènes ne conduisent pas à l'apparition des "champignons de Rayleigh-Taylor". Cette déformation du bout des pics, et parfois des bulles, donne une forme caractéristique à l'instabilité (voir 2.6) une fois sa phase non-linéaire atteinte. Ce sont des instabilités secondaires qui rendent les pics et bulles plus larges et les déforment. Parmi ces instabilités nous trouvons l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (IKH), que nous décrivons dans la section 2.1.3, ainsi que des IRT secondaires pouvant se développer lors de l'expansion latérale des pics.

Des modèles ont été établis pour rendre compte de la dynamique de l'instabilité une fois rentrée dans cette phase non-linéaire (avec déformation des pics). Il est estimé que l'on atteint cette phase lorsque que la taille des défauts amplifiée par l'instabilité atteint environ 10 % de sa longueur d'onde. Le modèle de flottabilité-traînée ("Buoyancy-Drag model") décrit le mouvement des bulles (respectivement des pics) comme entraînées par leur flottabilité mais ralenties par leur propre traînée. L'équation du mouvement de l'interface a été peu à peu modifiée pour devenir [Lay55; Alo+95; Dim00; Oro+01] :

$$\begin{cases} (\rho_2 + C_a \rho_1) \frac{du_B}{dt} = (\rho_1 - \rho_2) g(t) - \frac{C_d \rho_1}{\lambda} u_B^2 \\ (\rho_1 + C_a \rho_2) \frac{du_P}{dt} = (\rho_1 - \rho_2) g(t) - \frac{C_d \rho_2}{\lambda} u_P^2 \end{cases} \quad (2.14)$$

avec u_B (respectivement u_P) la vitesse du bout de la bulle (respectivement pic), C_d le coefficient de traînée, et C_a un coefficient relatif à l'inertie du fluide en amont de l'instabilité. Une interprétation possible de C_a est qu'il faut que le fluide environnant soit poussé latéralement pour que l'instabilité puisse croître. C_d et C_a sont des coefficients dépendant de la géométrie des pics et des bulles, et plus précisément de leur aérodynamisme. Il est courant de prendre $C_a = 2$ et $C_d = 6\pi$ en 2D et $C_a = 1$ et $C_d = 2\pi$ en 3D (cylindre contre sphère).

Des équations précédentes nous pouvons déduire que la vitesse des bulles et des pics sera accélérée jusqu'à atteindre une valeur asymptotique lorsque les termes de droite s'entre annuleront. Les vitesses atteindront alors leur valeur asymptotique, qu'elles conserveront.

$$u_{B/P, \text{asym}}^2 = \frac{\lambda}{C_d \rho_{1/2}} (\rho_1 - \rho_2) g(t) \quad (2.15)$$

Nous pouvons noter que cette valeur n'est réellement asymptotique que lorsque $g(t)$ est constant. La valeur asymptotique trouvée dans le cas des bulles correspond à celle du modèle de Goncharov [Gon02] se basant sur une approche de potentiel de flux à l'extrémité des bulles. Si nous supposons les conditions typiques de nos expériences (voir chapitre 4) à savoir une perturbation 2D avec une longueur d'onde de 120 μm , des densités de 0,1 et 1,4 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$, et une décélération supposée constante de 1 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{ns}^{-1}$ (ce dernier point reste discutable), nous obtenons des vitesses asymptotiques de $\sim 2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les bulles, et de $\sim 9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les pics. Nous pouvons noter une asymétrie entre pics et bulles, les pics atteignant une vitesse plus élevée.

Nous pouvons estimer le temps de transition vers cette phase de croissance asymptotique comme égal à :

$$\Delta t \sim \frac{u_{B, \text{asym}}}{(\rho_1 - \rho_2) g / (\rho_2 + C_a \rho_1)} \quad (2.16)$$

dans le cas des bulles. Cela nous donne, en conservant les conditions précédentes, un temps de transition de $\sim 2 \text{ ns}$ pour les bulles et de $\sim 10 \text{ ns}$ pour les pics.

Il est courant de trouver dans la littérature la croissance asymptotique des bulles sous la forme : $h_B = \alpha_B A_n g t^2$ avec $dh_B/dt = u_B$. Cette formule peut être assez trompeuse laissant croire que la bulle croît en t^2 . En réalité, le facteur α_B dépend de h_B et vaut $(C_d h_B (1 + A_n) / (2\lambda))^{-1}$, et est nommé le facteur alpha de la bulle.

Les équations (2.14) ont été généralisées pour toutes les phases du développement de l'instabilité [Sre+03a]. Pour cela un facteur rectificatif dépendant de la taille de l'instabilité est ajouté aux équations, $E_b(t) = \exp(-C_e k h_b)$. Ce facteur, purement artificiel, est choisi tel que les équations, une fois modifiées, admettent de façon asymptotique le même comportement que les équations (2.14) pour une grande amplitude de modulation, les équations linéarisées de Rayleigh-Taylor pour les faibles amplitudes, et les équations du modèle flottabilité-traînée de Livescu [Lay55] pour un nombre d'Atwood tendant vers 1.

Bien entendu les modèles asymptotiques présentés précédemment ont été à plusieurs reprises revisités. Nous signalerons notamment l'existence d'une phase de réaccélération pouvant apparaître après que l'IRT ait atteint son plateau de vitesse asymptotique [BS06 ; WL12 ; Ram+12 ; RKL13]. Cette réaccélération peut s'expliquer comme suit : la vorticité déposée dans le fluide ambiant par le développement de l'IRT (et son accélération) croît et commence à interagir avec les doigts d'instabilité. Les tourbillons (vorticité) grandissent, se séparent en tourbillon contra-propagatifs, et s'étendent jusqu'à l'extrémité des pics et des bulles. Là, ils les vont propulser et par conséquent accélérer l'instabilité. Cela entraîne une phase d'accélération suivant la phase de saturation des vitesse prédite précédemment. Ces effets sont particulièrement important à faibles nombre d'Atwood (< 5) comme le témoigne l'article [RKL13].

2.1.2 Instabilité de Richtmyer-Meshkov : un cas particulier d'IRT

Dans la section précédente, nous avons supposé que la pseudo-force inertielle était constante lors des calculs du taux de croissance. Cette hypothèse est fautive pour l'ensemble de cette thèse. En effet, cette force varie d'un ordre de grandeur environ entre le début et la fin des observations dans les expériences menées. Cela est dû au variation de la décélération par freinage de l'interface considérée. Son mouvement n'est en effet plus soutenu après

la coupure du laser utilisé pour la mettre en mouvement. Sa vitesse tend alors vers zéro et cette décélération ne peut être constante.

Pour traiter ces variations, il suffit d'intégrer les équations, la plupart du temps numériquement. Une forme typique d'équation à intégrer est : $d^2h_B/dt^2 = A_n k h_B g(t)$. Les résultats obtenus dépendent fortement de $g(t)$, il n'est donc pas possible de donner un résultat général couvrant ce type d'évolution (résolution d'une équation différentielle du second ordre dans un cas général). Par ailleurs, il est nécessaire d'avoir une connaissance poussée de $g(t)$ afin de pouvoir réaliser ces intégrations.

Un cas particulier, mais néanmoins digne d'intérêt pour une étude théorique, est la réponse d'un système de type Rayleigh-Taylor (interfacial) à une force impulsionnelle. Dans le cas où le système est linéarisé cela équivaut à rechercher la réponse impulsionnelle du système. D'un point de vue physique, cela peut correspondre au passage d'une onde de choc au travers de l'interface. Cette situation est plus connue sous le nom d'**instabilité de Richtmyer-Meshkov (IRM)**.

Une étude de cette instabilité peut être menée en modifiant légèrement l'étude de base de l'IRT, présentée précédemment. Cette approche mathématique est qualifiée de modèle impulsif de l'IRM et correspond à l'étude historique menée par Richtmyer [Ric60].

Elle consiste à changer la norme de la pseudo-force, g , par une accélération impulsionnelle, $\Delta u \delta(t)$, avec Δu le saut de vitesse induit par cette impulsion au niveau de l'interface, et $\delta(t)$ un pic de Dirac. Il est alors possible de démontrer que, dans le cas d'une perturbation n'ayant qu'un seul mode et pour une étude à l'ordre linéaire, l'amplitude de la perturbation, h , évolue comme :

$$\frac{dh}{dt} = k \Delta u A_n (t = 0^+) h (t = 0^+) \equiv v_0 \quad (2.17)$$

où $A_n (t = 0^+)$ et $h (t = 0^+)$ sont respectivement le nombre d'Atwood et l'amplitude de la perturbation après l'impulsion. Il est intéressant de noter que la partie droite de l'équation est constante. Pour la suite de l'étude, nous la noterons v_0 . Cette équation (2.17) admet pour solution, $h(t) = v_0 t + h(t = 0^+)$ pour tout $t > 0$.

Nous pouvons dès à présent remarquer quelques différences avec l'IRT. La première est l'absence de situation stable. En effet, quelque soit la disposition des fluides, et donc quelque soit le signe du nombre d'Atwood, il y aura toujours croissance de l'instabilité. Un second point qui découle du précédent est la possibilité d'inversion de l'interface pour un nombre d'Atwood négatif. En effet, cela entraîne v_0 négatif et donc $h(t)$ va diminuer et devenir négatif. Cela se traduit par une inversion de la perturbation, ou l'ajout d'un facteur π à sa phase. Une dernière différence avec l'IRT est que la croissance de la perturbation est dans ce cas-ci linéaire. Le phénomène ne s'amplifie pas au cours du temps. Ce n'est donc pas une instabilité à proprement parler (point de vue sémantique physique).

Une seconde approche de ce problème se base sur des considérations physiques [WC16]. Nous ne considérons donc plus que l'IRM est un cas limite d'IRT face à une accélération impulsionnelle. Cette approche est nécessaire pour pouvoir mener des études théoriques de cette instabilité. Elle repose sur la connaissance des ondes de chocs et leurs interactions avec les fluides (dépôts de vorticité) et les interfaces. Nous nous proposons ici d'étudier qualitativement les phénomènes physiques menant à l'IRM.

Dans un premier temps, considérons l'effet qu'a un choc perturbé sur les fluides. Dans un souci de simplicité, nous considérerons une onde de choc ayant une déformation sinusoïdale. Bien entendu, des déformations plus complexes peuvent être décomposées en leur mode de Fourier. Dans le référentiel du choc, le flux de matière passant au travers du choc est défléchi dans la direction opposée à la normale au choc. Il en résulte la création de flux de matière latéral en aval du choc partant de derrière les pics de modulation et allant vers les creux. Cela induit des zones de surpression derrière les creux et des zones de sous-pression derrière les pics (voir figure 2.7). Ces variations de pression en aval du choc vont interagir avec lui et vont tendre à l'aplanir. En temps normal, ce phénomène d'aplanissement suit une évolution d'oscillation amortie en régime sous-critique. La phase de la perturbation du choc va donc s'inverser à plusieurs reprises au cours de son aplanissement. Des zones de surpression et sous-pression successives se trouveront dans le sillage du choc. Notons que cela implique un dépôt de vorticité dans le fluide.

Maintenant considérons l'arrivée d'un choc plan sur une interface perturbée. De l'interaction du choc avec l'interface, il résultera la création d'un choc transmis et soit d'un choc réfléchi (si le milieu après l'interface est plus dense), soit d'une onde de raréfaction (dans le cas contraire). Si le milieu après l'interface est plus dense, le choc réfléchi prendra une forme similaire à l'interface (même phase), de par le processus même de réflexion. Le choc transmis, quant à lui, prendra aussi la forme de l'interface car sa vitesse sera inférieure dans ce nouveau milieu. Si nous considérons maintenant les zones de sur et sous pression dans le sillage de ces deux chocs nous nous

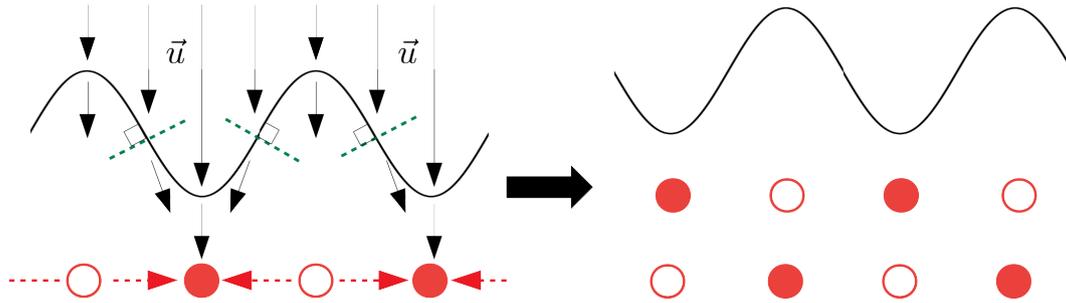


FIGURE 2.7 – Schéma présentant l'effet d'un choc modulé sur l'écoulement du fluide (gauche) et son évolution temporelle (droite). Le choc est représenté par la ligne continue noire (modulée). La vitesse du fluide est représentée par les flèches noires. Dans le référentiel du choc (gauche), le fluide amont ayant une vitesse \vec{u} est dévié dans la direction opposée à la normale du choc (ligne verte pointillée). La composante latérale des vitesses résultantes est représentée par les flèches pointillées rouges. Il en résulte des zones de surpression (cercle plein rouge) et de sous-pression (rond vide) en aval du choc. Ces zones influencent le choc, ce qui entraîne son retournement et son oscillation. Il en résulte une alternance de zone de sous- et sur-pression en aval du choc (droite).

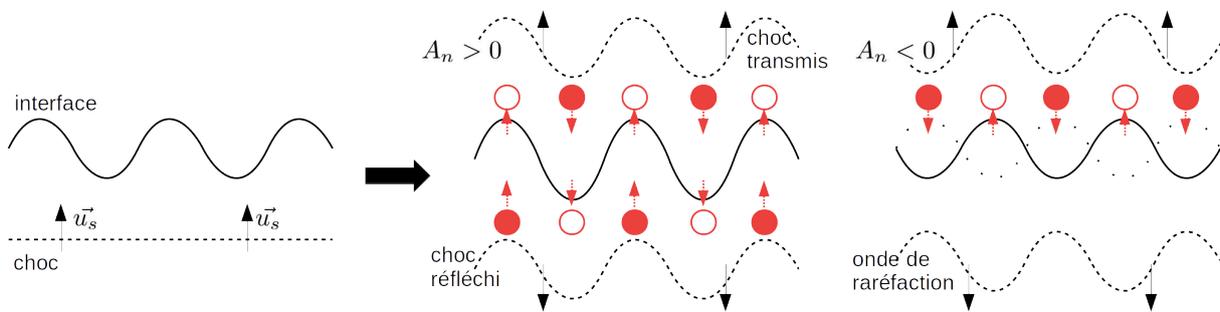


FIGURE 2.8 – Représentation schématique du principe physique de l'IRM. Un choc arrive sur une interface modulée (gauche). Si la densité du milieu d'origine du choc est inférieure à celle du second milieu ($A_n > 0$), un choc transmet et un choc réfléchi en phase avec l'interface seront créés (centre). Les zones de sous (cercle vide) et sur- (disque plein) pression se forment dans leur sillage. Ces zones entraînent alors la croissance de la modulation de l'interface. Dans le cas contraire ($A_n < 0$), le choc transmis sera en opposition de phase avec l'interface initiale et il n'y aura pas de choc réfléchi mais une onde de raréfaction (droite). Les zones de sur- et sous-pression dans le sillage du choc transmis entraînent alors le retournement de la modulation de l'interface avant de la faire croître.

rendons compte qu'elles auront tendance à faire croître la perturbation de l'interface (voir la partie centrale de figure 2.8). Dans le cas où le second milieu est moins dense, l'onde de raréfaction prendra aussi la forme de l'interface, mais le choc transmis prendra la forme inverse (phase opposée). Cette différence provient de la vitesse du choc qui est plus grande dans le second milieu. Si nous considérons les zones de sur et sous pression dans le sillage du choc (il n'y en a pas dans celui de l'onde de raréfaction), nous nous rendons compte qu'elles s'opposent à la modulation de l'interface (voir la partie droite de la figure 2.8). Elles auront donc tendance à l'inverser avant de la faire croître.

Nous pouvons remarquer que les chocs transmis et réfléchi auront tendance à s'aplanir lors de leur propagation, ce qui n'est pas le cas pour l'onde de raréfaction. Par ailleurs, il est possible que l'interface modulée rattrape le choc transmis du fait de la croissance des IRM. Dans ce cas, le choc sera déformé et prendra la forme de l'interface, celle-ci ne dépassera pas le choc.

Nous pouvons aussi noter que l'IRM est sujette au phénomène de couplage entre modes étant donné qu'elle répond aux conditions de continuité de l'interface tout comme l'IRT.

2.1.3 Instabilité secondaire de Kelvin-Helmholtz

Nous avons évoqué, dans la partie modèle de flottabilité-trainée du chapitre 2.1.1, la nécessité d'instabilité secondaire pour expliquer la forme caractéristique des IRT. Parmi ces instabilités, l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (IKH) a un effet prépondérant. Cette instabilité hydrodynamique est une instabilité de cisaillement. Elle apparaît

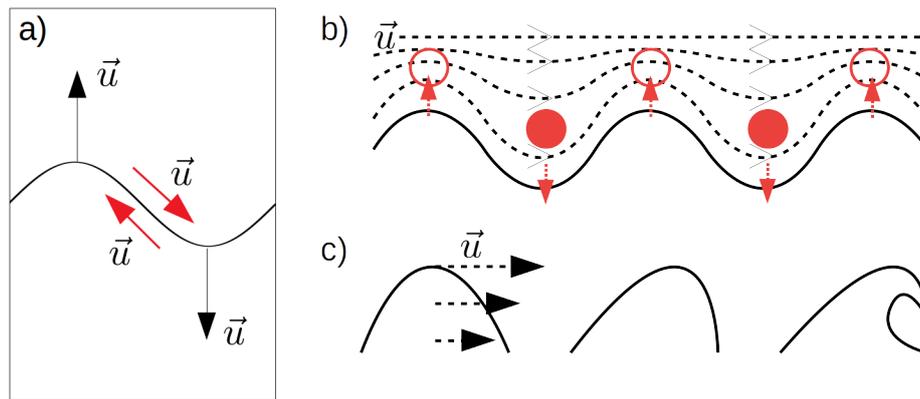


FIGURE 2.9 – Schémas illustrant le lien entre IRT et IKH (a), le principe de l’IKH (b) et les déformations de l’interface qu’elle peut induire (c). (a) : Représentation schématique du mouvement de l’interface (flèche noire) et du mouvement de fluide (flèche rouge) résultant du développement de l’IRT. Le mouvement de fluide de part et d’autre de l’interface induit un cisaillement pouvant entraîner le développement de l’IKH. (b) Principe physique de l’IKH. Les modulations de l’interface induisent des variations de la vitesse des fluides avoisinants. Cela résulte en la création de zones de sur- (disque rouge) et sous-pression (cercle rouge). Ces variations de pression exercent des forces (flèches rouges) sur l’interface, résultant en l’amplification de la modulation. (c) En présence de viscosité, l’interface gagne en vitesse transverse. Du fait de la différence de norme de vitesse entre bosse et creux de la modulation, l’interface va se déformer et tendre à s’enrouler.

lorsqu’il y a une différence de vitesse fluide de part et d’autre d’une interface. Les mouvements de fluide induits par l’IRT sont donc propices à son développement (cf. figure 2.9).

La principale force responsable de l’apparition d’une instabilité dans ce cas est la portance. Elle est dû à l’apparition de zones de dépression aux endroits où les lignes de courant se rapprochent. La vitesse fluide y est plus grande et donc selon le principe de Bernoulli, $v^2/2 + P/\rho = C^{ste}$, la pression diminue. Tout comme l’IRT, l’IKH nécessite une interface perturbée. C’est en contournant ces perturbations que les lignes de courant se rapprochent. Il en résulte l’apparition des zones de dépression (respectivement surpression) au niveau des bosses (respectivement creux) de l’interface. Ces variations de pression ainsi créées vont amplifier la déformation de l’interface. Comme dans le cas de l’IRT ce phénomène s’auto-entretient et s’accroît, devenant de plus en plus instable.

De la même façon que pour l’IRT, il est possible de dériver la croissance de cette instabilité des équations d’Euler. Le cas le plus simple, qui correspond au cas traité historiquement par Helmholtz [Hel68], utilise les équations d’Euler dans un cas incompressible, sans gravité, étudié au premier ordre et en utilisant la décomposition en série de Fourier. La principale différence avec l’IRT, mise à part l’absence de gravité, est la présence de vitesse fluide dans la direction parallèle à l’interface. Il est alors possible de montrer que la perturbation peut se déplacer latéralement et qu’elle croît exponentiellement. Son taux de croissance vaut :

$$n = k\Delta U \frac{\sqrt{\rho_1\rho_2}}{\rho_1 + \rho_2} \tag{2.18}$$

avec k le nombre d’onde de la perturbation et ΔU la différence de vitesse entre les fluides de part et d’autre de l’interface.

Il est possible de modifier ce taux de croissance si l’on considère d’autres phénomènes physiques. Ainsi il sera diminué en présence de tension de surface, de viscosité, de gravité (dans le cas où le système est stable du point de vue IRT) ou de champ électromagnétique. Bien entendu, l’IKH est aussi sujette à des effets non-linéaires et au couplage entre modes.

Un point à noter est qu’en présence de viscosité la variation de vitesse entre les fluides tend à devenir continue. Il y a formation d’un cisaillement graduel. Cela entraîne l’enroulement des perturbations dans la direction de la vitesse la plus grande, et donc une formation de vorticité. C’est cela qui produit l’apparition des champignons de type Rayleigh-Taylor.

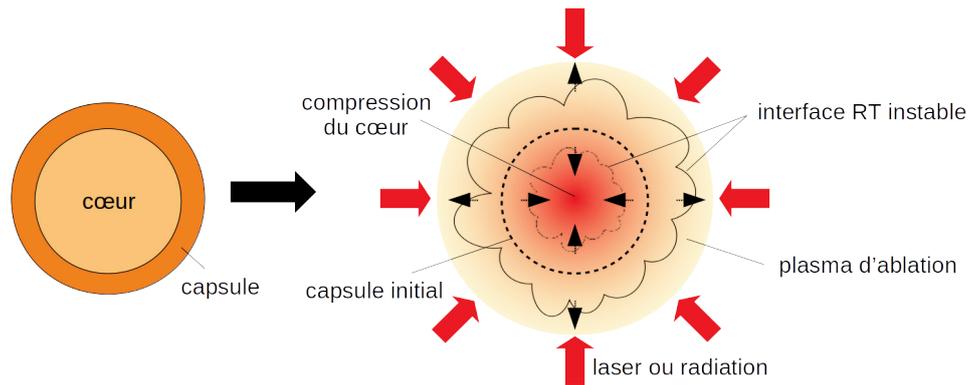


FIGURE 2.10 – Représentation schématique d'un schéma de FCI. Une capsule composée initialement d'une coquille sphérique dense et d'un cœur de carburant moins dense (gauche) est ablatée (droite). L'ablation peut être due à un laser (attaque directe) ou à du rayonnement (attaque indirecte). En réponse une onde de choc est lancée dans la capsule qui entraîne la compression de son cœur. L'interface entre coquille et cœur ainsi que celle entre coquille et extérieur sont instables par RT.

2.2 Les instabilités en HDE

Dans la section précédente, nous avons vu les conditions propices au développement de plusieurs instabilités ainsi que la dynamique de leur croissance dans différents cas de figure. Dans cette section, nous allons décrire des systèmes où ces instabilités, essentiellement l'IRT et l'IKH, se développent. Nous nous concentrerons sur des systèmes de HDE, mais il serait réducteur de considérer que seuls ces systèmes sont les lieux de développement d'instabilité. L'introduction de la revue de Zhou [Zho17] présente de nombreuses situations hors HDE, où l'IRT se développe. En restant succinct, nous pourrions citer les mouvements de fluide dans l'atmosphère [Kel+76], dans les océans et même dans le manteau terrestre [CM97]. De façon artificielle, il nous est possible d'obtenir des IRT dans nos cuisines en versant du colorant alimentaire dans un verre d'eau.

En HDE, deux systèmes nous intéressent tout particulièrement : la [fusion par confinement inertiel \(FCI\)](#) et les [restes de supernovae \(RSN\)](#). Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, le premier cas est la raison historique pour laquelle un tel engouement pour l'IRT existe. Le second cas correspond au contexte de cette thèse. De ce fait nous décrivons plus longuement ce dernier point.

2.2.1 L'instabilité en FCI

En introduction nous avons présenté les principes de la FCI et avons évoqué que malgré les nombreuses recherches menées à ce sujet, une fusion contrôlée avec un gain reste à ce jour un objectif ambitieux non encore atteint. L'une des raisons de ces difficultés est l'IRT (ainsi que l'IRM) au front d'ablation, et dans la phase finale de décélération de la capsule.

L'IRT se développe en au moins deux endroits lors d'une expérience de FCI classique. Considérons une capsule de carburant comme composée seulement de deux éléments, une coquille sphérique dense à l'extérieur (solide) remplie d'un carburant moins dense, potentiellement un gaz (voir figure 2.10). Cette représentation quoique simpliste reprend de nombreux points communs aux capsules réellement étudiées à savoir au moins une interface entre une coquille dense et un cœur moins dense. La coquille est ablatée ce qui lance une onde de choc vers l'intérieur de la capsule, comme nous l'avons déjà vu cette onde résultera en la compression du milieu ainsi que de sa mise en mouvement. Ce système présente au moins deux interfaces en mouvement pouvant faire l'objet d'IRT de par la pseudo force inertielle. L'une se trouve entre l'extérieur de la capsule et la coquille sphérique, l'autre entre la coquille et le cœur de la capsule.

L'interface ablatée, celle entre la capsule et l'extérieur, est intrinsèquement instable. Du fait de l'ablation, un gradient de densité va se former pointant vers l'intérieur. Et à cause du flux d'énergie incident l'expansion se trouve décélérée. La situation est donc instable pour l'IRT. Le point de vue gradient de pression contre gradient de densité est peut être plus clair dans ce cas. En effet la matière ablatée prend la forme d'un plasma chaud, dont la pression est supérieure à la matière non ablatée. On parle d'IRT en phase ablative.

L'interface interne de la capsule est quant à elle tour à tour stable et instable du point de vue Rayleigh-Taylor. Cette interface va être mise en mouvement par le choc et va tendre à converger vers le centre de la capsule comprimant ainsi son cœur. Tant que l'accélération de cette interface vers le centre de la capsule est maintenue la situation est stable. Par contre dès lors qu'elle s'arrête la pression interne de la capsule entraîne sa décélération. La situation devient alors Rayleigh-Taylor instable, on parle d'IRT en phase de décélération.

Si des instabilités peuvent se développer aux interfaces précédemment considérées, c'est que ces interfaces sont perturbées. Les causes des perturbations sont multiples. Pour en citer les principales, il y a la rugosité de la capsule, sa géométrie (non-plane), des défauts localisés du front d'ablation, que ce soit dû à des problèmes de symétrie ou d'ombre (tube de remplissage de la capsule), à la qualité de la tâche focale (imprints), le recouvrement des lasers (en attaque directe) ou encore des éléments de maintien tel que le tube de remplissage ou la "tente" de maintien de la capsule (un film plastique ultrafin l'empêchant de bouger) [Sma+18]. Certains de ces éléments peuvent être enlevés ou voir leur action fortement limitée. Il n'est néanmoins pas possible de nous affranchir complètement de leur effet. L'IRT se développera quoiqu'il en soit.

Le développement de l'instabilité dans le cas présent peut devenir fatal [Sma+19]. Sous l'effet de l'instabilité, la capsule va se déformer entraînant ainsi une perte de symétrie. Cela conditionne la convergence et la compression du carburant interne. Plus grave la partie extérieure de la capsule peut se retrouver en son centre entraînant ainsi un mélange et une perte de température. Cette pollution du point chaud par des éléments lourds de l'ablateur dopé (météores) résulte en une compression réduite, une plus faible production de neutron, et limite donc l'ignition. Enfin l'instabilité peut tout simplement entraîner la destruction de la capsule, si l'amplitude d'une des perturbations atteint les dimensions de la capsule. Il est alors question de brisure de la capsule en vol. L'ensemble de ces points montrent la nécessité de comprendre et de limiter le développement des IRT pour la FCI. C'est d'ailleurs la raison de l'engouement de la recherche dans ce domaine.

2.2.2 L'instabilité en astrophysique

L'astrophysique, l'une des thématiques principales de cette thèse, est l'étude des astres, du milieu interstellaire, et plus généralement de notre Univers. Cette discipline physique est polymorphe allant de l'observation, à la modélisation tout en passant par la simulation. Elle porte tout autant sur la chimie que la physique et revêt souvent un aspect théorique.

La matière visible de notre Univers, soit moins de 5 % de sa masse-énergie totale (le reste étant énergie noire et matière noire), est à plus de 99,9 % composée de plasma. L'Univers visible est donc essentiellement fluide. De ce fait de nombreuses situations RT instables peuvent y être trouvées. Nous nous intéresserons au cas particulier des *supernovae* (SN) et plus précisément à leurs restes. Des informations plus complètes et détaillées à leur sujet pourrons être trouver dans [MB07 ; Ste14 ; HKW04 ; MF06 ; Dra06].

Dans la suite de cette section, nous verrons ce que sont les SN, leur genèse, ainsi que leur classification. Après quoi nous verrons en quoi ces objets sont propices au développement de l'IRT. Enfin nous constaterons les limites de nos connaissances sur ces objets.

2.2.2.1 Supernova - la mort d'une étoile

Afin de comprendre ce qu'est une SN et les principes physiques qui gouvernent sa dynamique, nous allons retracer la vie d'une étoile.

Une étoile est un système auto-gravitant constitué essentiellement de plasma. Elle se forme autour d'inhomogénéités dans le milieu interstellaire (plasma et/ou gaz) et son principal mécanisme de cohésion est la gravitation. C'est en effet sa propre masse qui par effet de gravitation attire la matière alentour et maintient la matière la constituant. Sous effet de la gravitation, la matière est comprimée et chauffée. Les atomes ainsi rapprochés peuvent initier des réactions de fusion nucléaire. Tout comme pour la FCI, cela nécessite une énergie suffisante : il n'y a donc pas de fusion dans une étoile pas assez massive ou constituée d'éléments nécessitant trop d'énergie pour déclencher une réaction de fusion. Nous pouvons noter ici que plus l'élément est lourd plus la barrière d'énergie devient grande. Par ailleurs, il n'y a pas de réaction de fusion exothermique pour des éléments plus lourd que le fer, une étoile ne sera donc pas constituée de ces éléments. Enfin, nous pouvons remarquer que l'énergie nécessaire pour vaincre la barrière de potentiel est excessivement élevée, elle ne peut être franchie que par effet tunnel. Sans cet effet quantique le cœur de notre Soleil ne serait pas assez chaud pour permettre les réactions de fusion.

L'énergie dégagée lors de la fusion nucléaire permet de contrebalancer la gravitation propre de l'étoile empêchant ainsi son effondrement gravitationnel. Bien entendu cet équilibre n'est pas pérenne. Les réactions de fusion nucléaire entraînent une consommation de la matière y participant formant ainsi des atomes plus lourds. Dès que

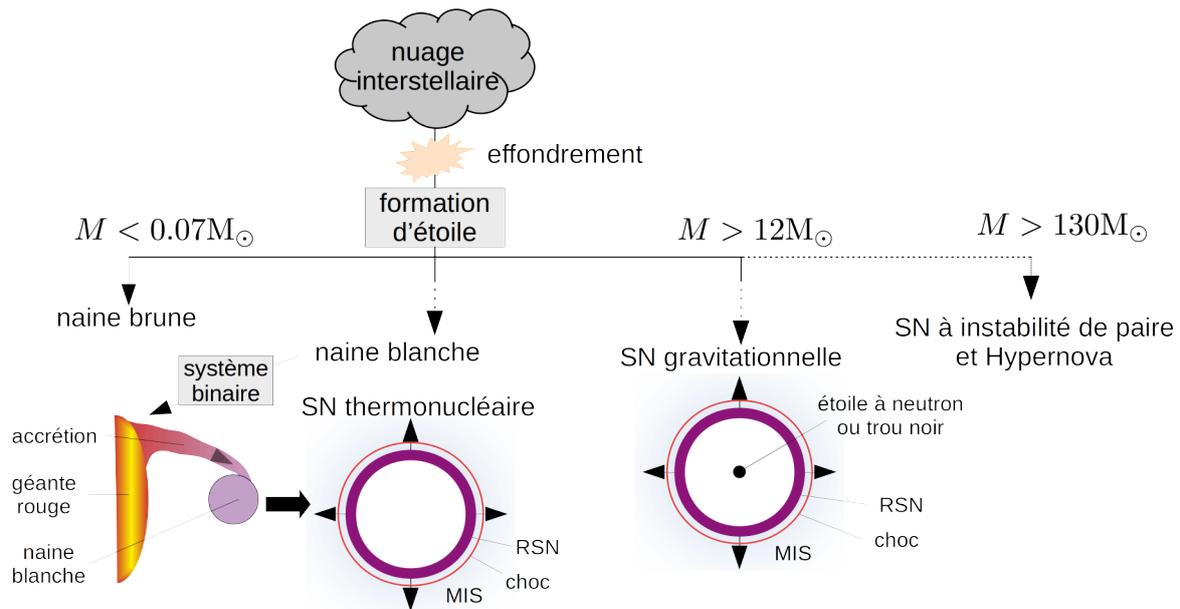


FIGURE 2.11 – Représentation schématique du devenir d'une étoile en fonction de sa masse. Suite à l'effondrement et à la contraction d'un nuage interstellaire une étoile se forme. Si la masse de l'étoile est trop faible pour entraîner la création d'hélium ($< 0.07M_{\odot}$) l'étoile formée est une naine brune. Elle n'évoluera pas. Si sa masse est supérieure à 12 masses solaires (M_{\odot}) l'étoile va créer des éléments de plus en plus lourds jusqu'à atteindre le fer. Il s'en suivra l'explosion de l'étoile (SN gravitationnelle). Suite à cette explosion, une onde de choc ainsi que le RSN se propageront dans le milieu interstellaire (MIS). Il ne restera qu'une étoile à neutrons ou un trou noir au centre du cadavre. Si l'étoile a une masse intermédiaire, son évolution s'arrêtera à la création d'une naine blanche. Si celle-ci se trouve dans un système binaire, elle peut gagner en masse puis exploser (SN thermonucléaire). Dans ce cas il ne reste rien au centre du cadavre.

le carburant au centre de l'étoile n'est plus suffisant la réaction s'arrête. L'équilibre se trouve alors rompu et le cœur de l'étoile s'effondre sous son propre poids. L'énergie libérée lors de cet effondrement va chauffer l'enveloppe externe de l'étoile qui va devenir le siège de nouvelles réactions nucléaires (car encore constituée d'éléments légers). L'énergie produite lors de ces réactions nucléaires va entraîner une expansion de l'enveloppe. Par ailleurs le cœur va continuer de se contracter jusqu'à atteindre des conditions de température et densité suffisantes pour que les réactions de fusion des éléments lourds puissent débuter. Ainsi s'enchaînent effondrement gravitationnel et fusion nucléaire. Des éléments de plus en plus lourds sont produits, pouvant aller de l'hélium au fer (l'hydrogène étant l'élément de base).

Ce cycle touche à sa fin lorsque l'équilibre avec la force gravitationnelle est trouvé d'une autre façon qu'avec la fusion ou lorsqu'il n'y a plus de réaction de fusion possible. Le premier cas s'observe pour des étoiles peu massives, de l'ordre de la masse solaire. Après avoir fini la production de carbone l'étoile se contracte. Cependant l'équilibre est cette fois trouvé avec la pression de Fermi (pression de dégénérescence quantique). L'étoile est alors stabilisée sans réactions nucléaires. Elle va continuer d'émettre de par sa température, mais va peu à peu se refroidir. Dans cet état l'étoile est qualifiée de naine blanche. Cet état stable représente la fin de vie de l'étoile. Si par contre la masse de l'étoile est suffisante (supérieure à la limite de Chandrasekhar), le cycle entre effondrement et fusion se poursuivra jusqu'à la production du fer. Cet élément est le plus stable d'un point de vue nucléaire et aucune autre réaction de fusion ne compensera l'effondrement gravitationnel. Pire, sous l'effet de la forte température, les atomes de fer vont se photodésintégrer, ils vont se séparer en éléments plus légers au prix d'une absorption d'énergie. Le cœur va se comprimer fortement et sa température va augmenter ($\sim 5 \times 10^{10}$ K). Ces conditions extrêmes vont entraîner la neutronisation du centre de l'étoile formant ainsi une étoile à neutrons.

Les couches périphériques du cœur de l'étoile n'étant plus soutenues, elles vont à leur tour s'effondrer sur le cœur extrêmement dense. À l'impact la matière périphérique va rebondir formant une onde de choc se déplaçant vers l'extérieur de l'étoile. Cette onde de choc va traverser l'ensemble des couches de l'étoile, les mettant au passage en mouvement, avant de déboucher dans le milieu interstellaire. Ce phénomène d'implosion cataclysmique est dénommé **supernovae (SN)**. Au cours de ce processus la majeure partie de la matière constituant l'étoile est

éjectée vers l'extérieur. Au centre de son résidu, il ne reste qu'une étoile à neutrons, ou dans le cas des étoiles les plus massives un trou noir. Il est à noter que le mécanisme de propagation de l'onde de choc au sein des couches de l'étoile est un phénomène complexe non entièrement compris. En effet, des phénomènes tels que la photodésintégration du fer au passage du choc dans la couche externe du cœur, peuvent absorber une grande partie de l'énergie du choc le rendant théoriquement incapable de sortir de l'étoile. D'autres phénomènes comme le transport d'énergie (les neutrinos) sont à prendre en compte pour expliquer le débouché de l'onde de choc.

Le phénomène d'implosion décrit précédemment est caractéristique des SN qualifiées de SN à effondrement de cœur (ou gravitationnel). Elles comprennent les SN de type Ib, Ic et II. Ce qui correspond d'un point de vue observationnel à des spectres comprenant respectivement beaucoup d'hélium et pas d'hydrogène (Ib), un peu de silicium et ni hydrogène, ni hélium (Ic), et enfin de l'hydrogène (II).

Une seconde catégorie de SN existe les SN thermonucléaires. D'un point de vue spectroscopie, ces SN présentent les raies du silicium mais pas celle de l'hydrogène (SN Ia). Cette catégorie de SN ne suit pas les mêmes mécanismes de formation que les SN gravitationnelles. Ce type de SN se développe à partir d'une naine blanche dans un système binaire. En effet si une naine blanche, étoile relativement dense, se trouve dans un système binaire, par exemple avec une géante rouge, elle peut alors attirer les couches extérieures de son étoile compagnon. La naine blanche va pouvoir ainsi gagner en masse jusqu'à atteindre la masse de Chandrasekhar. La pression de Fermi, liée au gaz d'électrons, n'est alors plus suffisante pour soutenir le poids de l'étoile. L'étoile va se contracter et s'échauffer. Les réactions de fusion nucléaire vont reprendre dégageant de l'énergie. Cependant la nature du gaz d'électrons dégénérés, constituant l'étoile, ne lui permettra pas de se dilater pour compenser cet afflux d'énergie. L'excédent d'énergie va favoriser les réactions de fusion qui vont ainsi s'emballer. En quelques centaines de secondes le cœur de l'étoile va être porté à quelques milliards de kelvin amenant ainsi les conditions nécessaires à l'explosion d'une SN. Le mécanisme exact de l'explosion reste incertain. Cependant il est sûr qu'une onde de choc va déboucher dans le milieu interstellaire et que l'ensemble de la matière constituant précédemment la naine blanche se trouve projetée vers l'extérieur. Dans ce cas, il ne reste rien au centre du reste de l'étoile.

D'autres scénarios entraînant la création de SN existent pour des étoiles extrêmement massives. Par exemple pour des étoiles de masse supérieure à 130 masses solaires, la température atteinte en leur cœur permet la création de photons de très haute énergie (photon gamma) pouvant former des paires électron-positron. La création de telles paires entraîne une forte chute de la pression radiative maintenant l'équilibre de l'étoile, puisque les photons disparaissent lors de cette réaction. Il s'ensuit une compression de l'étoile et donc une hausse de la température, ce qui auto-alimente cette boucle instable. L'augmentation de pression et de température du cœur vont aussi favoriser les réactions de fusion nucléaire, qui comme dans le cadre des SN thermonucléaires vont s'emballer faute de pouvoir rétablir un équilibre par pression radiative. Il en résulte une explosion d'étoile similaire aux SN thermonucléaires, et il ne reste rien au centre du reste de l'étoile. Ce type de SN est qualifié de SN par production de paires ou SN à instabilité de paire. Nous noterons que malgré une masse supérieure à celle des étoiles formant des SN gravitationnelles, le cycle de nucléosynthèse ne va pas, dans ce cas, atteindre la formation du fer avant l'explosion de la supernova.

Des étoiles encore plus massives peuvent donner naissance à des hypernovæ voir à des trous noirs, pour des masses dépassant les 250 masses solaires. Dans ce dernier cas des processus de photodésintégration se mettent en place dans la foulée de l'instabilité de paire. Ces processus réabsorbent l'énergie dégagée lors de la contraction de l'étoile entraînant sont écroulement et formant ainsi un trou noir.

Le terme **reste de supernova (RSN)** désigne ce qu'il reste après l'explosion d'une SN, qu'elle soit thermonucléaire ou gravitationnelle. Cela comprend une onde de choc se propageant dans le milieu interstellaire, et les restes de l'étoile s'étendant dans le milieu interstellaire. Ces restes peuvent être constitués de nombreuses couches de différents matériaux. Ce qui reste au centre de la SN, à savoir une étoile à neutron ou un trou noir, n'est pas considéré comme faisant partie du RSN.

2.2.2.2 Des restes propices aux instabilités

Qu'ils soient originaires de SN thermonucléaire ou gravitationnelle, les RSN sont propices au développement d'instabilités hydrodynamiques interfaciales. En effet, les RSN peuvent comporter de nombreuses interfaces. Dans le cas d'une SN gravitationnelle la structure en oignon de l'étoile progénitrice se retrouve dans le reste. Les nombreuses interfaces la constituant peuvent, sous-réserve d'être dans le bon régime d'accélération, faire l'objet de développement d'IRT. De la même façon l'interface entre le milieu interstellaire choqué et l'éjecta, plus dense, est

RT instable si elle décélère. Cela nous amène à nous interroger sur la dynamique de ces interfaces. Dans cette thèse, nous nous intéresserons uniquement à l'interface entre éjecta et milieu interstellaire.

Après l'explosion, les RSN vont évoluer suivant trois phases : une phase d'expansion libre (ou phase dominée par l'éjecta), une phase de Taylor-Sedov, et une phase de refroidissement radiatif. Ces phases sont relatives à la dynamique du choc après son débouché dans le milieu interstellaire. Bien qu'elles ne représentent pas la dynamique des interfaces de la SN, leur connaissance est nécessaire pour comprendre la dynamique de l'interface extérieure.

La première phase, la phase d'expansion libre, débute peu après le débouché du choc dans le milieu interstellaire. Au cours de cette phase, le milieu interstellaire a une influence négligeable sur la dynamique du système du fait de sa faible pression. L'éjecta a donc un mouvement balistique et une vitesse constante, v_e . Il en va de même pour le choc en amont qui est soutenu par l'éjecta, d'où la terminologie de phase dominée par l'éjecta. Une approximation de la vitesse d'éjecta peut être obtenue en considérant que la majeure partie de l'énergie de la SN, E_{SN} , se retrouve sous forme cinétique.

$$v_e = \left(\frac{2E_{SN}}{M_e} \right)^{1/2} \quad (2.19)$$

avec M_e la masse de l'éjecta. Au cours de cette phase le milieu interstellaire choqué se retrouve bloqué entre le choc et l'éjecta, où il s'accumule. Il est à noter que le choc ne se dégage que peu de l'éjecta.

Lorsque la masse du milieu interstellaire choquée équivaut à celle de l'éjecta, sa pression devient suffisante pour influencer la dynamique de l'éjecta et le ralentir. En supposant que le milieu interstellaire a une densité constante, ρ_0 , et que la symétrie sphérique de l'explosion est conservée, on a alors :

$$M_e = \frac{4\pi}{3} R_c^3 \rho_0 \quad \rightarrow \quad t_{TS} = \left(\frac{9M_e^5}{128\pi^2 \rho_0^2 E_{SN}^3} \right)^{1/6} \quad (2.20)$$

où R_c est le rayon du choc. En considérant que le choc ne se détache pas de l'interface et donc qu'il a la même vitesse que cette dernière, nous pouvons déterminer t_{TS} l'instant auquel l'égalité s'effectue (en prenant le débouché du choc comme origine des temps).

Une fois que le milieu interstellaire choqué a un effet sur la dynamique de l'interface, le choc se détache de l'éjecta. Le système rentre alors dans la phase de Taylor-Sedov. Cette phase est considérée comme adiabatique, ne se refroidissant que par son expansion, la force responsable de l'expansion étant majoritairement la pression. En supposant que la pression est uniforme au sein du milieu interstellaire choqué, et que celui-ci se comporte comme un gaz monoatomique, cela revient à résoudre l'équation :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{3} R_c^3 \rho_0 \dot{R}_c \right) = \frac{E_{SN}}{2\pi R_c} \quad (2.21)$$

avec $\dot{R}_c = \frac{d}{dt} R_c$. Nous devons noter que cette équation dépend de la géométrie et suppose une symétrie sphérique. En cherchant une solution auto-semblable au problème, $R_c = At^\eta$, on trouve :

$$\eta = \frac{2}{5} \quad \text{et} \quad A = \left(\frac{25E_{SN}}{4\pi\rho_0} \right)^{1/5} \quad (2.22)$$

Cette phase continue tant que la température post-choc reste suffisamment importante. Une fois qu'elle devient inférieure à environ 10^6 K les atomes peuvent se recombiner. Ils ne sont plus sous la forme de plasma totalement ionisé. Le RSN subit alors des pertes radiatives et entre dans sa phase radiative.

La phase de refroidissement radiatif se caractérise par de fortes pertes radiatives du système. Cela entraîne une chute de la pression thermique post-choc. Finalement l'expansion ralentit plus vite que dans la phase de Taylor-Sedov. Au cours de cette phase la masse balayée par le choc devient grande devant celle du reste. Au terme de cette évolution, l'éjecta se divise et le RSN se disperse. Le mécanisme menant à la division de l'éjecta reste indéterminé, mais il est possible que ce soit dû au développement d'IRT.

La description précédente ne donne que les comportements asymptotiques de chaque phase (voir figure 2.12 droite). Tels quels, ils ne sont pas compatibles physiquement d'un point de vue de la continuité de la position et de la vitesse du choc. De même cela ne prend pas en compte l'apparition d'une onde de raréfaction dans l'éjecta lors du débouché du choc dans le milieu interstellaire, ni de sa dynamique. Cette onde, qui se détachera réellement

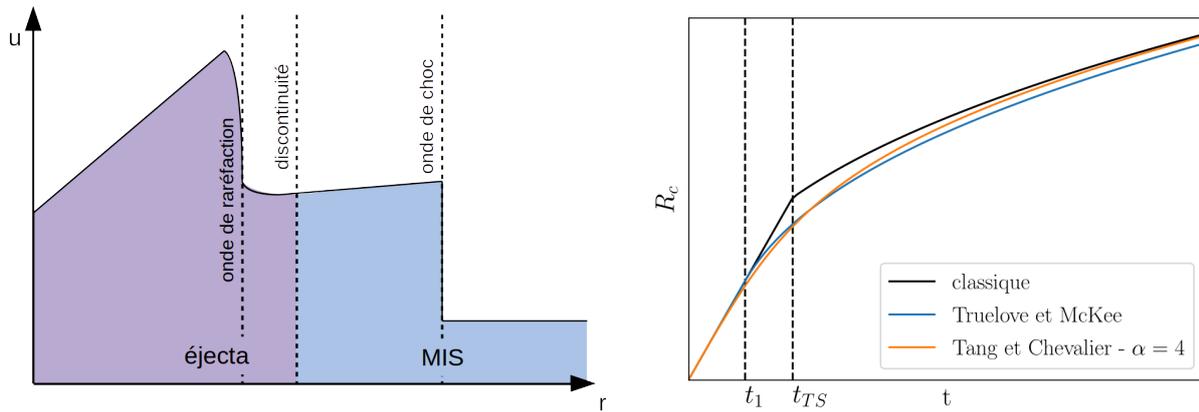


FIGURE 2.12 – Représentation schématique de la répartition de vitesse dans un RSN (gauche) et évolution de la position du choc au cours du temps (droite). gauche : Un RSN est composé d'un éjecta précédé d'un choc, le tout s'étendant dans le MIS. Suite au détachement du choc et de la discontinuité de contact une onde de raréfaction se propage dans l'éjecta. droite : Position du choc en fonction du temps dans les phases balistique et de Taylor-Sedov. Le cas classique (noir) correspond au cas asymptotique. Il est comparé au résultats des méthodes de Truelove et McKee (bleu), et de Tang et Chevalier (orange). Pour cette dernière α a été imposé à 4 dans le cas présenté.

de l'interface que dans la phase de Taylor-Sedov, effectuera des oscillations (rebonds) au sein de l'éjecta ce qui influencera sa dynamique ainsi que celle du choc. Ces points ont été traités dans un papier théorique par Truelove et McKee [TM99], où des conditions de continuité sont imposées et des solutions unifiées sont recherchées. Leur méthode donne des résultats plutôt fidèles aux simulations. Elle consiste à rechercher une solution généralisée admettant les bonnes asymptotes. Pour les deux premières phases, celle d'expansion libre et celle de Taylor-Sedov, cela revient à rechercher une solution dont les valeurs asymptotiques sont :

$$\begin{cases} R_c \sim vt & \text{au temps court} \\ R_c \sim at^{2/5} & \text{au temps long} \end{cases} \quad (2.23)$$

La solution recherchée prend alors la forme :

$$R_c = \begin{cases} vt + R_0 & t \leq t_1 \\ \left[R_1^{5/2} + c(t - t_1) \right]^{2/5} & t \geq t_1 \end{cases} \quad (2.24)$$

avec R_0 , R_1 et c des constantes choisies de telle façon que le comportement asymptotique soit le bon et que R_c et sa dérivée soit continue en t_1 . Ici t_1 est le moment du début de transition entre les phases. Bien entendu cette méthode peut être généralisée à d'autres comportements asymptotiques.

L'étude précédente n'est en réalité relative qu'à la dynamique de l'onde de choc débouchant de la SN. Elle ne concerne pas directement le mouvement des interfaces et ne peut permettre de conclure sur l'évolution d'instabilités. Une étude relativement récente, menée par Tang et Chevalier [TC17], reprend l'étude de Truelove et McKee et essaye de la compléter pour rendre compte du mouvement de la discontinuité de contact (interface externe du RSN). Par contre, ils ne traitent que les deux premières phases de l'évolution des SN. Tout comme l'étude précédente, ils se basent sur le comportement asymptotique du choc, de la discontinuité de contact et de l'onde de raréfaction, pour chercher une solution généralisée au problème. Par contre, ils évitent entièrement le problème de la continuité en n'utilisant pas de fonction continue par partie. Ainsi si le comportement asymptotique de R est de la forme at^b aux temps courts et ct^d aux temps longs, ils recherchent une solution sous la forme :

$$1 = \left(\frac{R}{at^b} \right)^\alpha + \left(\frac{R}{ct^d} \right)^\beta \quad (2.25)$$

avec α et β deux constantes à déterminer. Comme annoncé précédemment, cette solution ne présente pas de problème de continuité. Il ne reste plus qu'à déterminer le comportement asymptotique de l'interface. Au temps

court, son expansion est linéaire, $R_i \sim vt$, selon le modèle présenté précédemment. Par contre, aucune expression théorique n'a été découverte pour les temps longs. Nous supposons donc une croissance en $R_i \sim ct^b$. Cette expression à l'avantage de pouvoir s'ajuster aux simulations. En supposant $\alpha = \beta$ (l'une des solutions possible évoquée dans [TC17]), on a alors :

$$R_i = \left[(vt)^{-\alpha} + (ct^b)^{-\alpha} \right]^{-1/\alpha} \quad (2.26)$$

Les paramètres α , c et b restent à déterminer. Ils peuvent être ajustés pour que la position de l'interface, R_i , corresponde aux simulations ou aux observations. De façon similaire le choc et l'onde de raréfaction peuvent être étudiés (voir figure 2.12 droite).

Le modèle semi-analytique précédent a été comparé et est en bon accord avec des simulations. Une différence relative inférieure à 5 % a été constatée dans la publication citée précédemment. Il nous paraît donc acceptable l'utiliser pour mener à bien nos propres études.

Ces études analytiques peuvent être poussées plus loin pour rendre compte plus exactement des multiples cas astrophysiques. En effet, tel que présenté précédemment, le modèle ne rend compte que de certains types d'éjecta dans un milieu circumstellaire uniforme (milieu se trouvant aux abords d'une étoile et peut être assez étendu). Cela ne prend pas en compte la présence possible de vent stellaire ou de tout autre phénomène modifiant le milieu circumstellaire. De façon plus générale, nous pouvons considérer que le profil de densité du milieu interstellaire suit initialement une loi de puissance, $\rho_{\text{MIS}} \propto R^{-s}$, et que de la même façon le profil de densité de l'éjecta suit aussi une loi de puissance, $\rho_{\text{ejecta}} \propto R^{-n}$. Nous devons remarquer que, du fait de la masse finie de l'éjecta, un cœur dont la densité ne suit pas la loi de puissance est nécessaire dès lors que $n \geq 3$. On suppose alors un cœur de densité constante. Dans ce cas, le comportement asymptotique de l'interface au temps court devient :

$$R_i = vt \quad \text{pour } n < 5 \quad (2.27)$$

$$R_i = vt^{(n-3)/(n-s)} \quad \text{pour } n > 5 \quad (2.28)$$

la valeur de v dépend de n et de s . Au temps long l'asymptote garde la forme $R_i \sim ct^b$. La dynamique du choc est aussi changée, elle prend la même forme que celle de l'interface au temps court et devient aux temps longs (phase de Taylor-Sedov) :

$$R_c = (At^2)^{1/(5-s)} \quad (2.29)$$

avec A une constante.

Par ailleurs, la dynamique de l'interface peut être changée par celle de l'onde de raréfaction. En effet, une fois arrivée au centre de l'éjecta cette onde est réfléchiée et va atteindre l'interface où elle est de nouveau réfléchiée. À chaque interaction de l'onde avec l'interface cette dernière reçoit de l'énergie et est légèrement accélérée.

Enfin la valeur de b , apparaissant dans le mouvement de l'interface en phase de Taylor-Sedov, peut être contrainte. En effet, l'interface ne peut pas dépasser le choc et dans cette phase les deux se désolidarisent. Nous avons donc $0 \leq b < \frac{2}{5}$.

Des modèles précédents, nous pouvons déduire que l'interface extérieure du RSN sera dans une configuration RT instable pendant la phase de Taylor-Sedov, mais aussi possiblement pendant la phase d'expansion libre selon la distribution de densité. La phase d'expansion libre est dans tous les cas le lieu du développement de l'IRM puisqu'elle débute par le débouché du choc dans le milieu circumstellaire. Ces deux instabilités vont croître de concert pendant les phases suivantes.

2.2.2.3 Instabilités et conséquences

Dans la partie précédente, nous avons vu que l'interface entre l'éjecta d'une SN et le milieu interstellaire choqué est instable au sens des IRT. De plus elle se déforme aussi sous l'action de l'IRM. Nous avons également évoqué le développement d'instabilités au sein de l'éjecta lorsqu'il est multi-couches. La croissance de ces instabilités n'est pas anodine. Elle aura de multiples conséquences certaines observables, d'autre établies sur le plan théorique. Dans cette section, nous allons voir les différentes conséquences pour le RSN du développement de ces instabilités.

Les instabilités vont bien entendu induire une déformation de l'interface. Sous leurs actions, le RSN va se déformer et va peu à peu perdre sa symétrie sphérique. L'absence de symétrie sphérique ou des symétries imparfaites

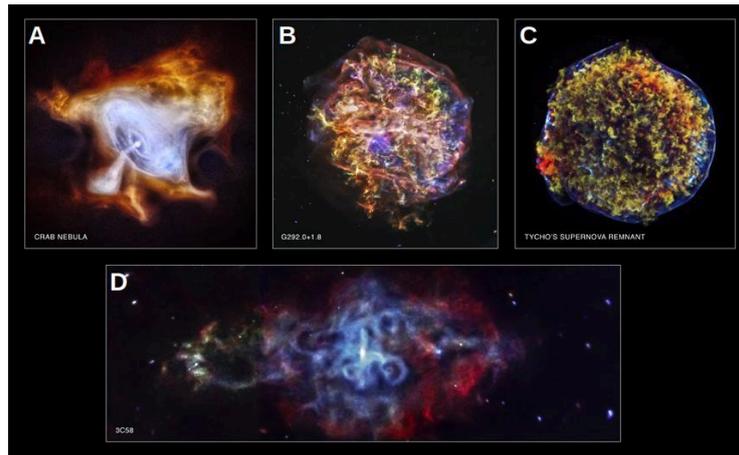


FIGURE 2.13 – Images d’observation de RSN obtenues par le télescope Chandra. G292.0+18 (B) et Tycho (C) sont deux RSN dont la symétrie sphérique a été perdue. L’image de la nébuleuse du Crabe (A) et de 3C58 (D) montre l’étoile à neutron restant au centre de la SN, ainsi que les nuages de particules avoisinant. *copyright : NASA/CXC/SAO*

peuvent être directement observées à l’aide de télescope (voir figure 2.13), comme par exemple pour la nébuleuse du Crabe (SN 1054) ou encore Tycho (SN 1572). Dans la phase ultime de l’évolution des RSN, cette déformation est supposée responsable de la destruction de l’éjecta.

La déformation de l’interface entraîne la croissance de filaments, chauds et denses, au sein du milieu interstellaire choqué. Ces filaments émettent de la lumière pouvant être observée. Ils sont présents dans toutes les SN observées, dès lors que la résolution le permet. D’autres phénomènes comme l’ablation par pression radiative de nuage de gaz interstellaire peuvent aussi former des filaments. Il est donc possible qu’ils jouent un effet dans certains RSN.

Enfin le milieu interstellaire baigne dans un champ magnétique. De la croissance d’instabilités dans ces conditions résultent l’étirement des lignes de champs et parfois leur repli. Cela a pour conséquence principale l’amplification du champ magnétique localement. De plus les gradients de densité et température présent dans l’IRT entraîne la production de champ magnétique auto-généré (effet "Biermann battery"). Ces champs magnétiques ne sont malheureusement pas directement observables, mais ils ont un effet sur l’évolution du système ainsi que de son environnement.

Il est donc indéniable que l’IRT et l’IRM ont des effets visibles ou non que ce soit sur l’évolution du RSN ou sur le milieu avoisinant. Les comprendre et les quantifier revêt une grande importance considérant le fort intérêt de la communauté astrophysique pour les RSN. Ils sont en effet considérés comme des chandelles cosmiques (chandelles standards), sortes de marqueur utilisé par les cosmologistes pour étudier l’histoire de notre Univers. Et ils sont soupçonnés d’être en partie responsable de la distribution en énergie du rayonnement cosmique. Que ce soit pour la production de particules, lors de l’explosion des SN, ou l’accélération de particules au front de choc et aux multiples interfaces.

2.2.2.4 Des connaissances encore incertaines

Les SN sont des objets importants pour les astrophysiciens. Les grandes phases de leur dynamique sont connues et nous avons la certitude que des IRT s’y développent. Cependant nos connaissances de cette instabilité en général, de son développement et de l’ampleur de son effet dans ce cas précis restent lacunaires. Ainsi les phénomènes présentés dans la partie précédente restent mal quantifiés.

Parmi les questions encore ouvertes celle de l’origine de la perturbation est prépondérante. La perturbation initiale provient-elle de l’état de la surface de l’étoile lors de son explosion ? Apparaît elle plus tard sous l’effet du bruit thermique ou de l’interaction avec un milieu circumstellaire inhomogène ? Une autre possibilité avancée [WMJ15] est que pour les SN gravitationnelles le phénomène est dominé par ce qui se passe à l’intérieur même de l’étoile lorsque le choc la traverse. La perturbation de l’interface pourrait ainsi renfermer des informations sur cette dynamique interne.

D'autre part l'IRT gêne les observations de SN. Elle rend notamment inaccessible aux observations la position de l'interface. Or c'est de la distance entre le choc et cette discontinuité de contact qu'il est possible de déduire la compression du choc [Fer+10]. Cette valeur est d'une part utile en comparaison aux modèles et aux simulations, d'autre part elle est utilisée dans les modèles d'accélération de particules par choc (accélération de Fermi) et donc du rayonnement cosmique [BE01 ; Eri+11]. Cela est d'autant plus important que les RSN sont considérés comme l'un des principaux moteurs de l'accélération des rayons cosmiques [Ino+11 ; FDS14 ; Ino19]. Une connaissance accrue de ces restes, et notamment des conditions au front de choc, est nécessaire pour bien aborder ces phénomènes d'accélération. Nous noterons par ailleurs que la présence de rayons cosmiques peut aussi influencer la croissance de l'instabilité en la limitant par des phénomènes d'ablation [Fra+10].

Nos prédictions sont d'autant plus limitées que l'IRT observable dans les SNR n'est plus dans sa phase linéaire. En effet cette dernière est courte (croissance rapide) et peu lumineuse, car peu de masse est choquée à ce moment là. Toutes nos prédictions sont donc le résultat de simulations, leur pertinence n'étant jugée que par une comparaison avec les observations qui sont peu résolues. Les RSN jeunes, dans leur développement initial (quelques centaines d'années), restent donc méconnues tout comme le développement initial de l'instabilité qui en impacte la morphologie et ses conséquences sur l'interaction avec le reste du milieu interstellaire. Il est à noter que rien ne permet de vérifier les simulations hormis lorsque le résultat a des conséquences incompatibles avec l'observation (mauvaise courbe de luminosité par exemple). Il paraît donc primordial de mener des expériences pour au moins tester les codes dans des cas particuliers accessibles en laboratoire.

2.3 La turbulence

En hydrodynamique, il est courant que l'évolution aux temps longs de systèmes instables soit turbulente. Cela est en grande partie dû à la nature non-linéaire des équations régissant les écoulements. Il est donc probable qu'un système instable du point de vue de RT puisse dégénérer et devenir turbulent.

Dans cette partie, nous allons présenter la turbulence. Nous allons commencer par une introduction classique en suivant l'approche historique suivie par la théorie de Kolmogorov. Dans un second temps, nous verrons certaines modifications de cette théorie en lien avec les instabilités hydrodynamiques. Enfin nous illustrerons ce sujet en évoquant les effets de la turbulence dans différents systèmes HDE.

2.3.1 Introduction à la turbulence

La turbulence est un phénomène commun voire omniprésent dans l'univers ainsi que notre environnement proche. Elle se caractérise par la formation de tourbillons chaotiques en perpétuelle évolution. Nous pouvons l'observer aussi bien dans l'écoulement de rivière, dans l'atmosphère, ou suivant le mouvement d'un objet dans un fluide (voiture dans l'air...). Il est courant de la voir se développer suite à la croissance d'instabilités hydrodynamiques. En reprenant les termes de [GHP01], le développement d'instabilités convectives conduit à une turbulence faible où l'écoulement est déjà instationnaire et imprévisible. Le côté ordinaire de ce phénomène en facilite l'observation et a fortiori l'étude. Ainsi les premiers textes rapportant l'observation de ces écoulements remontent à l'Antiquité (Héraclite, Épicure), on les retrouve aussi dans de très célèbres gravures de Léonard de Vinci. Plus récemment l'étude de la turbulence a été tour à tour portée par O. Reynolds, L.F. Richardson, et A. Kolmogorov.

D'un point de vue physique, la turbulence est une propriété des écoulements fluides directement reliée à la non-linéarité des équations de Navier-Stokes. Ce n'est pas une propriété des fluides à proprement parler. La turbulence se caractérise par son caractère instationnaire et imprévisible, si bien que son étude ne peut être que statistique (on n'étudie pas l'écoulement exact mais la moyenne de ses fluctuations). Cela est notamment dû à la forte sensibilité de ces écoulements aux conditions initiales, leur donnant ainsi un aspect chaotique. Néanmoins cela n'empêche pas la formation récurrente de structures cohérentes tels que des tourbillons ou des filaments de vortacité.

Ici, nous allons présenter une approche de la turbulence principalement basée sur des considérations dimensionnelles. D'autres approches mathématiquement plus correctes, telle que l'approche statistique présentée dans [GHP01], existent et peuvent être trouvées dans la littérature. Elles présentent un intérêt certain pour comprendre les mécanismes sous-jacents, mais leur complexité dépasse le cadre de ce manuscrit.

Nous supposerons pour cela un écoulement déjà turbulent présentant de nombreux tourbillons. Il peut être prouvé, après de nombreuses hypothèses notamment si l'écoulement est incompressible et statistiquement stationnaire et homogène, que la dissipation d'énergie cinétique n'a lieu qu'aux plus petites échelles spatiales. Elle prend alors la forme $\overline{\nu (\partial_j v'_i)^2}$, avec ∂_j la dérivé partielle selon la j -ième direction, v' la fluctuation de vitesse due à la

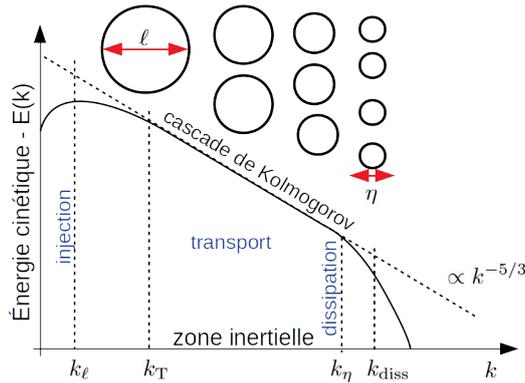


FIGURE 2.14 – Représentation schématique de la cascade de Kolmogorov : variation d'énergie cinétique en fonction du nombre d'onde, k , sur un diagramme en échelle logarithmique. Les quatre grandeurs caractéristique sont représentées : échelle d'injection, k_ℓ , échelle de Liepmann-Taylor, k_T , échelle de Kolmogorov, k_η , et échelle de dissipation, k_{diss} . La cascade de tourbillons (ou cascade de Richardson) correspondante est représentée au-dessus.

turbulence (statistiquement nulle), ν la viscosité du fluide, et $\overline{f(x)}$ la moyenne spatiale de $f(x)$ (supposée égale à la moyenne temporelle : ergodicité¹). Aux grandes échelles spatiales, l'énergie n'est que transportée vers d'autres échelles. Cela revient à dire que la viscosité n'a quasiment pas d'effet aux grandes échelles (le nombre de Reynolds y est élevé) mais elle est importante aux petites échelles (le nombre de Reynolds y est proche de 1). L'énergie est donc injectée aux grandes échelles, puis transportée jusqu'aux plus petites échelles où elle est dissipée.

Plaçons nous maintenant à une échelle spatiale donnée ξ . À cette échelle, les tourbillons ont pour dimension ξ et pour vitesse v_ξ et pour énergie cinétique v_ξ^2 . Si l'on suppose que l'énergie est transportée vers d'autres échelles au cours d'une circulation, la quantité d'énergie cinétique par unité de masse échangée correspond donc à :

$$\epsilon \sim C^{\text{ste}} \frac{v_\xi^3}{\xi} \quad (2.30)$$

Cela est vrai quelque soit l'échelle et donc a fortiori pour la dimension de l'injection d'énergie, ℓ . Par ailleurs cette quantité d'énergie échangée correspond aussi à l'énergie reçue. À l'échelle de dissipation, η , elle correspond donc à l'énergie dissipée par viscosité :

$$\epsilon \sim \frac{v_\eta^3}{\eta} \sim \nu \left(\frac{v_\eta}{\eta} \right)^2 \quad (2.31)$$

d'où

$$\eta = \nu^{3/4} \epsilon^{-1/4} \quad (2.32)$$

η est aussi connue sous le nom de longueur de Kolmogorov. Remarquons que $Re_\eta = 1$ lors de la dissipation, avec \Re_η le nombre de Reynolds à l'échelle de dissipation ($\Re_\eta = \eta v_\eta / \nu$).

Par ailleurs si nous nommons E_ξ l'énergie cinétique comprise dans les tourbillons d'une dimension ξ donnée, nous avons $E_\xi \propto v_\xi^2 \propto (\epsilon \xi)^{2/3}$. Autrement dit en posant $k = 1/\xi$, on a :

$$E(k) = K_0 \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2.33)$$

avec $E(k)$ la densité d'énergie cinétique des tourbillons. K_0 est connu sous le nom de constante de Kolmogorov. Cette équation correspond à la cascade de Kolmogorov.

Le raisonnement précédent correspond à celui de A. Kolmogorov [Kol91] dans sa publication originale (K41). Cette théorie peut être complétée avec une série d'autres grandeurs caractéristiques (voir fig. 2.14). En tout quatre grandeurs peuvent être définies : l'échelle d'injection de l'énergie, l'échelle de Liepmann-Taylor, l'échelle (ou micro-échelle) de Kolmogorov et l'échelle de dissipation. La première est directement reliée à l'injection d'énergie dans le système et change selon les systèmes. La seconde correspond à la plus grande échelle spatiale pouvant permettre la dissipation de l'énergie injectée uniquement par effets visqueux (dans l'hypothèse où les fluctuations de vitesse

1. ergodicité : hypothèse de physique statistique selon laquelle la moyenne d'ensemble équivaut à la moyenne temporelle effectuée sur une seule particule. La moyenne d'ensemble s'effectuant sur l'ensemble des particules à un instant donné correspond à une moyenne spatiale.

dues aux turbulences restent constantes). En soit toute l'énergie pourrait être dissipée à cette échelle mais pas en une seule circulation. Il en résulte que toute échelle de taille inférieure n'est pas influencée par l'injection (il y a perte des conditions initiales, le système devient donc isotrope). C'est à partir de cette échelle que le raisonnement auto-similaire précédent peut réellement être appliqué. Nous avons déjà défini l'échelle de Kolmogorov comme une échelle de dissipation visqueuse. En réalité, c'est à cette échelle que la viscosité devient suffisamment importante pour que le raisonnement auto-similaire ne puisse plus être appliqué. Enfin l'échelle de dissipation marque une chute brutale d'énergie liée à la dissipation. Nous pouvons noter que ces deux dernières échelles sont souvent proches voire considérées comme confondues. Par ailleurs la cascade de Kolmogorov ne s'applique réellement que entre l'échelle de Liepmann-Taylor et celle de Kolmogorov, on parle de zone inertielle.

D'un point de vue général, nous pourrions résumer la turbulence en quatre points. Un écoulement turbulent est irrégulier, nécessitant ainsi une approche statistique. C'est un écoulement rotationnel composé de nombreux tourbillons de tailles et formes différentes pouvant s'étirer et se scinder formant ainsi une cascade d'énergie. De ce fait la turbulence a un impact non négligeable sur la diffusion qu'elle augmente notamment par mélange. Enfin l'énergie injectée est dissipée aux petites échelles.

La théorie précédente repose sur un certain nombre d'hypothèses dont la validité est parfois contestable. Ainsi l'écoulement doit être incompressible (possiblement loin du choc), statistiquement stationnaire et homogène (cela est plus difficile dans nos expériences). En soit tout dépend du temps caractéristique de variation des fluctuations turbulentes au regard du temps caractéristique de modification de l'écoulement et d'évolution de l'expérience. Il faut noter que cette théorie ne s'applique qu'au champ de vitesse et non à celui de densité. En réalité une théorie annexe s'appliquant à la concentration dans un système à deux fluides incompressibles existe. Par extension cela peut revenir à notre étude. Enfin cette théorie repose sur des considérations d'auto-similarité, elle ne rend donc pas compte de la dynamique (et des mécanismes) de formation de la cascade d'énergie.

2.3.2 Turbulence - propriétés annexes et instabilité

Nous venons de voir ce qu'est la turbulence dans l'un des cas les plus simples, tel que décrit par Kolmogorov. Les résultats principaux de cette étude sont bien entendus la définition des différentes échelles spatiales ainsi que l'évolution de l'énergie en loi de puissance ($k^{-5/3}$). Des propriétés physiques annexes découlent de cette théorie et présentent un intérêt pour nos études. D'autre part des modifications de la théorie de Kolmogorov ont été développées afin de rendre compte de l'effet d'instabilités hydrodynamiques.

Dans un premier temps concentrons nous sur certaines propriétés annexes susceptibles de nous intéresser lors de nos études. La première concerne la définition de l'échelle de Kolmogorov, η , ainsi que celle de Liepmann-Taylor, λ_T . Si nous ré-exprimons ces échelles en fonction du nombre de Reynolds calculé à l'échelle d'injection, ℓ : $Re_\ell = v_\ell \ell / \nu$, nous obtenons :

$$\eta = \frac{\ell}{Re_\ell^{3/4}} \quad (2.34)$$

$$\lambda_T \sim \sqrt{\frac{15}{Re_\ell}} \ell \quad (2.35)$$

Il paraît alors évident que ces deux échelles varient au cours de l'évolution de la turbulence. En effet le nombre de Reynolds a tendance à augmenter au cours de l'évolution d'un système. Par ailleurs l'écart entre ces deux grandeurs, et donc la zone inertielle, a tendance à augmenter au cours du temps (avec le nombre de Reynolds).

Nous pouvons aussi noter que la mesure de l'échelle de Kolmogorov conjointement à celle d'injection est une mesure indirecte du nombre de Reynolds :

$$Re = \left(\frac{\ell}{\eta}\right)^{4/3} = \left(\frac{k_\eta}{k_\ell}\right)^{4/3} \quad (2.36)$$

la deuxième égalité correspond à la première mais dans l'espace de Fourier (nombre d'onde).

Une seconde propriété présentant un intérêt certain dans nos études est une conséquence directe de la formation de tourbillons tridimensionnels. Si le fluide est un conducteur électrique, ce qui est le cas pour un plasma, ces tourbillons seront à l'origine d'un effet dynamo. Cet effet aura tendance à amplifier tout champ magnétique

déjà présent. Nous pouvons aisément comprendre ce phénomène si l'on considère que le champ est gelé dans le plasma étant donné que les tourbillons sont étirés lors de tel écoulement. Par ailleurs une production directe de champ magnétique est aussi possible.

Dans notre introduction à la turbulence, nous avons évoqué les instabilités comme possible source de turbulence. Différentes théories visant à rendre compte du spectre de turbulence et de son évolution suite à la dégénérescence d'instabilité ont été développées. Ces théories sont avant tout des considérations sur l'échelle d'injection de l'énergie due aux instabilités (certaines considèrent aussi d'autres éléments de physique).

Dans le cas des IRT, la taille de la zone comprise entre l'extrémité des pics et la tête des bulles (zone atteinte par l'instabilité), aussi connu sous le nom de zone de mélange, est considérée comme l'échelle d'injection de l'énergie [SG17]. Cela est dû au fait que cette zone est le lieu de dépôt de vorticité. Comme nous l'avons mentionné dans les sections précédentes, cette dimension évolue au cours du temps. Une  tude [RC04] se basant sur une croissance asymptotique de l'IRT en t^2 montre que :

$$\eta \propto t^{-1/4} \tag{2.37}$$

$$\lambda_T \propto t^{1/2} \tag{2.38}$$

Zhou [Zho01] montre que la loi de puissance de la cascade d'énergie peut être changée lorsque la turbulence découle d'instabilités. Il montre que le coefficient devrait être égal à $-3/2$ en cas d'IRM et   $-7/4$ en cas d'IRT. Cette étude est néanmoins controversée et ces résultats remis en question au sein de la communauté de la turbulence [Sou12]. Une étude d'Abarzhi quant à elle [Aba10] fait mention d'un coefficient -2 . Plus récemment une étude de Soulard et Gr a [SG17] soulève la possibilité d'une loi de puissance sous la forme d'une somme d'harmonique.

L'ensemble des lois de puissance que nous venons de présenter présente des coefficients trop proches pour pouvoir être discriminés à l'aide des expériences et simulations actuelles. Il serait nécessaire d'obtenir des résultats précis sur plusieurs décades spatiales pour pouvoir déterminer le bon modèle.

2.3.3 Effet de la turbulence en HDE

L'apparition de la turbulence dans des systèmes hydrodynamiques, d'autant plus ceux qui sont instables, est donc une certitude. Cela soulève la question de l'importance de la turbulence et de ses effets dans les systèmes HDE et de surcroît ceux nous intéressant.

Nous avons déjà vu précédemment que des instabilités hydrodynamiques se développent en FCI et qu'elles sont entre autres responsables de notre incapacité à atteindre l'ignition. Malgré notre compréhension de ces problèmes, nous n'arrivons pas à restituer fidèlement les résultats d'expériences de FCI (production neutronique)   l'aide de simulations classiques. L'une des possibilités expliquant cette différence entre simulation et expérience est la non résolution de la turbulence au cours de l'implosion. En effet, différentes études numériques [Sre+03b; TK12] suggèrent que de la turbulence se développe au sein de la capsule augmentant ainsi le mélange (et la zone de mélange) des différents composants. Cela aurait alors un impact sur les températures atteintes et donc sur la production de neutrons. Cette hypothèse a été récemment rejetée dans [Web+14] où d'autres simulations, faisant appel à un autre code, montre qu'il n'y a pas de turbulence au cœur du point chaud (centre de convergence de la matière). La différence entre ces deux résultats contradictoires viendrait de la prise en compte de la viscosité dans le second. Celle-ci entraînerait une chute du nombre de Reynolds au centre de la capsule. Nous remarquerons cependant que le second code n'est pas pour autant plus complet que le premier. En effet, contrairement à celui-ci, il n'y a pas prise en compte de certains phénomènes physiques tel que : les transferts radiatifs ou la fusion thermonucléaire. Il nous paraît donc difficile de trancher sur la question de la présence et de l'effet de la turbulence en FCI.

En astrophysique, la turbulence joue un rôle non négligeable. Le milieu interstellaire est souvent considéré comme homogène, tout du moins aux grandes échelles spatiales.   plus petite échelle, il présente des inhomog nit s pouvant entraîner l'effondrement gravitationnel et la formation d'étoiles. Ces inhomog nit s sont en partie dues à la turbulence. Celle-ci a dans ce cas un effet si important que sa présence est nécessaire pour expliquer le taux de formation d'étoiles [MK04]. En astrophysique, il est d'ailleurs courant d'initialiser le milieu interstellaire avec un spectre turbulent afin d'étudier la formation d'étoiles [IH17; Fed18].

La turbulence joue aussi un rôle dans l'évolution des SN et de leurs restes. Lors de l'explosion des SN gravitationnelles, nous avons évoqué la nécessité de la présence de neutrinos pour permettre le débouché du choc (pour

qu'il puisse sortir du cœur de l'étoile). Des études récentes [Rad+18] montrent que la zone post-choc est hautement turbulente. Dans cette étude, en partie numérique, il est de plus montré que cette turbulence est un composant essentiel du mécanisme d'explosion de ces SN. D'autre part, l'évolution des RSN au temps long présente un caractère turbulent. Cela est d'autant plus vrai lors de la phase de refroidissement radiatif lorsque les déformations dues aux instabilités entraînent la destruction du reste. À ce stade, la turbulence s'est développée sur l'ensemble du reste. Nous pouvons noter que, tout comme en FCI, la présence de turbulence amplifie le mélange entre l'éjecta et le milieu interstellaire accélérant ainsi la diffusion de l'un dans l'autre.

La turbulence représente donc un sujet d'intérêt pour nos études, comme état ultime des instabilités que nous étudions, et comme influence sur les objets HDE de nos études. Il est à noter que la turbulence reste à ce jour un sujet d'étude à part entière et ce malgré plus d'un siècle d'étude. En cela toute information supplémentaire permettant d'améliorer des simulations ou de discriminer les théories présente un intérêt.



Résumé

- L'**IRT** est une instabilité hydrodynamique interfaciale.
- Son taux de croissance classique est donné par $\sqrt{A_n k g}$, mais de nombreuses modifications sont possibles en fonction de l'importance d'autres phénomènes physiques (viscosité, tension de surface, diffusion, champ magnétique...).
- L'**IRM** est une forme impulsionnelle d'IRT, se développant au passage d'une onde de choc au travers d'une interface. Ce n'est pas une instabilité au sens strict.
- L'**instabilité de Kelvin-Helmholtz (IKH)** est l'instabilité hydrodynamique responsable de la forme caractéristique des doigts d'IRT.
- L'ensemble de ces instabilités peuvent se retrouver en HDE et notamment en astrophysique. Elles se trouvent entre autres dans les **restes de supernovae (RSN)**.
- Les écoulements instables tendent à devenir turbulents. Il y a alors perte des conditions initiales, formation de tourbillons et transport de l'énergie cinétique des grandes échelles vers les plus petites.
- Le transport de l'énergie suit une loi en $k^{-5/3}$ appelé cascade de Kolmogorov. L'énergie est dissipée au niveau de l'échelle de Kolmogorov.

Bibliographie

- [Aba10] S. I. ABARZHI. « On fundamentals of Rayleigh-Taylor turbulent mixing ». In : *EPL (Europhysics Letters)* 91.3 (août 2010), p. 35001. ISSN : 0295-5075, 1286-4854. DOI : [10.1209/0295-5075/91/35001](https://doi.org/10.1209/0295-5075/91/35001). URL : <http://stacks.iop.org/0295-5075/91/i=3/a=35001?key=crossref.f4c76edaa6bcc5196c39bd23ef424eed> (visité le 15/04/2019).
- [Alo+95] U. ALON et al. « Power Laws and Similarity of Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov Mixing Fronts at All Density Ratios ». In : *Phys. Rev. Lett.* 74 (4 jan. 1995), p. 534-537. DOI : [10.1103/PhysRevLett.74.534](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.534). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.534>.
- [BE01] John M. BLONDIN et Donald C. ELLISON. « Rayleigh-Taylor instabilities in young supernova remnants undergoing efficient particle acceleration ». In : *The Astrophysical Journal* (oct. 2001).
- [BLV90] V. V. BYCHKOV, M. A. LIBERMAN et A. L. VELIKOVICH. « Comment on “Analytic solutions for Rayleigh-Taylor growth rates in smooth density gradients” ». In : *Phys. Rev. A* 42 (8 oct. 1990), p. 5031-5032. DOI : [10.1103/PhysRevA.42.5031](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.42.5031). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.42.5031>.
- [BS06] R. BETTI et J. SANZ. « Bubble Acceleration in the Ablative Rayleigh-Taylor Instability ». In : *Phys. Rev. Lett.* 97 (20 nov. 2006), p. 205002. DOI : [10.1103/PhysRevLett.97.205002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.205002). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.205002>.
- [Cha81] S. CHANDRASEKHAR. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Dover Books on Physics Series. Dover Publications, 1981. ISBN : 9780486640716.
- [CM97] C. P. CONRAD et P. MOLNAR. « The growth of Rayleigh-Taylor-type instabilities in the lithosphere for various rheological and density structures ». In : *Geophys. J. Int.* (1997).
- [DHH62] R. E. DUFF, F. H. HARLOW et C. W. HIRT. « Effects of Diffusion on Interface Instability between Gases ». In : *Physics of Fluids* 5.4 (1962), p. 417. ISSN : 00319171. DOI : [10.1063/1.1706634](https://doi.org/10.1063/1.1706634). URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1706634> (visité le 15/04/2019).
- [Dim+04] Guy DIMONTE et al. « A comparative study of the turbulent Rayleigh–Taylor instability using high-resolution three-dimensional numerical simulations : The Alpha-Group collaboration ». en. In : *Physics of Fluids* 16.5 (mai 2004), p. 1668-1693. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.1688328](https://doi.org/10.1063/1.1688328). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1688328> (visité le 15/04/2019).
- [Dim00] Guy DIMONTE. « Spanwise homogeneous buoyancy-drag model for Rayleigh–Taylor mixing and experimental evaluation ». In : *Physics of Plasmas* 7.6 (2000), p. 2255-2269. DOI : [10.1063/1.874060](https://doi.org/10.1063/1.874060). URL : <https://doi.org/10.1063/1.874060>.
- [Dra06] R.P. DRAKE. *High-Energy-Density Physics : Fundamentals, Inertial Fusion, And Experimental Astrophysics*. Springer, 2006.
- [Eri+11] Kristoffer A. ERIKSEN et al. « EVIDENCE FOR PARTICLE ACCELERATION TO THE KNEE OF THE COSMIC RAY SPECTRUM IN TYCHO'S SUPERNOVA REMNANT ». In : *The Astrophysical Journal* 728.2 (jan. 2011), p. L28. DOI : [10.1088/2041-8205/728/2/L28](https://doi.org/10.1088/2041-8205/728/2/L28). URL : <https://doi.org/10.1088/2041-8205/728/2/L28>.
- [Eul57] L. EULER. « Principes généraux du mouvement des fluides ». In : *Mémoires de l'Académie royale des sciences et des belles lettres de Berlin* (1757).

- [FDS14] Gilles FERRAND, Anne DECOURCHELLE et Samar SAFI-HARB. « THREE-DIMENSIONAL SIMULATIONS OF THE NON-THERMAL BROADBAND EMISSION FROM YOUNG SUPERNOVA REMNANTS INCLUDING EFFICIENT PARTICLE ACCELERATION ». In : *The Astrophysical Journal* 789.1 (juin 2014), p. 49. DOI : [10.1088/0004-637x/789/1/49](https://doi.org/10.1088/0004-637x/789/1/49). URL : <https://doi.org/10.1088/0004-637x/789/1/49>.
- [Fed18] Christoph FEDERRATH. « The turbulent formation of stars ». In : *Physics Today* 71.38 (6 2018). DOI : [10.1063/PT.3.3947](https://doi.org/10.1063/PT.3.3947). URL : <https://doi.org/10.1063/PT.3.3947>.
- [Fer+10] G. FERRAND et al. « 3D simulations of supernova remnants evolution including non-linear particle acceleration ». en. In : *Astronomy and Astrophysics* 509 (jan. 2010), p. L10. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/200913666](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913666). URL : <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/200913666> (visité le 16/04/2019).
- [FP15] Markus FLAIG et Tomasz PLEWA. « Self-generated magnetic fields in blast-wave driven Rayleigh-Taylor experiments ». en. In : *High Energy Density Physics* 17 (déc. 2015), p. 46-51. ISSN : 15741818. DOI : [10.1016/j.hedp.2015.01.005](https://doi.org/10.1016/j.hedp.2015.01.005). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1574181815000075> (visité le 15/04/2019).
- [Fra+10] F. FRASCHETTI et al. « Simulation of the growth of the 3D Rayleigh-Taylor instability in supernova remnants using an expanding reference frame ». In : *Astronomy & Astrophysics* (fév. 2010).
- [GHP01] E. GUYON, J-P. HULIN et L. PETIT. *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences / CNRS Éditions, 2001.
- [Gon+96] V. N. GONCHAROV et al. « Self-consistent stability analysis of ablation fronts with large Froude numbers ». In : *Physics of Plasmas* 3.4 (1996), p. 1402-1414. DOI : [10.1063/1.871730](https://doi.org/10.1063/1.871730). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.871730>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.871730>.
- [Gon02] V. N. GONCHAROV. « Analytical Model of Nonlinear, Single-Mode, Classical Rayleigh-Taylor Instability at Arbitrary Atwood Numbers ». In : *Phys. Rev. Lett.* 88 (13 mar. 2002), p. 134502. DOI : [10.1103/PhysRevLett.88.134502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.134502). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.134502>.
- [Hel68] H. HELMHOLTZ. « Monthly reports of the Royal Prussian Academy of Philosophy in Berlin. Über discontinuierliche flüssigkeits-bewegungen (on the discontinuous movements of fluids) ». In : *Monatsberichte der Königlich-Preussische Akademie der Wissenschaften zu Berlin* (1868).
- [Hil+11] Andrew HILLIER et al. « Numerical simulations of the magnetic Rayleigh-Taylor instability in the Kippenhahn-Schlüter prominence model ». en. In : *The Astrophysical Journal* 736.1 (juil. 2011), p. L1. ISSN : 2041-8205, 2041-8213. DOI : [10.1088/2041-8205/736/1/L1](https://doi.org/10.1088/2041-8205/736/1/L1).
- [HKW04] Peter HÖFLICH, P. KUMAR et J. WHEELER. *Cosmic Explosions in Three Dimensions : Asymmetries in Supernovae and Gamma-Ray Bursts*. Cambridge University Press, 2004. ISBN : 9780511536236. DOI : <https://doi.org/10.1017/CB09780511536236>.
- [IH17] Olivier IFFRIG et Patrick HENNEBELLE. « Structure distribution and turbulence in self-consistently supernova-driven ISM of multiphase magnetized galactic discs ». In : *A&A* 604 (2017), A70. DOI : [10.1051/0004-6361/201630290](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630290). URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630290>.
- [Ino+11] Tsuyoshi INOUE et al. « TOWARD UNDERSTANDING THE COSMIC-RAY ACCELERATION AT YOUNG SUPERNOVA REMNANTS INTERACTING WITH INTERSTELLAR CLOUDS : POSSIBLE APPLICATIONS TO RX J1713.7-3946 ». In : *The Astrophysical Journal* 744.1 (déc. 2011), p. 71. DOI : [10.1088/0004-637x/744/1/71](https://doi.org/10.1088/0004-637x/744/1/71). URL : <https://doi.org/10.1088/0004-637x/744/1/71>.
- [Ino19] Tsuyoshi INOUE. « Bell-instability-mediated Spectral Modulation of Hadronic Gamma-Rays from a Supernova Remnant Interacting with a Molecular Cloud ». In : *The Astrophysical Journal* 872.1 (fév. 2019), p. 46. DOI : [10.3847/1538-4357/aafb70](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aafb70). URL : <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aafb70>.
- [Kel+76] MC KELLEY et al. « Evidence for a Rayleigh-Taylor type instability and upwelling of depleted density regions during equatorial spread F ». In : *Geophysical Research Letters* 3.8 (1976), p. 448-450.
- [Kol91] A. N. KOLMOGOROV. « The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers ». In : *Proceedings : Mathematical and Physical Sciences* 434.1890 (1991), p. 9-13. ISSN : 09628444. URL : <http://www.jstor.org/stable/51980>.
- [Lay55] David LAYZER. « On the Instability of Superposed Fluids in a Gravitational Field. » In : *The Astrophysical Journal* 122 (juil. 1955), p. 1. DOI : [10.1086/146048](https://doi.org/10.1086/146048).

- [Liv04] D. LIVESCU. « Compressibility effects on the Rayleigh–Taylor instability growth between immiscible fluids ». en. In : *Physics of Fluids* 16.1 (jan. 2004), p. 118-127. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.1630800](https://doi.org/10.1063/1.1630800). (Visité le 15/04/2019).
- [MB07] Alain MAZURE et Stephane BASA. *Exploding Superstars : Understanding Supernovae and Gamma-Ray Bursts*. Springer, 2007. ISBN : 978-0-387-09547-9.
- [MF06] Anthony MEZZACAPPA et George M. FULLER. *Open Issues in Core Collapse Supernova Theory (Proceedings from the Institute for Nuclear Theory)*. World Scientific Publishing Company, 2006. ISBN : 9789812563149.
- [MK04] Mordecai-Mark MAC LOW et Ralf S. KLESSEN. « Control of star formation by supersonic turbulence ». In : *Rev. Mod. Phys.* 76 (1 jan. 2004), p. 125-194. DOI : [10.1103/RevModPhys.76.125](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.125). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.125>.
- [Mun88] David H. MUNRO. « Analytic solutions for Rayleigh–Taylor growth rates in smooth density gradients ». In : *Phys. Rev. A* 38 (3 août 1988), p. 1433-1445. DOI : [10.1103/PhysRevA.38.1433](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.38.1433). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.38.1433>.
- [Oro+01] D. ORON et al. « Dimensionality dependence of the Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability late-time scaling laws ». In : *Physics of Plasmas* 8.6 (2001), p. 2883-2889. DOI : [10.1063/1.1362529](https://doi.org/10.1063/1.1362529). URL : <https://doi.org/10.1063/1.1362529>.
- [Rad+18] David RADICE et al. « Turbulence in core-collapse supernovae ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 45.5 (avr. 2018), p. 053003. DOI : [10.1088/1361-6471/aab872](https://doi.org/10.1088/1361-6471/aab872). URL : <https://doi.org/10.1088/1361-6471/aab872>.
- [Ram+12] P. RAMAPRABHU et al. « The late-time dynamics of the single-mode Rayleigh–Taylor instability ». en. In : *Physics of Fluids* 24.7 (juil. 2012), p. 074107. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.4733396](https://doi.org/10.1063/1.4733396). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4733396> (visité le 15/04/2019).
- [Ray83] Lord RAYLEIGH. « Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density ». In : *Proceeding of the London Mathematical Society* 14 (1883), p. 170-177.
- [RC04] J. R. RISTORCELLI et T. T. CLARK. « Rayleigh–Taylor turbulence : self-similar analysis and direct numerical simulations ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 507 (mai 2004), p. 213-253. ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : [10.1017/S0022112004008286](https://doi.org/10.1017/S0022112004008286). URL : http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112004008286 (visité le 05/09/2019).
- [Ric60] R.D. RICHTMYER. « Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids ». In : *Communication on Pure and Applied Mathematics* (1960).
- [RKL13] P. RAMAPRABHU, V. KARKHANIS et A. G. W. LAWRIE. « The Rayleigh–Taylor Instability driven by an accel-decel-accel profile ». en. In : *Physics of Fluids* 25.11 (nov. 2013), p. 115104. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.4829765](https://doi.org/10.1063/1.4829765). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4829765> (visité le 15/04/2019).
- [San96] J. SANZ. « Self-consistent analytical model of the Rayleigh–Taylor instability in inertial confinement fusion ». en. In : *Physical Review E* 53.4 (avr. 1996). ISSN : 1063-651X, 1095-3787. DOI : [10.1103/PhysRevE.53.4026](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.53.4026). (Visité le 05/07/2019).
- [SG17] Olivier SOULARD et Benoît-Joseph GRÉA. « Influence of zero-modes on the inertial-range anisotropy of Rayleigh–Taylor and unstably stratified homogeneous turbulence ». In : *Phys. Rev. Fluids* 2 (7 juil. 2017), p. 074603. DOI : [10.1103/PhysRevFluids.2.074603](https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.2.074603). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevFluids.2.074603>.
- [Sma+18] V. A. SMALYUK et al. « Review of hydro-instability experiments with alternate capsule supports in indirect-drive implosions on the National Ignition Facility ». In : *Physics of Plasmas* 25.7 (2018), p. 072705. DOI : [10.1063/1.5042081](https://doi.org/10.1063/1.5042081). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5042081>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5042081>.
- [Sma+19] V A SMALYUK et al. « Review of hydrodynamic instability experiments in inertially confined fusion implosions on National Ignition Facility ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 62.1 (oct. 2019), p. 014007. DOI : [10.1088/1361-6587/ab49f4](https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab49f4). URL : <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab49f4>.

- [Sou12] Olivier SOULARD. « Implications of the Monin-Yaglom Relation for Rayleigh-Taylor Turbulence ». en. In : *Physical Review Letters* 109.25 (déc. 2012), p. 254501. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : [10.1103/PhysRevLett.109.254501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.254501). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.254501> (visité le 21/10/2019).
- [Sre+03a] Yair SREBRO et al. « A general buoyancy–drag model for the evolution of the Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instabilities ». en. In : *Laser and Particle Beams* 21.3 (juil. 2003), p. 347-353. ISSN : 0263-0346, 1469-803X. DOI : [10.1017/S0263034603213094](https://doi.org/10.1017/S0263034603213094). URL : https://www.cambridge.org/core/product/identifiser/S0263034603213094/type/journal_article.
- [Sre+03b] Yair SREBRO et al. « Modeling turbulent mixing in inertial confinement fusion implosions ». In : *Laser and Particle Beams* 21.3 (2003), p. 355-361. DOI : [10.1017/S0263034603213100](https://doi.org/10.1017/S0263034603213100). URL : <https://doi.org/10.1017/S0263034603213100>.
- [Ste14] David S. STEVENSON. *Extreme Explosions : Supernovae, Hypernovae, Magnetars, and Other Unusual Cosmic Blasts*. Springer, 2014. ISBN : 978-1-4614-8136-2.
- [Tak+85] H. TAKABE et al. « Self-consistent growth rate of the Rayleigh–Taylor instability in an ablatively accelerating plasma ». In : *The Physics of Fluids* 28.12 (1985), p. 3676-3682. DOI : [10.1063/1.865099](https://doi.org/10.1063/1.865099).
- [Tay50] G. I. TAYLOR. « The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes ». In : *Proceeding of the Royal Society of London A* 201 (1950), p. 192-196.
- [TC17] Xiaping TANG et Roger A. CHEVALIER. « Shock evolution in non-radiative supernova remnants ». en. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465.4 (mar. 2017), p. 3793-3802. ISSN : 0035-8711, 1365-2966. DOI : [10.1093/mnras/stw2978](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2978). URL : <https://academic.oup.com/mnras/article-lookup/doi/10.1093/mnras/stw2978> (visité le 19/04/2019).
- [TK12] V. A. THOMAS et R. J. KARES. « Drive Asymmetry and the Origin of Turbulence in an ICF Implosion ». In : *Phys. Rev. Lett.* 109 (7 août 2012), p. 075004. DOI : [10.1103/PhysRevLett.109.075004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.075004). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.075004>.
- [TM99] J. Kelly TRUELOVE et Christopher F. MCKEE. « Evolution of Nonradiative Supernova Remnants ». en. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 120.2 (fév. 1999), p. 299-326. ISSN : 0067-0049, 1538-4365. DOI : [10.1086/313176](https://doi.org/10.1086/313176). URL : <http://stacks.iop.org/0067-0049/120/i=2/a=299> (visité le 17/04/2019).
- [WC16] J G WOUCHUK et F COBOS-CAMPOS. « Linear theory of Richtmyer–Meshkov like flows ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 59.1 (nov. 2016), p. 014033. DOI : [10.1088/0741-3335/59/1/014033](https://doi.org/10.1088/0741-3335/59/1/014033). URL : <https://doi.org/10.1088/0741-3335/59/1/014033>.
- [Web+14] C. R. WEBER et al. « Inhibition of turbulence in inertial-confinement-fusion hot spots by viscous dissipation ». In : *Phys. Rev. E* 89 (5 mai 2014), p. 053106. DOI : [10.1103/PhysRevE.89.053106](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.89.053106). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.89.053106>.
- [WL12] Tie WEI et Daniel LIVESCU. « Late-time quadratic growth in single-mode Rayleigh-Taylor instability ». In : *Phys. Rev. E* 86 (4 oct. 2012), p. 046405. DOI : [10.1103/PhysRevE.86.046405](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.86.046405). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.86.046405>.
- [WMJ15] A. WONGWATHANARAT, E. MÜLLER et H.-Th. JANKA. « Three-dimensional simulations of core-collapse supernovae : from shock revival to shock breakout ». In : *A&A* 577 (2015), A48. DOI : [10.1051/0004-6361/201425025](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425025). URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425025>.
- [Zho01] Ye ZHOU. « A scaling analysis of turbulent flows driven by Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instabilities ». In : *Physics of Fluids* 13.2 (fév. 2001), p. 538-543. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.1336151](https://doi.org/10.1063/1.1336151). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1336151> (visité le 05/09/2019).
- [Zho17] Ye ZHOU. « Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. I ». en. In : *Physics Reports* 720-722 (déc. 2017), p. 1-136. ISSN : 03701573. DOI : [10.1016/j.physrep.2017.07.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.07.005). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370157317302028> (visité le 26/06/2019).

Chapitre 3

Concept et Méthodes

Contents

3.1 Les lasers de puissance : la source d'énergie	63
3.1.1 L'installation LULI2000	64
3.1.2 L'installation GEKKO XII - chambre 2	65
3.1.3 Autres installations	66
3.1.4 Façonner le laser	68
3.1.5 Compenser les fluctuations lasers	71
3.2 Des cibles favorisant l'IRT	72
3.2.1 Présentation des cibles	72
3.2.2 Concept et utilité - le choix des éléments de cible	74
3.2.3 Problèmes liés aux cibles	78
3.3 Les diagnostics nécessaires à l'observation	80
3.3.1 Caractéristiques des diagnostics	80
3.3.2 Diagnostics optiques	82
3.3.3 Détails sur la radiographie X et le développement de détecteur	85
3.4 Des codes de simulations pour préparer et interpréter	105
3.4.1 Le code MULTI	105
3.4.2 Le code FLASH	106

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les thématiques en lien avec cette thèse ainsi que l'intérêt du sujet abordé. Cela nous permet d'appréhender cette thèse, mais ne nous éclaire en rien sur les techniques expérimentales utilisées, leur fonctionnement ou les raisons des choix effectués. Au cours de ce chapitre, nous décrirons ces choix ainsi que les techniques employées. Cela représente plus qu'un simple état de l'art, car même s'il est vrai que l'ensemble des méthodes employées n'a rien d'original, leur application est adaptée au cas spécifiquement étudié. Toutefois certaines techniques d'imagerie ont été développées et caractérisées pour la première fois au cours de cette thèse.

Nous verrons dans un premier temps l'ensemble des points en rapport avec l'aspect expérimental de ce travail de thèse. Nous verrons quels furent les lasers employés, leurs caractéristiques et en quoi ils répondent à nos besoins. Dans un second temps, nous nous concentrerons sur la conception des cibles utilisées en expérience. Après quoi nous décrirons les diagnostics employés, qui sont bien entendu nécessaires à notre étude.

Enfin nous présenterons les outils employés pour la partie numérique de cette thèse. Nous verrons en quoi ils nous sont nécessaires, et présenterons les choix que nous avons réalisés.

3.1 Les lasers de puissance : la source d'énergie

Comme décrit dans les parties 1.2.1 et 1.2.4, nous avons utilisé des lasers de puissance afin d'atteindre expérimentalement les conditions nous intéressant (HDE). Dans cette section nous allons décrire les différentes installations sur lesquelles les expériences ont été effectuées. Bien entendu nous en donnerons les caractéristiques et par la même occasion nous estimerons les conditions physiques obtenues lors de leur utilisation. Dans un second temps, nous exposerons les techniques de mise en forme du laser ainsi que les limitations qu'elles imposent.

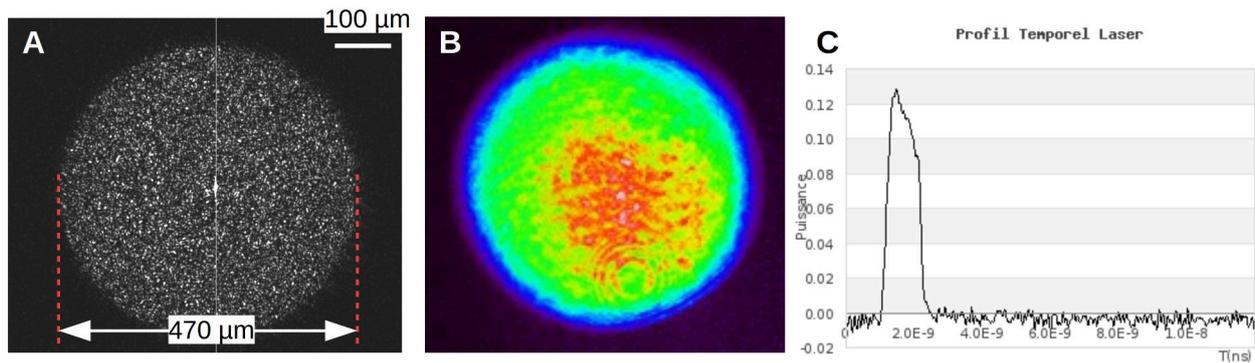


FIGURE 3.1 – Caractéristiques spatiales et temporelles du faisceau nano2000 durant nos expériences. A : Image de tâche focale à bas flux (sans amplification) en centre chambre. Cette tâche réalisée à l'aide d'une lame de phase hybride qui mesure 470 µm de diamètre et est super-gaussienne. B : Répartition spatiale en énergie en sortie de chaîne d'amplification. C : Profil temporel de l'intensité laser en sortie de chaîne d'amplification.

3.1.1 L'installation LULI2000

L'installation LULI2000, opérationnelle depuis 2003, est située sur le site de l'école Polytechnique en France (Palaiseau).

Du point de vue des expérimentateurs, cette installation comporte un maximum de cinq faisceaux lasers. Deux faisceaux nanosecondes délivrant des énergies de l'ordre du kilojoule, l'un d'eux peut être converti en faisceau picoseconde d'une centaine de térawatt (pico2000). Un faisceau nanoseconde délivrant une énergie de l'ordre de quelques dizaines de joule (chaîne bleue). Et un faisceau picoseconde d'une puissance avoisinant la dizaine de térawatt (chaîne noire). À cela s'ajoute quelques lasers sondes dont la puissance est négligeable en comparaison des lasers cités précédemment. Deux salles expérimentales et enceintes associées existent au LULI2000, chacune présentant des contraintes propres, telle qu'une limitation sur les lasers utilisables.

Bien que nous ayons utilisé les deux salles lors des expériences menées dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes principalement servis de la salle 1. Dans cette salle, un laser de puissance nanoseconde, le nano2000, ainsi qu'un laser picoseconde, le pico2000, étaient à notre disposition.

Dans la configuration utilisée, le nano2000 délivre une énergie sur cible d'environ 500 J en approximativement 1,5 ns à la fréquence 2ω (voir figure 3.1). Il faut dès à présent noter que les valeurs précédemment avancées, mis à part la fréquence, sont des moyennes. Les valeurs exactes d'énergie varient de tir à tir, elles ont été mesurées et ont varié entre 310 et 650 J (cas extrêmes) pour une moyenne de 529 ± 53 J (écart type). Le profil temporel de l'intensité laser ne correspond pas à une fonction porte, malgré son appellation "profil carré". Il se caractérise par une montée gaussienne, un plateau, et une descente gaussienne. Les zones de variation d'intensité laser n'ont pas été exactement caractérisées. Elles sont censées correspondre à deux demi-gaussiennes de largeur à mi-hauteur égale à 0,2 ns. Le plateau d'intensité a une durée d'environ 1,3 ns. Les mesures obtenues lors des expériences révèlent une variation entre 1,24 et 1,33 ns. La tâche focale du laser est décrite par une répartition spatiale, en intensité, super-gaussienne d'ordre 3 (voir figure 3.1 A) et de largeur à mi-hauteur ~ 470 µm obtenue à l'aide d'une lame de phase hybride (voir partie sur les HPP pour sa définition). L'intensité dans ce disque central est donc approximativement constante ($\sim 2 \times 10^{14}$ W.cm⁻²). Nous pouvons remarquer que la mesure de la tâche focale se fait hors tir à des intensités bien plus faibles que l'intensité nominale. Il en résulte une incertitude sur l'exacte répartition spatiale sur les tirs à pleine énergie. Au vu des résultats expérimentaux, nous pensons néanmoins cet effet négligeable.

Le laser pico2000, quant à lui, délivre en moyenne 55 J sur cible en ~ 10 ps à une fréquence de 1ω , dans la configuration que nous avons utilisée. Tout comme pour nano2000, l'énergie délivrée n'est pas constante. Cette énergie variait entre 31 et 69 J. Le profil temporel de l'impulsion laser est censé être gaussien. Sa durée exacte n'a jamais été mesurée, tout du moins les seules mesures ont lieu avant compression du faisceau (réduction de sa durée temporelle). Spatialement la tâche focale est approximativement gaussienne de diamètre ~ 10 – 15 µm, que nous défocalisons à ~ 50 µm. Elle présente parfois des déformations ainsi que des sur-intensités. De par notre utilisation de ce laser (génération de source X), ses caractéristiques spatiales et variations en énergie n'ont que peu d'importance. Son profil temporel est nettement plus critique, car pouvant induire une détérioration de la qualité de l'imagerie (voir parties 3.1.4.3 et 3.3.1.3).

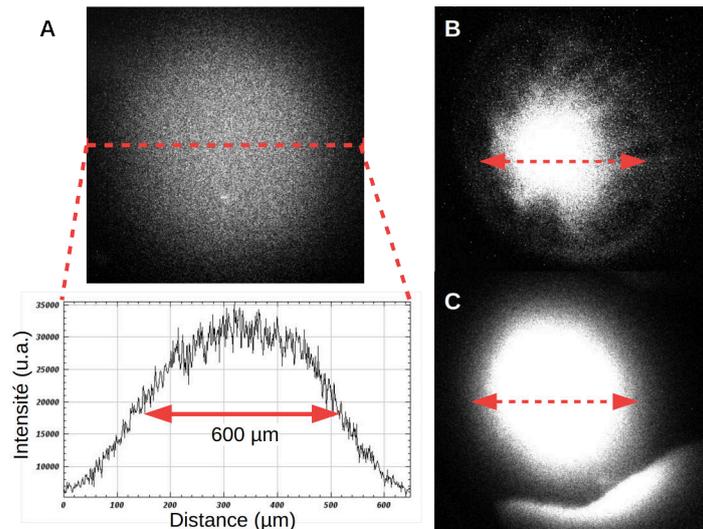


FIGURE 3.2 – Caractéristiques spatiales de la tâche focale du laser GEKKO XII obtenues sur tir, à l'aide d'un sténopé X, dans notre configuration (superposition de neuf faisceaux). Lorsque les neuf faisceaux se recouvrent correctement la tâche focale est super-gaussienne (A) et a une largeur à mi-hauteur de 600 μm (coupe). Si les faisceaux ne se recouvrent pas correctement, à cause d'un défaut d'alignement de cible par exemple, la tâche focale se trouve déformée (B et C).

Un troisième faisceau laser, chaîne bleue, a été utilisé dans l'une de nos campagnes expérimentales afin de réaliser une seconde radiographie conjointement au pico2000. Ce faisceau délivre en moyenne 22 J à 1ω en 1,1 ns. Son profil temporel est gaussien. Son profil spatial est une gaussienne d'environ 100 μm de diamètre.

Par ailleurs un faisceau sonde (CFR ou Quanta-Ray) a pu être utilisé selon la configuration expérimentale. Lors de nos expériences, il délivre des énergies de l'ordre de la dizaine de millijoule en 7 à 15 ns à une fréquence de 2ω . Contrairement aux autres faisceaux, il n'est pas focalisé sur la zone d'intérêt mais reste collimaté. Son diamètre est alors de l'ordre de quelques centimètres (3 cm au maximum) dans nos expériences, suite à l'utilisation d'un beam expander (système de deux lentilles en configuration de télescope).

En plus des faisceaux lasers, la salle 1 du LULI2000 permet l'utilisation d'un système bobine et pulseur. Ce système est constitué d'un double solénoïde dans une configuration de bobine de Helmholtz et d'un banc de capacité permettant une décharge électrique dans la bobine. Cela permet la création d'un champ magnétique pouvant aller jusqu'à 10 T (une nouvelle bobine, actuellement testée, atteindrait 30 T). Ce champ est constant dans un volume de l'ordre du centimètre cube sur une durée de l'ordre de la microseconde, pour la bobine que nous avons utilisée.

La seconde salle permet l'utilisation de lasers aux caractéristiques similaires à la première. Les principales différences sont la possibilité d'ajouter un second faisceau nanoseconde ayant les mêmes caractéristiques que nano2000, et une énergie plus faible, ~ 10 J, dans le faisceau picoseconde. L'impossibilité initiale d'y mettre du champ magnétique (un système bobine-pulseur peut y être utilisé seulement depuis 2019) et les problèmes liés au laser picoseconde (incertitude sur la possibilité de réaliser de bonnes radiographies) nous ont fait privilégier la salle 1.

3.1.2 L'installation GEKKO XII - chambre 2

L'installation GEKKO XII, chambre 2, se situe au sein de l'*Institute of Laser Engineering* (ILE) à l'université d'Osaka au Japon.

Cette installation comporte un total de 12 faisceaux lasers nanoseconde arrivant d'une même direction et pouvant être utilisés simultanément, par multiple de groupe de trois faisceaux, ou un par un. Étant donné que seulement 9 des faisceaux peuvent être convertis à la fréquence 3ω , les trois autres étant à 2ω , nous n'avons utilisé que ces 9 faisceaux. La raison principale de ce choix est un souci de simplicité de simulation.

Dans notre configuration expérimentale chaque faisceau délivre environ 120 J en $\sim 0,5$ ns (profil gaussien, en réalité quasi-gaussien). L'énergie totale mesurée varie entre 840 et 1200 J. La tâche focale est super-gaussienne (quasi-carrée dû à l'utilisation de lame de phase de type KPP) et a pour diamètre 600 μm (voir figure 3.2). Dans

cette chambre expérimentale, il n'y a pas de faisceau picoseconde. Le faisceau sonde visible utilisé présente des caractéristiques similaires à celui du LULI2000 (2ω , quelques dizaines de millijoule, environ 10 ns, sur un diamètre de l'ordre du centimètre en centre chambre).

Le principal avantage de cette installation laser est la puissance élevée, par rapport au LULI2000, atteignable ($\sim 2 \times 10^{12}$ W dans notre utilisation, soit environ 7×10^{14} W.cm⁻²). Cependant l'utilisation de multiples faisceaux entraîne des difficultés sur leur alignement. S'il ne se recouvrent pas bien, il y aura une forte baisse d'intensité au niveau de la cible, de plus la tâche focale sera déformée (voir figure 3.2 B et C). Un système de sténopé à rayon X permet à posteriori d'évaluer le recouvrement des faisceaux.

Un second désavantage de cette salle d'expérience est l'absence de laser ultra-intense tel le pico2000. De ce fait, il n'est pas possible de réaliser des radiographies X. L'ensemble des diagnostics que nous avons utilisés sur cette installation sont des diagnostics visibles.

LFEX En plus de la chambre expérimentale que nous avons utilisée principalement, l'installation GEKKO XII comporte une seconde enceinte où les 12 faisceaux peuvent être utilisés conjointement à LFEX. LFEX, ou *Laser for Fast Ignition Experiment* (laser pour les expériences d'allumage rapide), est un laser picoseconde de plusieurs centaines de joule.

Nous l'avons utilisé lors d'expériences de développement de diagnostic à rayons X pour créer une brève source de rayonnement X. La configuration des faisceaux GEKKO XII dans cette enceinte ne permet pas de tous les combiner. En effet, ils sont répartis sur l'ensemble du pourtour de l'enceinte et ne proviennent pas d'une direction unique (disposition pour la *fast ignition* [BGF92; Tab+94]). Cette installation nous a donc permis le développement de diagnostic, mais pas l'étude des IRT.

3.1.3 Autres installations

En plus des expériences réalisées sur les installations précédemment présentées, une série d'expériences secondaires a été effectuée sur d'autres installations. Ces expériences avaient pour objectif principal soit un élargissement du sujet d'étude, ou un développement de diagnostic. Dans ce manuscrit de thèse, nous ne présenterons que succinctement les résultats obtenus.

3.1.3.1 Redimensionner les expériences

Changer d'installation laser pour réitérer une expérience peut présenter un grand intérêt. De cette façon, il nous est possible de vérifier si l'expérience est reproductible. Nous vérifions ainsi si nos résultats ne sont pas influencés par un facteur propre à une installation laser, que nous n'avons pas considéré. Cela peut aussi nous permettre de bénéficier de diagnostics non présents sur certaines installations voire même de caractéristiques laser non atteignables ailleurs. Ce dernier point a une utilité certaine pour toute étude de phénomène dépendant directement de la vitesse du choc. Ainsi une installation mégajoule aura plus d'intérêt qu'une installation kilojoule pour l'étude des chocs radiatifs [Mic+18; Van+18; FMB11]. Pour ce qui est de nos études de l'IRT, l'utilisation d'installation mégajoule est aussi d'utilité mais pour différentes raisons. La présence d'une plus grande énergie peut permettre de garder les mêmes conditions d'intensité que sur une plus petite installation mais sur une tâche focale plus grande ou sur une durée plus longue. Cela permet de s'affranchir des effets de bord pour une tâche focale plus large (permettant aussi de travailler avec des modulations plus larges), ou de maintenir le choc pour une plus longue durée, sa décélération due à l'onde de raréfaction venant de la face avant de la cible (apparaissant à la coupure du laser) est effectivement retardée. Le maintien du choc n'est forcément souhaitable pour l'étude des IRT vu que seule la décélération de l'interface (souvent liée à celle du choc) permet son développement. La plus grande énergie d'un laser mégajoule peut permettre aussi d'atteindre une plus grande intensité et donc une plus grande vitesse de choc. Un changement de la vitesse du choc entraînera très certainement un changement de la vitesse de l'interface, ainsi qu'une différence sur le nombre d'Atwood après passage du choc. Le second point aurait tout aussi bien pu être obtenu en changeant les conditions initiales de la cible (variation des densités initiales ou des matériaux). Le premier influence indirectement l'instabilité, car une plus grande vitesse initiale rend possible une décélération plus importante ou continuant sur une plus longue durée. C'est en effet la décélération de l'interface qui importe. Cette dernière est bien entendue liée à la vitesse initiale de l'interface, mais elle dépend avant tout des mécanismes propres à la décélération (viscosité, raréfaction, masse balayée par le choc équivalent à l'éjecta...). L'un des seuls réels intérêts, autre que les diagnostics alternatifs, est l'ajout de phénomènes secondaires, comme

par exemple un second choc (possiblement contre-propagatif) impactant l'IRT. Néanmoins cela revient à changer l'objet d'étude et à créer une toute autre expérience.

Nous noterons néanmoins que la stabilité (reproductibilité) et la forte énergie que peuvent fournir ce type d'installations présentent un grand intérêt pour bon nombre d'études. Que ce soit pour l'étude de l'IRT en phase ablative [Cas+18] (ou autre imprint), qui nécessite une grande énergie, pour l'utilisation de choc large ou de forme complexe, pour certaines études astrophysiques, où la similarité ne peut être assurée que par ce type d'installation : choc radiatif [Mic19], jet astrophysique, accrétion (projet polar)... Ceci n'est néanmoins pas l'objet de notre étude.

OMEGA EP OMEGA EP est une installation laser dépendant du "Laboratory for Laser Energetics" (laboratoire pour la dynamique laser) située à Rochester aux États-Unis.

Cette installation comporte quatre faisceaux nanosecondes de plusieurs kilojoules, dont deux peuvent être comprimés afin d'obtenir des impulsions picosecondes. Au cours de notre expérience nous utilisons simultanément un faisceau nanoseconde et un faisceau picoseconde. Alternier les deux duos de faisceaux nous permettait d'augmenter la fréquence des tirs.

En moyenne le faisceau nanoseconde délivrait 1560 J en 1,25 ns à 3ω , et le faisceau picoseconde ~ 540 J en 50 ps à 1ω .

Le principal souci de cette installation, provient du nombre limité de tirs lors d'une campagne expérimentale. Nous avons comptabilisé un total de 13 tirs en comptant ceux qui ont échoué. Cela peut amener à douter de la fiabilité des résultats et des conclusions obtenues, s'ils ne sont pas mis en regard d'autres expériences et de simulations. Cela est malheureusement vrai malgré la robustesse et la mesure des caractéristiques lasers sur tirs, car l'ensemble des conditions expérimentales ne peuvent pas être parfaitement contrôlées. Il est toujours nécessaire, et ce quel que soit le domaine physique, de réaliser plusieurs fois une même expérience pour en assurer les résultats. Cela est d'autant plus vrai que les phénomènes nous intéressant sont fortement non-linéaires, la moindre différence initiale peut se retrouver amplifiée.

3.1.3.2 Développement du diagnostic LiF

Le diagnostic LiF (voir partie 3.3.3.3) est un diagnostic que nous avons développé au cours de cette thèse. L'objectif final étant son application aux expériences sur l'IRT. Son utilisation au LULI2000 ayant montré quelques limitations, nous avons conçu et effectué des expériences visant à le caractériser et à vérifier son bon fonctionnement.

SOLEIL SOLEIL est un synchrotron situé à Gif-sur-Yvette (France). Il produit un rayonnement lumineux de fréquence variable, allant de la gamme micro-onde jusqu'au rayonnement gamma. Après sélection, le faisceau de photons obtenu est quasi-monochromatique, pulsé et collimaté. Bien que la brillance de cette source lumineuse soit faible en comparaison de celle produite par laser, la haute fréquence de répétition (>1 Hz, elle peut atteindre le kilohertz) et la précision permettent une accumulation de l'énergie photonique : l'énergie déposée peut donc être élevée.

Au cours de notre expérience, nous avons utilisé le faisceau comme source de rayonnement X à différentes énergies (5, 7, 9, 10 et 12 keV). Le faisceau formait un carré de côté 0,5 mm et avait une distribution en énergie quasi-constante. Par ailleurs, nous avons fait varier l'énergie surfacique accumulée entre 1×10^{-4} et 2 J.cm^{-2} .

Bien entendu, il n'y a pas de laser de puissance sur ce synchrotron et donc pas d'expérience sur l'IRT.

SACLA SACLA est un [laser à électrons libres produisant un faisceau de rayons X, ou x-ray free electron laser \(XFEL\)](#), se situant au Japon. Le faisceau de rayons X est cohérent, collimaté, quasi-monochromatique et possède une forte brillance (un laser X). Dans la configuration dans laquelle nous l'avons employé, ce XFEL délivre un rayonnement X d'une durée de 7 fs centré sur 7 keV (son profil en énergie est gaussien et a une largeur à mi-hauteur de 30 eV). Sa répartition spatiale en énergie est gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de ~ 1 mm (voir figure 3.3).

Conjointement au XFEL, il existe un laser de puissance de type nanoseconde, qui délivre ~ 20 J (entre 8 et 29 J) en 4,5 ns sur une tâche focale super-gaussienne de largeur à mi-hauteur 250 μm . Nous ne possédons pas de mesure exacte de la tâche focale. Cependant il est probable qu'elle présente de nombreux points chauds (ou sur-intensités), malgré l'utilisation d'une lame de phase.

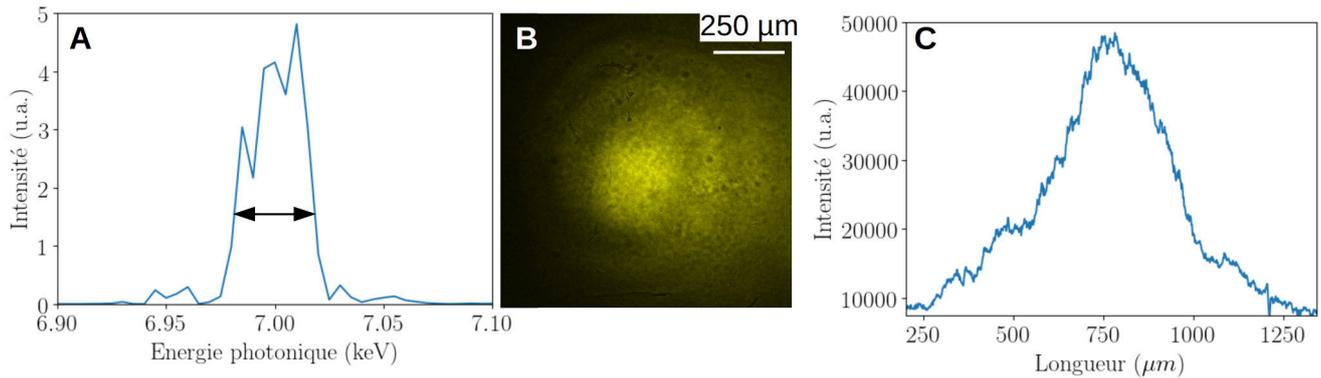


FIGURE 3.3 – Caractéristiques du faisceau XFEL de l’installation SACLA lors de nos expériences. A : Profil en énergie du XFEL centré sur 7 keV avec une largeur à mi-hauteur de 30 eV. B : Profil spatial du faisceau sonde (rayons X) caractérisé à l’aide d’un cristal de LiF. C : Coupe réalisée sur un diamètre du profil précédent. Le faisceau est de dimension millimétrique (plutôt $\sim 500 \mu\text{m}$ ici).

En comparaison avec le LULI2000, cette installation ne délivre que peu d’énergie avec son laser nanoseconde, par contre sa source X est très intense. Cela nous a permis d’utiliser le diagnostic LiF au cours d’une étude dynamique des IRT.

L’expérience menée au LFEX, décrit précédemment, a aussi servi au développement du diagnostic à base de LiF.

3.1.4 Façonner le laser

Dans la partie précédente, nous avons décrit les différentes installations que nous avons utilisées lors de cette thèse ainsi que les caractéristiques laser que nous avons obtenues au sein de celles-ci. Ces caractéristiques répondent au mieux à nos demandes dans les limites de capacité de chaque installation. Ainsi les impulsions lasers ont été façonnées aussi bien temporellement que spatialement afin de répondre à nos besoins. Une compréhension, ne serait-ce que succincte, des techniques mises en place à cet effet, ainsi que les limites associées, nous semble nécessaire. En effet, celles-ci peuvent introduire des biais systématiques lors des expériences.

3.1.4.1 Répartition spatiale : les lames de phase

La répartition spatiale en énergie au sein de la tâche focale d’un laser est habituellement gaussienne, on parle d’ailleurs de faisceau gaussien. La majorité de l’énergie se retrouve donc concentrée au centre du faisceau, résultant en une suppression d’ablation. La morphologie du choc, résultant de l’ablation d’une cible par laser, dépend fortement de la distribution spatiale en intensité laser. Afin d’obtenir un choc quasi-plan il est nécessaire d’avoir une répartition d’énergie uniforme au sein de la tâche focale de taille contrôlée. Il serait possible de défocaliser le laser afin d’obtenir un tel faisceau, cependant les inhomogénéités présentes (créées lors de la propagation et l’amplification du laser) sont trop importantes. Il est donc nécessaire d’utiliser des lames de phase [Kat+84].

Une lame de phase est un élément optique transmettant la lumière. Elle est constituée d’un grand nombre d’éléments, ou motifs, déphasant de manière aléatoire la lumière les traversant et la diffractant par la même occasion. Une lentille est utilisée afin de superposer (transformée de Fourier du signal en sortie de lame de phase) chacun des faisceaux résultants. En somme, une lame de phase permet de briser la cohérence spatiale du laser afin de changer sa distribution en énergie.

Le choix de la dimension des éléments d’une lames de phase est donc important pour déterminer la taille de la tâche focale. D’un point de vu simplifié, leur taille, d , doit impliquer une tâche d’Airy de la dimension de la tâche focale souhaitée, D . Pour un laser de longueur d’onde λ et une lentille de distance focale, f , cela revient à la relation suivante :

$$D = 2.44\lambda \frac{f}{d} \quad (3.1)$$

Cette formule est une approximation d'un cas simple (*random phase plate*). Des calculs de propagation d'onde lumineuse sont nécessaires afin de choisir exactement la taille, la distribution et la phase des éléments optiques, en particulier pour la création de tâche focale de forme non gaussienne.

Parmi les différentes lames de phase existantes, les lames de phase type hybride, *hybrid phase plate* (HPP), utilisées au LULI2000 ($D \sim 500 \mu\text{m}$, $\lambda \sim 526 \text{ nm}$, $f \sim 800 \text{ mm}$, $d \sim 2 \text{ mm}$), permettent d'obtenir un profil super-gaussien et de limiter les points chauds (sur-intensités). Les *kinofom phase plates*, utilisées sur GEKKO XII, permettent quant à elle d'obtenir un profil carré. Les différences entre ces lames de phases résident notamment dans la discrétisation des niveaux de déphasage de chaque motif.

En réalité, l'avantage de ces lames de phase ne se résume pas qu'en la redistribution spatiale de l'énergie laser. En brisant la cohérence du laser, elles permettent de limiter les phénomènes d'auto-interférence de celui-ci et donc les sur-intensités résultantes. Néanmoins cela correspond à une limitation et non à une suppression. En effet, les HPP entraînent la création de nombreux points chauds de plus faibles dimensions dont la répartition spatiale contribue à l'obtention de la morphologie finale souhaitée. Ces points chauds vont induire une modulation du choc qui, lors de sa propagation, va se résorber par lissage thermique et mécanique (comme décrit dans la partie 2.1.2). À terme cela résultera en un choc quasi-plan (super-gaussien).

La dimension de ces points chauds, l , peut être déterminée à partir de la taille du faisceau en sortie de lame de phase, L :

$$l = 7\lambda \left(\frac{f}{L} \right)^2 \quad (3.2)$$

Cette formule suppose que les rayons aux extrémités opposées du faisceau laser interfèrent.

Il est tout du moins important de noter qu'un choc doit se déplacer de plusieurs fois (10–100 fois) la longueur d'onde de sa perturbation afin que celle-ci disparaisse par lissage mécanique (en réalité moins si le lissage thermique est pris en compte). Ainsi, il faudra prendre en compte cet effet lors du choix de l'HPP ou lors du choix de l'épaisseur des différents éléments de la cible.

3.1.4.2 Optimiser l'absorption d'énergie : fréquence laser

Lors de la description des lasers, la fréquence du laser a été donnée en fonction d'un multiple d'oméga (1ω , 2ω voire 3ω). La fréquence oméga correspond à une longueur d'onde de 1053 ou 1064 nm. Cette fréquence dans l'infrarouge correspond à la fréquence initiale de la plupart des lasers de puissance, celle produite au niveau du pilote (laser Nd-YAG - laser au grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme, 1064 nm - ou laser Nd :YLF - laser à fluorure de lithium d'yttrium dopé au néodyme, 1053 nm).

Cependant il s'avère que des fréquences plus élevées sont préférables pour la FCI (notamment à ses débuts, en attaque directe), car elles permettent une meilleure absorption de l'énergie laser par la matière pour des densités proches de celle des solides [Fab+79; Fab+82]. De plus elles limitent la création d'électrons supra-thermiques et donc le préchauffage de la cible.

Afin de changer la fréquence du laser après son amplification, des milieux optiquement non-linéaires sont utilisés. Le plus courant pour les lasers de puissance est le didéutériumphosphate de potassium (KD_2PO_4) ou KDP. C'est un dérivé du phosphate de monopotassium dont les hydrogènes ont été remplacés par du deutérium. Ces cristaux permettent un doublage voire un triplage de la fréquence du laser tout en limitant l'absorption.

Le souci principal de cette technique, outre la perte en énergie du laser ($>30\%$ de l'énergie initiale), est la présence de multiples longueurs d'onde en sortie du cristal (superposition de 1ω et 2ω). Il est donc nécessaire de se débarrasser des fréquences indésirables, pour cela des filtres (par exemple des filtres passe-bande, BG38, sont utilisés au LULI2000) ou des réseaux optiques peuvent être utilisés pour la sélection (LMJ). Certaines installations laser, telle GEKKO XII, ne filtrent pas ces fréquences. Elles utilisent la dépendance en fréquence lumineuse des lentilles pour créer des tâches focales à différentes distances selon leur fréquence. Cette solution bien que fonctionnelle sous-entend qu'un échantillon se trouvant au point focal d'un laser à 2ω se trouvera baigné dans le rayonnement 1ω .

3.1.4.3 Aspect temporel

L'aspect temporel de l'impulsion laser est un point à ne pas négliger. L'absorption de l'énergie laser par un solide, le soutien d'un choc, l'étendue spatiale et temporelle d'une source de rayons X produite par laser, sont autant d'éléments influencés par le profil temporel du laser.

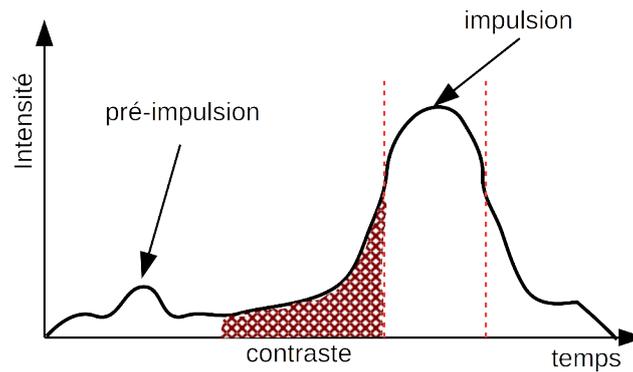


FIGURE 3.4 – Représentation schématique des deux principaux problèmes temporels possibles : d'une part, avant l'arrivée de l'impulsion laser principale, il peut y avoir une première impulsion qualifiée de pré-impulsion ; d'autre part si le contraste (écart entre l'intensité de l'impulsion principale et l'intensité laser la précédent - marquée par des hachures rouges) est trop faible, la cible peut se détendre avant l'arrivée de l'impulsion principale.

Nous pouvons distinguer deux types d'impulsion laser dans nos expériences : des impulsions longues, de l'ordre de la nanoseconde, et des impulsions courtes, de l'ordre de la picoseconde. Les techniques de création de ces deux types d'impulsions diffèrent tout comme les défauts pouvant être constatés.

Pour obtenir une impulsion nanoseconde, celle-ci peut être découpée dans une source laser continue à l'aide de cellules de Pockels. Une cellule de Pockels est un élément optique ayant des propriétés biréfringentes dépendant du champ électrique les traversant. Ainsi elle laissera ou non passer une lumière polarisée selon le courant qui lui est appliqué. De cette façon, une impulsion quasi-carrée peut être découpée. Le seul problème est la dynamique des systèmes utilisant de telles cellules. Il n'est en effet pas possible de découper n'importe quelle impulsion de la sorte. Au LULI2000, un système de modulateur électro-optique est utilisé pour sculpter l'impulsion (définir les pentes de montés, descente, créer des impulsions multiples...). Ce système (se trouvant au pilote) se présente comme un interféromètre de Mach-Zehnder dont une branche comporte un élément électro-optique dont l'indice optique change en fonction du courant. La différence de marche ainsi introduite module l'intensité en sortie. Le principal problème d'un tel système est, outre sa dynamique, la limitation de son contraste. Quand l'intensité devrait être nulle, elle ne l'est pas. Une faible énergie laser peut donc arriver parfois sur la cible avant l'impulsion. Toutefois après conversion de fréquence (si mis en place), ce phénomène devient inexistant.

La méthode utilisée pour créer une impulsion picoseconde est différente. Ces impulsions de par leur brièveté temporelle nécessitent une large gamme spectrale (la transformée de Fourier du profil temporel de l'impulsion correspond à son spectre). De plus elles ne peuvent pas être amplifiées tel quel sous peine d'endommager le système optique. Pour créer ce genre d'impulsion deux techniques sont utilisées : le blocage de mode et l'amplification par dérive de fréquence [SM85] (prix Nobel de physique 2018). La première consiste en l'introduction de nombreux modes dans la cavité optique, possiblement par l'utilisation d'un modulateur électro-acoustique. Du fait du grand nombre de modes le signal résultant sera quasi-nul partout sauf lorsque les modes sont en phase (dans quel cas un signal intense est obtenu). La seconde technique consiste à étendre temporellement l'impulsion, en la décomposant d'un point de vue fréquentiel (utilisation de réseau ou de prisme), à l'amplifier puis à la recomprimer.

L'ensemble des techniques présentées précédemment présente plusieurs limitations. La première, déjà évoquée, est le contraste (le signal ne part pas de zéro). Cela est particulièrement problématique pour le laser picoseconde qui prend alors un aspect d'impulsion plus longue (la cible se détend avant l'arrivée de l'impulsion principale).

Par ailleurs, un problème de pré-pulse peut aussi exister. Cette pré-impulsion arrivant avant l'impulsion principale peut être due à de mauvaises réflexions (doubles réflexions) au sein du système optique. Cela peut bien entendu entraîner la détente de la cible avant le tir laser et donc changer les conditions de l'expérience (deux chocs au lieu d'un seul en régime nanoseconde). Ces deux aspects sont illustrés sur la figure 3.4.

3.1.5 Compenser les fluctuations lasers

Nous avons vu précédemment les caractéristiques de différents lasers, ainsi que les techniques utilisées afin de façonner le laser et les problèmes qu'elles induisent. Nous avons aussi évoqué comment limiter certains de ces problèmes dès la conception de l'expérience. Un point que nous n'avons pas abordé est la stabilité du laser lors d'une expérience. Par cela nous entendons la capacité d'un laser à produire des résultats stables dans le temps ou répétables. Comme cela a pu être remarqué lors de la description des différents lasers, l'énergie délivrée ainsi que la durée des impulsions nanosecondes varient de tir à tir. Cette variation involontaire, surtout présente sur les installations laser de taille modeste (LULI2000, GEKKO XII), est problématique puisqu'elle change les conditions expérimentales. Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.4, une différence d'intensité laser entraîne un changement de pression d'ablation et donc par extension de vitesse de choc. Cette variation d'énergie déposée étant aléatoire, il n'est pas possible de s'en prémunir. Il est donc nécessaire de la compenser à posteriori lors de l'analyse des données de l'expérience. Pour ce faire, nous redimensionnons temporellement chacun de nos résultats expérimentaux.

Plusieurs approches sont possibles pour réaliser ce redimensionnement. Une première approche consiste en la création d'un temps adimensionné, \tilde{t} , à partir uniquement de l'intensité laser et de considérations simples sur la cible [Swi+15; Rig+19]. Par simple analyse dimensionnelle un temps caractéristique peut être défini :

$$\tau = (m/I_0)^{1/3} \quad (3.3)$$

avec I_0 l'intensité surfacique du laser et m une masse caractéristique de l'expérience. La masse de la matière mise en mouvement lors d'un tir laser est caractéristique de l'expérience. Elle présente l'avantage de ne pas varier de tir à tir si nous considérons que toutes les cibles sont identiques et que la surface de la tâche focale ne varie pas. Par ailleurs, nous pouvons remarquer que les variations de durée d'impulsion sont négligeables en comparaison à celles d'énergie. Il en résulte que τ est inversement proportionnel à la racine cubique de l'énergie laser fournie, E . Nous posons E_0 l'énergie de référence d'une expérience. Cela peut par exemple correspondre à l'énergie demandée ou à la moyenne des énergie obtenues. Le temps adimensionné d'un tir ayant fourni une énergie E sera donc $\tilde{t} = (E/E_0)^{1/3}t$.

Ce redimensionnement repose comme nous l'avons vu sur une série d'approximations. Certaines, comme la variation de la durée d'impulsion, sont en effet négligeables. D'autres ne le sont pas. Par exemple la masse mise en mouvement n'est pas constante sur l'ensemble des tirs d'une expérience. Cela est dû notamment aux différences des cibles entre chaque tir (légère variation d'épaisseur). L'énergie déposée influence aussi cette masse, s'il y a trop peu d'énergie rien ne bouge, mais s'il y en a trop la matière adjacente pourra aussi être mise en mouvement (par conduction thermique latérale). De plus la tâche focale peut aussi légèrement varier de tir à tir (point chaud, recouvrement des faisceaux sur GEKKO XII). Par ailleurs, ce redimensionnement ne se réfère à aucun processus physique mis en place lors de l'expérience (chocs, IRT...), il n'est donc pas le plus adapté pour permettre de décrire ces systèmes.

Une seconde approche en lien avec l'expérience est possible. Elle consiste en l'utilisation de la vitesse de choc pour renormaliser l'axe temporel. Lors de certaines expériences cette vitesse peut être accessible de façon expérimentale. Dans notre cas, elle n'est pas accessible de la sorte, bien que nous disposons d'indices à cet égard. Nous pouvons néanmoins déduire cette valeur à partir de l'intensité laser en calculant la pression d'ablation (voir 1.2.4) et en utilisant les relations de Rankine-Hugoniot ou des équations d'états tabulées (SESAME).

Cette seconde méthode est malheureusement très limitée. Elle n'est effectivement applicable que pour l'étude d'un processus stationnaire. Or, le développement d'IRT sous-tend l'accélération d'une interface. Il est bien entendu facile de relier la vitesse du fluide, et donc de l'interface, à celle du choc. Il est nettement moins aisé de connaître son accélération. De plus, même si le profil d'accélération est connu, il n'est pas forcément possible de réaliser un redimensionnement. Ainsi dans le cas d'une accélération constante non-nulle, une différence de vitesse initiale ne pourra être compensée que par une translation spatio-temporelle (affine). Cela entraîne alors le problème de la comparaison du développement des IRT. Imaginons que l'interface ralentit de façon constante, tel que sa vitesse est $v = v_0 - Ct$. Si l'on suppose que lors d'un tir la vitesse initiale est plus importante $v(t=0) = v_1 > v_0$, il faut alors attendre un temps $t = (v_1 - v_0)/C$ pour qu'elle atteigne la vitesse v_0 . Mais durant cette période l'instabilité se sera développée, il n'y aura donc pas de comparaison possible.

La seule façon de redimensionner le système en accord avec l'étude de l'IRT est d'utiliser un temps caractéristique de développement de l'instabilité. Du fait de la variation de l'accélération de l'interface, il n'est cependant pas possible d'utiliser directement le taux de croissance de l'instabilité. Une solution proposée par C.C. Kuranz [Kur+18]

Laser	E_0 (J)	I_0 (W.cm ⁻²)	Fréquence	P_{abl} (Mbar)	$u_{s,1}$ (km.s ⁻¹)	$u_{s,2}$ (km.s ⁻¹)	u_i (km.s ⁻¹)
LULI2000	500	$1,9 \times 10^{14}$	2ω	28	58	27	20
LULI2000	1000	$3,8 \times 10^{14}$	2ω	44	73	34	25
GEKKO XII	1080	$7,1 \times 10^{14}$	3ω	87	103	48	36
OMEGA EP	1560	$1,3 \times 10^{14}$	3ω	28	59	27	20
OMEGA EP	3150	$2,7 \times 10^{14}$	3ω	46	74	35	26
OMEGA EP	3150	$1,1 \times 10^{14}$	3ω	25	55	26	19
SACLA	20	$9,1 \times 10^{12}$	2ω	3,6	21	9,7	7,3

TABLE 3.1 – Paramètre des différents lasers utilisés et conditions physiques atteignables. Pour chaque installation laser, l'énergie totale délivrée, E_0 , l'intensité surfacique du laser, I_0 , et sa fréquence sont données. La pression d'ablation, P_{abl} , atteinte dans du polystyrène dans ces conditions est estimée en utilisant la formule (1.14). La vitesse de choc, $u_{s,1}$, résultante de cette pression, la vitesse du choc à son débouché dans la mousse (après passage au travers d'une cible multi-couche telle que décrite dans la partie 3.2.2.1), $u_{s,2}$, ainsi que la vitesse initiale de l'interface, u_i , sont calculées à l'aide des formules (1.7), (1.10) et (1.13) pris avec un coefficient polytropique de 5/3 pour tous les matériaux (la densité de la mousse est prise égale à 0,1 g.cm⁻³). Le choc est ici supposé unique.

consiste à utiliser $\int_0^t \sqrt{A_n(t')g(t')k} dt'$. Cette méthode a le désavantage de dépendre du nombre d'onde, k , et de ne pas pouvoir être appliquée en expérience car nécessitant une mesure de l'accélération et du nombre d'Atwood au cours du temps. Nous pourrions nous affranchir de la mesure de ce dernier en ne considérant que $\int_0^t \sqrt{g(t')} dt'$, mais cela ne résout pas le problème de la mesure de l'accélération.

De manière générale, nous n'utiliserons que la première méthode pour redimensionner nos résultats. La seconde méthode dans sa forme la plus simple, calcul de la vitesse de choc, ne nous sert qu'à estimer les vitesses initiales au passage d'une installation laser à une autre. Si nous l'appliquons aux caractéristiques des lasers présentés précédemment nous trouvons les résultats montrés dans le tableau 3.1.

3.2 Des cibles favorisant l'IRT

Au cours de cette thèse des expériences d'astrophysique de laboratoire utilisant une approche de choc laser ont été réalisées. Dans les parties précédentes, nous avons présenté les différents lasers utilisés, décrit le principe de création d'ondes de choc par laser et expliqué en quoi les conditions ainsi obtenues sont comparables aux systèmes astrophysiques. Afin de pouvoir répondre aux problématiques que nous nous sommes posées, à savoir l'étude d'IRT relative aux RSN, une bonne conception des expériences est importante. Plus particulièrement, le choix des cibles est critique, car celles-ci impactent directement les phénomènes physiques mis en jeu et donc les résultats observables.

Dans cette partie nous allons présenter les cibles utilisées. Nous verrons dans un premier temps les objectifs que doivent remplir les cibles ainsi que leurs différentes conceptions. Dans un second temps, nous expliquerons plus en détail le rôle des différents éléments constitutifs des cibles. Enfin nous présenterons les problèmes rencontrés lors de leur utilisation.

3.2.1 Présentation des cibles

Les cibles peuvent être considérées comme l'élément de base de toutes nos expériences. Ce sont des objets à usage unique dont l'irradiation produit le plasma étudié (et les détruit). Le choix des cibles est primordial car il influence directement la physique étudiée. Ainsi les cibles pour l'étude de choc radiatif [Mic+18], de choc d'accrétion [Mab+19b; Van+18], d'équation d'état [Gua+19] ou d'onde de souffle ne se ressembleront pas. C'est dans la conception des cibles adaptée à chaque expérience que réside l'originalité. Il est plus aisé de changer la conception des cibles plutôt que celle du laser.

Avant de présenter les cibles, que nous avons utilisées, il nous paraît important de bien définir les objectifs de nos expériences. Ici, nous nous intéressons aux IRT dans un contexte d'astrophysique de laboratoire et d'étude de phénomènes potentiellement turbulents. Plus précisément nous visons à parfaire notre compréhension de l'évolution de ces instabilités dans les RSN. Nos cibles devront donc permettre le développement d'IRT, et le plasma créé après ablation laser des cibles doit être le plus similaire possible à celui des RSN (il doit au moins y avoir

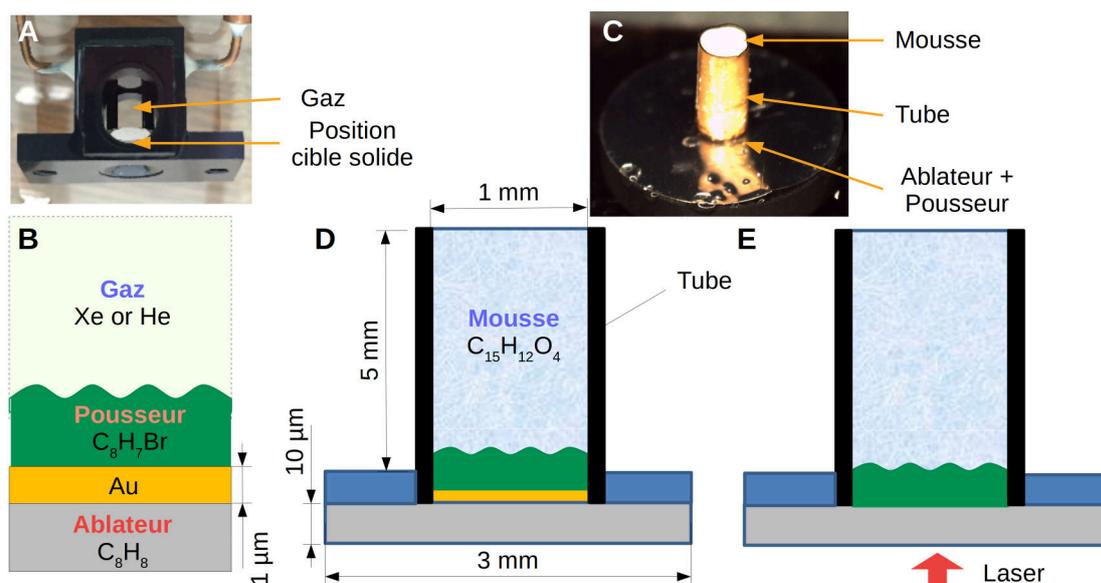


FIGURE 3.5 – Photographies et schémas des différentes cibles utilisées au cours de cette thèse. Ces cibles comportent toutes un ablateur, en plastique C_8H_8 , un pousseur, en plastique bromé, C_8H_7Br , et un milieu extérieur. Ce milieu peut soit être un gaz, du xénon ou de l'hélium (A : photographie d'une cellule à gaz, B : schéma de cible correspondant), soit être une mousse de résorcine de formaldéhyde, $C_{15}H_{12}O_4$ (C : photographie d'une cellule à gaz, D et E : schéma des cibles correspondant). Certaines possèdent aussi un bouclier en or compris entre l'ablateur et le pousseur (B,D). Celui-ci permet de limiter le préchauffage du reste de la cible lié aux rayons X produit par le plasma de couronne (dans le cadre de l'utilisation de lasers suffisamment puissants). Sur l'ensemble de ces schémas le laser arrive du bas pour atteindre l'ablateur.

ressemblance). Nous nous intéressons plus précisément à l'interface extérieure des RSN : entre éjecta et milieu interstellaire choqué, qui est moins dense. Nous avons vu que cette interface est instable du fait de sa décélération. Nos cibles doivent donc permettre, après ablation, l'expansion d'un plasma dense au sein d'un milieu choqué moins dense. De plus l'interface entre ces deux milieux doit décélérer. Accessoirement il est utile que cette interface puisse être observée, étant notre objet d'étude.

D'autres aspects des RSN nous ont aussi intéressés au cours de nos études. Nous avons considéré la présence de champ magnétique dans le milieu interstellaire pouvant influencer la croissance des instabilités. Lors de tels études annexes, nos cibles doivent donc être compatibles avec la présence d'un tel champ magnétique ainsi que l'appareillage utilisé pour le créer. Nous nous sommes aussi penchés sur l'aspect radiatif de certaines RSN (surtout au temps long de leur évolution). Celui-ci peut influencer la dynamique des IRT. Certaines de nos cibles ont donc été conçues pour permettre la création de choc radiatif précédent l'interface instable.

Au cours de cette thèse nous avons utilisé trois modèles de cibles différents ainsi que quelques modifications et améliorations de ces derniers. Ces modèles de cibles, représentés en figure 3.5, présentent de nombreuses similarités. D'un point de vue général, ils sont constitués d'une série de couches, dans l'ordre : un ablateur, un bouclier (optionnel), un pousseur, et un milieu extérieur. Nous pouvons noter qu'un flash d'aluminium est déposé sur l'ablateur afin d'empêcher le passage du laser (effet de *shine through*). Enfin le pousseur présente une modulation initiale.

Nous distinguerons chaque modèle en fonction de son utilité. Les cibles comportant les trois couches et ayant un gaz pour milieu extérieur sont utilisées pour l'étude de l'IRT radiative. Les deux autres modèles ayant un solide (mousse) comme milieu extérieur permettent l'étude de l'IRT en phase de forte décélération. La seule différence les différenciant est la présence ou non du bouclier. Le modèle sans bouclier n'est utilisé que sur des installations laser de faible puissance (SACLA) nous reviendrons sur ce point dans la partie suivante.

D'un point de vue matériaux et dimensionnement, l'ensemble des cibles est similaire. L'ablateur fait $10\ \mu m$ d'épaisseur et est constitué de parylène (C_8H_8). Il est précédé d'un flash d'aluminium d'environ $0,3\ \mu m$ (dépôt non uniforme et non caractérisé). Le bouclier, s'il existe, consiste en une couche de $1\ \mu m$ d'or (Au). Le pousseur consiste en une couche de plastique bromé (C_8H_7Br) d'une épaisseur moyenne de $40\ \mu m$. Cette couche est modulée, son

épaisseur varie donc autour de la moyenne. Enfin si le milieu extérieur est un solide, c'est une mousse de résorcine de formaldéhyde ($C_{15}H_{12}O_4$). Dans le cas d'un gaz c'est soit de l'hélium (He), pour former une référence purement hydrodynamique, soit du xénon (Xe), pour un choc radiatif.

La densité relative des matériaux influençant la vitesse du choc, il est intéressant de rappeler la densité nominale de chacun des constituants des cibles. L'aluminium a une densité de $2,7 \text{ g.cm}^{-3}$, l'ablateur de $1,11 \text{ g.cm}^{-3}$, le bouclier de $19,3 \text{ g.cm}^{-3}$. Le pousseur a une densité comprise entre 1,3 et $1,5 \text{ g.cm}^{-3}$. La mousse a une densité comprise entre 20 et 500 mg.cm^{-3} , selon l'expérience. Les gaz ont pour densité $5,4 \times 10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$ à $20 \text{ }^\circ\text{C}$, ce qui revient à des pressions de 10 mbar pour le xénon et 330 mbar pour l'hélium.

3.2.2 Concept et utilité - le choix des éléments de cible

La conception des cibles précédentes n'est bien entendu pas laissée au hasard. Le choix des couches successives, de leur épaisseur et des matériaux les constituant répond à des besoins précis. Nous allons à présent présenter le rôle de chaque couche ainsi que les contraintes de leur dimensionnement. Après quoi nous nous concentrerons plus spécifiquement sur l'interface entre pousseur et milieu extérieur.

3.2.2.1 Cible multi-couche : utilité et conception

Nous avons vu précédemment que la cible est multi-couche : ablateur, bouclier, pousseur, milieu extérieur. La première question que nous pourrions nous poser est celle de l'utilité de chaque couche. En répondant à celle-ci nous serons à même de comprendre le choix de matériaux la constituant ainsi que ses dimensions.

L'ablateur L'ablateur est la première couche de nos cibles. C'est la couche irradiée par le laser, qui sert à créer l'onde de choc lors de son ablation. Idéalement l'ablateur est suffisamment épais afin que le front d'ablation ne le traverse pas entièrement, il ne doit pas être entièrement ablaté à la fin du tir laser. Son épaisseur ne doit cependant pas être trop importante afin que l'onde de choc le traversant ne décroisse pas (perte d'énergie lors de sa propagation lorsque le choc n'est plus soutenu par le laser). Nous noterons cependant que ce dernier point va à l'encontre de l'utilisation des lames de phase, qui nécessitent une grande distance de propagation du choc pour permettre son lissage. Théoriquement, il faudrait choisir sa matière afin de maximiser l'absorption de l'énergie laser. Si nous nous référons à l'équation (1.14) cela revient à maximiser le rapport A/Z (masse atomique sur numéro atomique), qui est quasi-constant (~ 2) sur l'ensemble des matériaux légers au vue de la vallée de stabilité (isotope). Autrement dit tout matériau pourrait convenir. Il faut toutefois tenir compte du fait que le plasma de couronne (plasma d'ablation) rayonne et que ce rayonnement peut chauffer la cible avant le passage du choc (on parle de préchauffage). Afin de limiter ce dernier phénomène il est nécessaire d'utiliser des matériaux à faible numéro atomique. Les plastiques répondent à ces critères et présentent une facilité d'usinage, ce qui en font des matériaux de choix pour fabriquer des ablateurs.

Dans nos cibles, nous avons choisi l'épaisseur de cette couche à l'aide de simulations MULTI. Celles-ci nous montrent que, dans des conditions laser normales pour nos expériences (GEKKO XII, LULI2000), seulement 6 à $7 \mu\text{m}$ de matière sont ablatés (voir figure 3.6). Par ailleurs le plastique utilisé présente un bon compromis entre faible numéro atomique, absorption d'énergie laser, disponibilité et coût. Le seul problème est qu'initialement, lorsqu'il n'est pas sous forme plasma, il est transparent aux longueurs d'onde employées. Il est donc nécessaire d'utiliser un flash d'aluminium afin d'empêcher la traversée du laser.

Le bouclier Le bouclier sert à bloquer tout rayonnement X provenant du plasma de couronne pouvant préchauffer le reste de la cible, notamment le milieu extérieur. De ce fait il est habituellement constitué de matériaux de numéro atomique élevé présentant une grande plage d'absorption correspondant aux émissions de la couronne. Idéalement il laisse entièrement passer le choc sans perte d'énergie. Ce n'est toutefois pas possible, car il introduit une interface (une partie de l'énergie transportée par le choc sera donc réfléchi). Afin de limiter les pertes d'énergie, son épaisseur doit être limitée (à quelques microns).

Des simulations MULTI, nous ont permis de vérifier qu'une couche d'un micron d'or suffit à remplir ce rôle (voir figure 3.7). Dans le cas de l'utilisation de laser de faible puissance (SACLA) l'émission X du plasma de couronne est suffisamment faible pour permettre de se passer de cette couche.

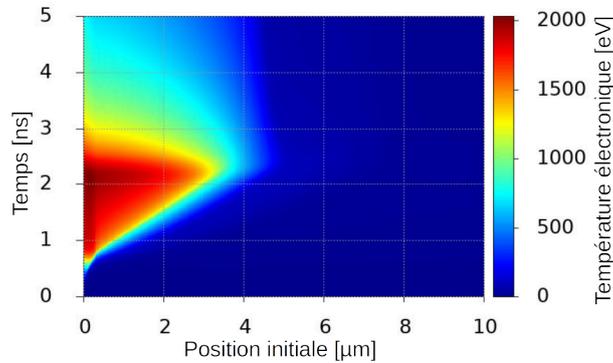


FIGURE 3.6 – Simulation MULTI de l'ablateur de plastique soumis au rayonnement laser nano2000. La température électronique augmente fortement lors de l'ablation de la matière par laser. Nous constatons ici que moins de $7 \mu\text{m}$ de plastique est ablaté.

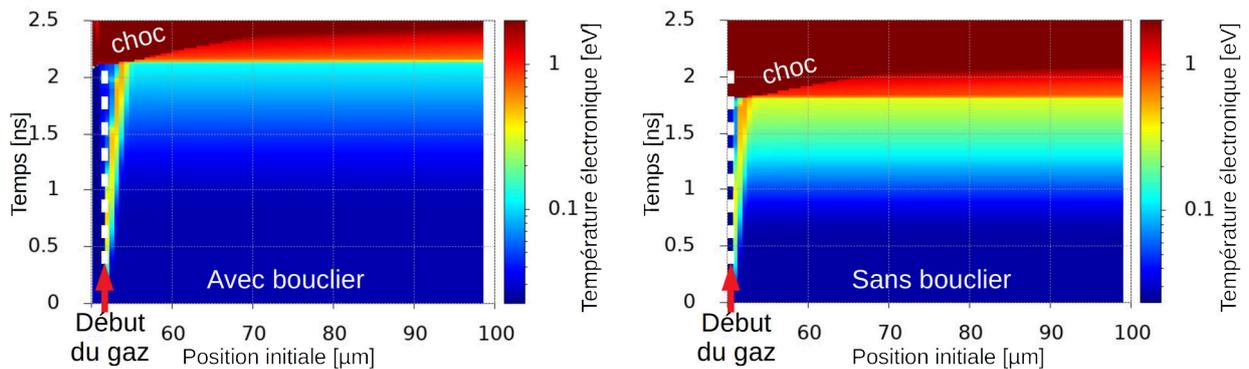


FIGURE 3.7 – Résultats de simulations MULTI, pour une intensité laser de $9 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-3}$ (1,5 ns) pour une cible solide $10 \mu\text{m CH} / 1 \mu\text{m Au} / 40 \mu\text{m CHBr}$, mettant en évidence l'utilité de l'utilisation d'un bouclier de $1 \mu\text{m}$ d'or dans les cibles avec gaz (xénon). Ici l'évolution temporelle de la température électronique des 100 premiers microns d'hélium est représentée jusqu'à l'arrivée du choc. En l'absence de bouclier (droite) la température électronique augmente fortement (jusqu'à $0,5 \text{ eV}$), ce qui n'est pas le cas en présence du bouclier où elle reste quasi-constante (gauche).

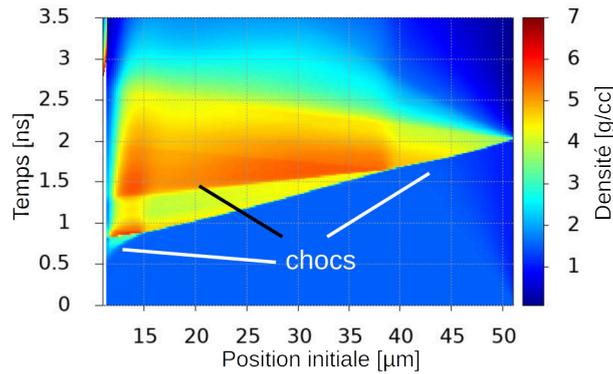


FIGURE 3.8 – Simulation MULTI, dans les conditions LULI2000 ($1,2 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ après facteur rectificatif en 1,5 ns, cible complète : avec bouclier d'or), mettant en évidence les multiples chocs se rattrapant au sein du pousseur.

Le pousseur Le pousseur est à techniquement parler la dernière couche de la cible. Après passage de l'onde de choc, il va se détendre dans le milieu extérieur. Il n'y a en soit que peu de contraintes sur son dimensionnement ou le choix des matériaux le constituant.

Nous avons choisi l'épaisseur du pousseur à l'aide de simulations MULTI. Il doit être suffisamment épais pour que les multiples ondes de choc, dues aux allers-retours dans le bouclier, se rattrapent en son sein (voir figure 3.8). Cela nous permet de n'avoir qu'un seul choc débouchant vers le milieu extérieur. D'après nos simulations, son épaisseur doit être supérieure à 25 μm dans notre cas, et à 30 μm si seulement 10 % de l'intensité laser est délivrée. En prenant en compte la modulation du pousseur et en ajoutant une marge de sécurité, nous arrivons à 40 μm . Il faut noter que trop épaissir le pousseur n'est pas souhaitable si l'on veut limiter les pertes d'énergie.

Le choix du matériau du pousseur, $\text{C}_8\text{H}_7\text{Br}$, repose sur deux points. D'une part, le couple pousseur milieu extérieur doit permettre la création d'une situation similaire au cas astrophysique représenté. D'autre part, il doit répondre aux contraintes de mesures imposées par les diagnostics. En particulier le brome assure une bonne absorption des rayons X, permettant la réalisation de radiographie contrastée (voir partie sur les diagnostics).

Le milieu extérieur solide Le milieu extérieur n'est qu'un milieu ambiant dans lequel le pousseur va se détendre et qui va être traversé par le choc transmis. Si nous souhaitons favoriser la décélération de son interface avec le pousseur, il faut favoriser des milieux denses. C'est pourquoi nous utilisons une mousse (solide). Le choix de sa densité dépend de la décélération souhaitée (plus il est dense plus elle sera abrupte), et du nombre d'Atwood désiré. Dans nos cas d'étude, nous privilégions un milieu extérieur moins dense que le pousseur.

La matière le constituant doit donc répondre d'une part à ces contraintes de densité, d'autre part, à celles des diagnostics.

Il est à noter que l'utilisation d'une mousse impose l'emploi d'un tube pour la maintenir lors des expériences.

Le milieu extérieur gazeux Tout comme pour le milieu extérieur solide, le milieu extérieur gazeux est choqué au cours de l'expérience et sert de milieu ambiant dans lequel le pousseur se détend. L'utilisation de gaz sous-entend des densités et donc des décélération d'interface plus faibles que dans le cas du solide. De plus la gamme de nombre d'Atwood atteignable est réduite. Ce milieu ne permet donc pas l'étude d'IRT dans un cas similaire au cas astrophysique. Par contre, le choix des gaz permet l'étude d'IRT radiative.

En présence d'un gaz à haut numéro atomique, un choc suffisamment rapide devient radiatif [Mic+18]. Nous utilisons donc du xénon pour permettre la création de choc radiatif et de l'hélium comme cas de référence. Afin d'étudier l'effet de ces chocs radiatifs sur l'évolution de l'instabilité, tout autre paramètre est à conserver constant ; en particulier le nombre d'Atwood et donc la densité des gaz.

Il est à noter que l'utilisation de gaz nécessite l'utilisation d'un contenant pour ceux-ci. Des cellules développées au LULI avec l'observatoire de Meudon permettent de stocker le gaz à des pressions comprises entre 1×10^{-3} et 1 bar, tout en permettant l'utilisation de diagnostics à rayons X ou optiques (fenêtres latérales).

Nous pouvons dès à présent noter que l'appellation IRT radiative est un abus de langage. Il faudrait lui préférer l'appellation d'IRT suivant un choc radiatif.

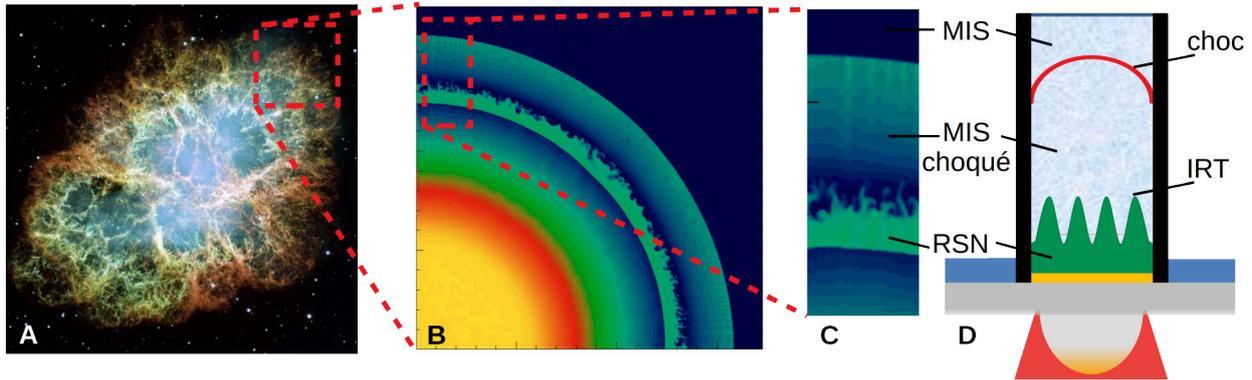


FIGURE 3.9 – Comparaison entre système astrophysique de type RSN et expérience. A : Image de la nébuleuse du Crabe (Hubble). B : Simulation tirée de [Fra+10] montrant l'expansion d'un RSN. Si nous nous concentrons sur l'interface entre milieu interstellaire (MIS) choqué et éjecta de SN (C), celle-ci est instable. D : Dans nos expériences cette interface correspond à celle entre mousse choquée et pousueur s'étendant.

3.2.2.2 L'interface pousueur-milieu extérieur : l'étude des IRT

Dans l'ensemble des modèles de cibles décrits précédemment, notre objet d'étude est l'interface entre le pousueur et le milieu extérieur. Cette interface s'étend dans le milieu extérieur où elle décélère. Comme le pousueur est plus dense que le milieu extérieur, l'interface est instable selon l'IRT. Par ailleurs, l'interface est traversée par une onde de choc, elle est également instable selon l'IRM.

Par comparaison aux différents cas HDE, le pousueur serait l'équivalent de l'éjecta (respectivement la coquille) pour les RSN (respectivement la FCI) et le milieu extérieur imite le milieu interstellaire (respectivement au cœur de la capsule). Le schéma 3.9 montre ce parallèle. La principale différence entre l'expérience et les cas auxquels elle se rapporte est la géométrie. En expérience, elle est cartésienne alors qu'en FCI et en astrophysique elle est sphérique convergente (FCI) ou divergente (SNR). Cela aura bien entendu des conséquences, notamment sur la dilution des milieux.

Dans nos expériences, l'interface entre pousueur et milieu extérieur est modulée. Cette modulation pré-imposée permet de favoriser la croissance de certains modes de l'IRT. En effet, si l'amplitude de la modulation est suffisante, ses composantes spectrales seront prédominantes lors de la croissance de l'IRT et seront donc plus visibles. Cet aspect est recherché en expérience car il permet un contrôle sur l'instabilité et par conséquent une répétabilité des expériences. En l'absence d'une telle modulation, ce sont les imperfections des cibles (rugosité des matériaux, défauts de fabrication), celles du laser (points chauds) ou le bruit thermique qui détermineront les modes spectraux se développant. Cela revient à une forme de hasard, aucun tir ne pourra être exactement reproduit. De plus la compréhension de résultats expérimentaux soumis à ce hasard est problématique car une partie des données, à savoir les conditions initiales, est manquante.

Les modulations utilisées lors de nos expériences sont unidimensionnelles. Par cela nous entendons que la modulation ne dépend que de l'un des axes du plan de la cible, tout comme pour une tôle ondulée. De manière générale, l'épaisseur du pousueur peut s'exprimer comme :

$$h(x, y) = h_0 + \sum_i a_i \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda_i} + \phi_i\right) \quad (3.4)$$

avec h_0 son épaisseur moyenne (40 μm) et a_i , ϕ_i et λ_i les coefficients correspondant à l'amplitude, le déphasage et la longueur d'onde des modulations. Nous pouvons remarquer que l'épaisseur, h , ne dépend pas de y .

Au cours de nos expériences, nous avons utilisé deux types de modulations : des modulations mono-modes et des bi-modes. Autrement dit la somme de une ou deux sinusoïdes de la formule précédente (voir figure 3.10). Dans le cas des bi-modes les amplitudes des deux sinusoïdes le constituant sont identiques. Le tableau 3.2 donne les caractéristiques des différentes cibles utilisées.

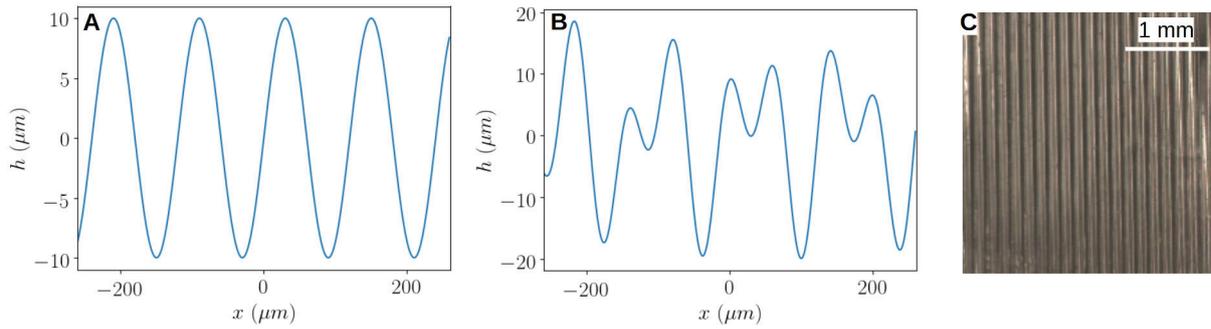


FIGURE 3.10 – Représentation des différentes modulations utilisées. A : Modulation mono-mode de longueur d’onde 120 µm et d’amplitude 10 µm. B : Modulation bi-mode de longueur d’onde 70 et 130 µm et d’amplitude 10 et 10 µm. C : Photographie d’un poussoir ayant une modulation mono-mode vue du dessus.

Cible	Installation	Bouclier	Milieu extérieur	a_i	λ_i
Gaz I	GEKKO XII	Oui	Gaz	5 µm	50 µm
Gaz II	GEKKO XII	Oui	Gaz	10 µm	100 µm
Gaz III	GEKKO XII	Oui	Gaz	15 µm	150 µm
Gaz LULI	GEKKO XII et LULI2000	Oui	Gaz	10 µm	120 µm
Plate	LULI2000	Oui	Mousse	0 µm	–
Mono-mode	LULI2000	Oui	Mousse	10 µm	120 µm
Bi-mode	LULI2000	Oui	Mousse	10 µm et 10 µm	70 µm et 130 µm
Mono-mode -S	SACLA	Non	Mousse	5 µm	40 µm
Bi-mode -S	SACLA	Non	Mousse	5 µm et 5 µm	15 µm et 40 µm

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des différents modèles de cibles utilisés lors de cette thèse.

3.2.3 Problèmes liés aux cibles

Nous venons de présenter l’ensemble des caractéristiques idéales de nos cibles. Mais, tout comme dans de nombreux cas, il y a une différence entre la conception et la réalisation. Dans cette partie nous listerons les différents problèmes liés aux cibles que nous avons rencontrés lors de nos expériences. Nous en donnerons les conséquences ainsi que les différentes méthodes utilisées pour limiter ces problèmes.

3.2.3.1 Une cible opaque

L’utilisation d’un milieu extérieur solide pose le problème de son opacité et des possibilités de mesure. Les mousses de plastique présentent des caractéristiques optiques différentes selon leur densité. Ainsi une mousse de plastique ayant une densité proche de la densité nominale peut avoir un aspect transparent au rayonnement visible, alors qu’une mousse de faible densité deviendra opaque à cause de la diffusion (comme pour une suspension de colloïde). Ces propriétés optiques dépendent aussi du type de plastique (formule chimique) et des processus utilisés pour former la mousse. L’ensemble des cibles que nous avons utilisées, à l’exception de celles pour les expériences avec champ magnétique fabriquées par *Général Atomics*, présente une mousse opaque d’aspect blanchâtre. À cela se rajoute l’utilisation d’un tube en polyimide, opaque à une partie du spectre visible, pour maintenir la mousse. Il en résulte que la mousse ne peut pas être sondée avec des techniques d’imagerie optique classiques.

Nous n’avons pas pu nous affranchir de ce problème. Des essais d’utilisation de mousse sans tube ont été menés. Leurs résultats furent peu concluants et la fragilité des cibles en résultant rédhibitoire. Nous pouvons néanmoins utiliser le rayonnement X pour sonder la matière. Le rayonnement visible ne pouvant être employé que pour sonder les cellules à gaz, ou l’explosion latérale des tubes.

Cela nous amène à ne réellement utiliser qu’un seul diagnostic lors de nos expériences. Cela d’une part limite nos observations, d’autre part cela réduit la confiance que nous pouvons avoir en nos résultats.

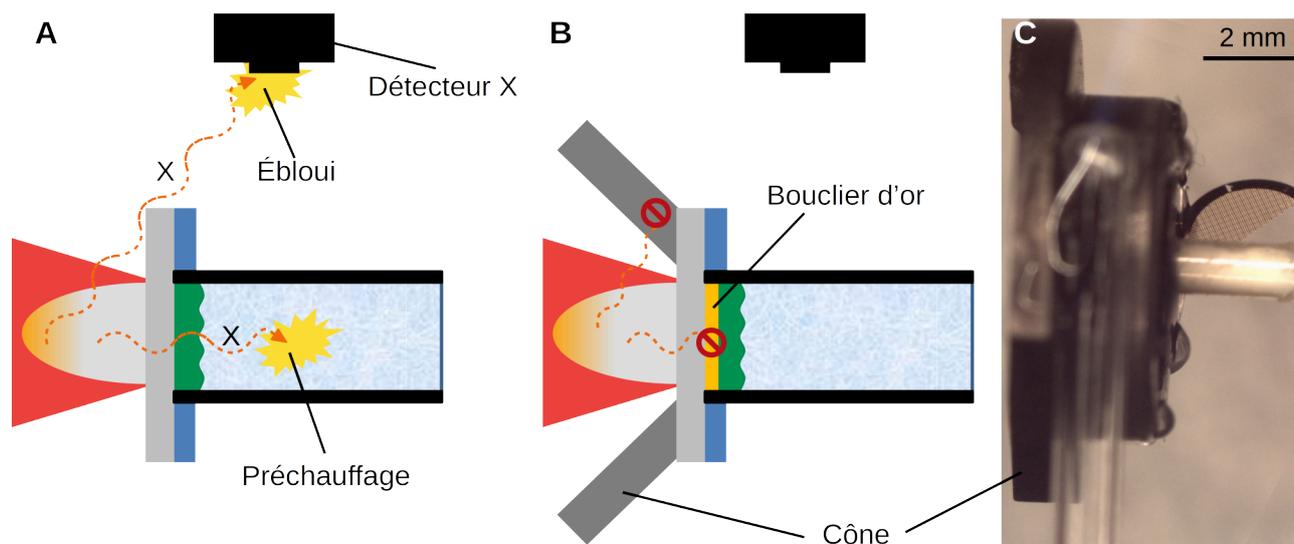


FIGURE 3.11 – Mise en évidence de l'utilité d'un support de cible conique. A : En l'absence de support conique les rayons X produits par le plasma de couronne peuvent éblouir le détecteur à rayons X. Par ailleurs en l'absence de couche d'or dans la cible, la mousse (ou tout autre milieu extérieur) sera préchauffée par ce même rayonnement. B : L'utilisation d'un support conique est donc nécessaire pour empêcher l'éblouissement du détecteur et la couche d'or pour limiter le préchauffage. C : Photographie d'une cible sur son support conique.

3.2.3.2 Rayonnement parasite

Un second problème lié au schéma expérimental provient du rayonnement parasite produit par le plasma de couronne. Nous avons déjà évoqué ce rayonnement comme la raison principale de l'utilisation d'une couche d'or dans nos cibles. Le plasma de couronne va produire une importante émission lumineuse notamment dans le domaine des rayons X. Ce rayonnement peut non seulement altérer l'expérience (préchauffage), il peut aussi affecter nos observations. Ainsi la partie visible de ce rayonnement peut éblouir nos récepteurs visibles (caméra). La partie rayonnement X peut quant à elle marquer nos détecteurs à rayons X, détériorant ainsi toutes images voire effaçant tous résultats en les saturant.

Se prémunir des problèmes liés aux rayonnements visibles est chose simple. Cela consiste à ne pas imager la partie problématique de la cible. Autrement dit faire en sorte que l'image du plasma de couronne par le système optique d'imagerie ne trouve pas sur la photocathode des caméras utilisées.

La partie rayonnement X est plus difficile à régler, car nos diagnostics ne font pas appel à un système d'imagerie à proprement parler. En effet, nous n'utilisons ni lentille ni sténopé. Autrement dit le rayonnement X est directement collecté et ce quelle que soit la direction de laquelle il provient. Il est donc nécessaire de monter des caches entre le détecteur et la source de rayonnement afin d'empêcher ce dernier d'atteindre le détecteur. Pour cela nous utilisons des supports de forme conique (voir figure 3.11) sur lesquels sont fixées les cibles. Le plasma de couronne sera donc entouré par le cône lors de sa détente. Toute ligne de visée entre le plasma de couronne et le détecteur passera par le cône. Il faut choisir les matériaux du cône afin qu'il puisse absorber ce rayonnement X. Dans nos expériences nous avons utilisé plusieurs types de cônes, les plus efficace étant en acier. Nous pouvons noter que des cônes en plastique épais recouvert d'une fine couche d'or ou de cuivre peuvent aussi être utilisés, mais leur coût est plus élevé.

En plus de ce rayonnement direct, nous pouvons noter qu'au débouché du choc au niveau des coins entre le tube et la cible, des trous se forment (explosion latérale du tube) laissant ainsi passer du rayonnement si sa source est encore présente. Afin de bloquer ce rayonnement des rondelles de cuivre ou tantale furent placés à la surface des cibles (autour du tube). Cette rondelle joue le même rôle que le cône en bloquant les rayons X.

3.2.3.3 Problème matériel - la fabrication

Le dernier problème est plus lié à la réalisation (technique de fabrication) des cibles qu'à la conception de l'expérience. Les cibles étant réalisées par une société externe, nous n'avons aucun moyen de contrôle sur les

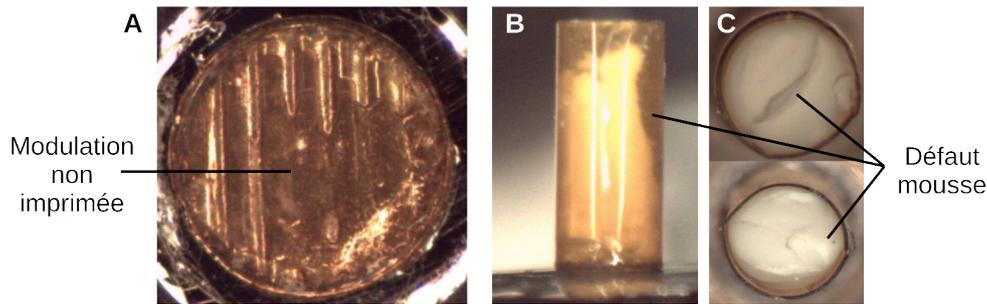


FIGURE 3.12 – Exemple de différents défauts de fabrication pouvant être observés sur une cible. A : Photographie d'un poussoir vue de face. Les modulations y sont mal imprimées. B et C : Photographie de différentes cibles présentant des problèmes d'homogénéité de mousse. B : Photographie de côté. C : Photographie du dessus.

procédés employés. Par ailleurs, nous ne prétendons pas avoir de solution permettant de les améliorer.

De manière générale, nous avons pu constater de nombreux défauts rendant chaque cible quasi-unique. Certaines cibles étaient trop ou pas assez épaisses. D'autres cibles étaient mal collées. Certaines mousses étaient non homogènes, voire même présentaient des trous (tube mal rempli). Nous avons aussi constaté que certaines modulations étaient mal imprimées. Ce dernier point est dû à la technique utilisée : une couche de plastique bromée est pressée par un masque afin d'y imprimer une modulation. Un souci de cette méthode est que la densité de la couche de plastique peut être localement altérée. Par ailleurs, lorsque mal réalisée, la modulation peut ne pas être imprimée ou déformée (voir figure 3.12). Une méthode alternative aurait été de couler directement le plastique dans un moule. Cette technique est employée à GEKKO XII par l'équipe de T. Sano avec des moules en silicium, et présente des résultats de bonne qualité (reproductible). Elle ne fut malheureusement pas appliquée pour nos cibles. Il aurait aussi été possible d'employer des techniques de gravure laser, celles-ci nécessitent néanmoins un matériel adapté et sont onéreuses.

Nous n'avons pas de solution à proprement parler pour nos prémunir ou rectifier ces problèmes. Une solution fut la sélection des cibles à utiliser. Une cible présentant trop de défauts visibles n'était pas utilisée. Une conséquence directe de ces défauts, sur l'interprétation de nos résultats, est que la présence d'incohérences ponctuelles peut être attribuée à ces défauts. Nous reconnaitrions néanmoins que cette explication est non souhaitable car contrevient à toute réelle physique. Une seconde solution aurait été d'utiliser un autre fournisseur de cible tel que General Atomic. Ses prix étaient malheureusement prohibitifs.

3.3 Les diagnostics nécessaires à l'observation

Mis à part en physique quantique et ses expériences de pensée, une expérience ne serait être complète sans son observation et l'obtention de résultat. Dans notre cas la brièveté de l'expérience, quelques dizaines de nanosecondes, et sa dimension, inférieure au millimètre cube, impose l'utilisation de diagnostics spécifiques afin de réaliser ces observations.

Dans cette partie, nous allons définir et présenter les caractéristiques nécessaires pour nos diagnostics. Par la même occasion nous définirons les concepts de résolution et expliquerons comment en réaliser la mesure. Après quoi nous présenterons les principes sous-jacents des diagnostics utilisés. Nous nous focaliserons tout particulièrement sur les diagnostics X et notamment sur ceux développés au cours de cette thèse.

3.3.1 Caractéristiques des diagnostics

3.3.1.1 Diagnostics et contraintes

L'utilisation de diagnostics répond à un besoin en données expérimentales et à des contraintes liées aux expériences. Ainsi, lors d'études d'astrophysique de laboratoire il peut être utile voire même primordial de déterminer des paramètres tels que la température du plasma, sa densité, sa morphologie, sa vitesse et celle des chocs, la valeur du champ magnétique... Ces informations représentent l'état physique du plasma ou de l'expérience en général. Lors d'étude sur la dynamique d'un système, ces données peuvent évoluer temporellement et spatialement,

accroissant ainsi leur complexité. Elles peuvent parfois se suffire à elles-mêmes, par exemple lorsque l'objectif de l'expérience est cette mesure, ou être mise en relation entre elles et comparées à des simulations lors d'étude plus complexes notamment celles relatives à la dynamique du plasma. C'est d'ailleurs le cas de nos expériences, où les mesures effectuées bien que pouvant être considérées autosuffisantes, ne deviennent réellement significatives qu'en regard de simulations.

Il existe de nombreux diagnostics, chacun visant la mesure de paramètres physiques précis selon des contraintes données. Il est donc nécessaire de déterminer quels paramètres nous intéressent et quelles contraintes s'appliquent lors de la mesure pour pouvoir déterminer les caractéristiques souhaitées pour nos diagnostics et par extension quels diagnostics utiliser. Notre étude porte sur l'IRT et son évolution. De ce fait il est nécessaire de pouvoir obtenir la morphologie du plasma et plus précisément celle de l'interface étudiée ainsi que son évolution temporelle. Il peut aussi être intéressant de pouvoir différencier les deux milieux et de cartographier leur densité. Enfin, dans le cadre de l'étude de l'IRT radiative la mesure du précurseur ainsi que de la température du choc peut être utile.

Les conditions expérimentales imposent des contraintes sur nos mesures. La première contrainte est la possibilité d'obtention de données dans nos plasmas eut égard à nos cibles. Ainsi en présence de mousse, les diagnostics utilisant de la lumière visible pour sonder la matière sont quasi-inutilisables. D'autres contraintes proviennent de la dynamique de nos expériences. Ainsi nos cibles ont une épaisseur de quelques dizaines de microns, les modulations ont une amplitude initiale de l'ordre de la dizaine de microns et une longueur d'onde d'environ 100 μm . De plus les plasmas étudiés vont s'étendre sur une longueur dépassant le millimètre et un diamètre d'environ 500 μm (taille de la tâche focale). Il en résulte que nos systèmes d'imagerie doivent permettre l'obtention de données sur un volume de l'ordre du millimètre cube avec une résolution (précision) de l'ordre de la dizaine de microns. Il faut par ailleurs noter que notre plasma évolue rapidement, plusieurs dizaines de microns par nanoseconde, il est donc nécessaire que la résolution temporelle (le temps de pose) de nos diagnostics soit nettement inférieure à la nanoseconde.

Aux contraintes précédentes nous pouvons ajouter la nécessité que les diagnostics n'influencent pas l'évolution du plasma, ou tout du moins pas avant la dernière mesure effectuée. Les diagnostics non-intrusifs sont donc préférables. Nous n'utiliserons donc pas de diagnostic se plaçant directement sur le passage du plasma tel que les sondes de Langmuir, ou les sondes *B-dot* (\dot{B} ou boucle à induction magnétique). Nous admettrons néanmoins l'utilisation de diagnostics optiques utilisant des faisceaux sondes. Les faisceaux sondes en général peuvent entraîner un dépôt d'énergie au sein du plasma, modifiant ainsi sa dynamique. Cependant la faible énergie des faisceaux utilisés (~ 20 mJ pour le CFR) en comparaison à celle du plasma en détente, qu'ils traversent (faisceaux collimatés), et le faible couplage entre lumière et matière rendent un dépôt d'énergie négligeable dans nos expériences (cela est aussi vrai pour le faisceau de rayon X que nous employons¹). Notons que si ces faisceaux étaient focalisés, l'énergie volumique qu'ils apporteraient, près de leurs points focaux, pourrait dépasser celle du plasma. Leurs effets ne seraient plus négligeables, ils seraient intrusifs.

Au cours de cette thèse nous n'avons utilisé que des diagnostics se basant sur du rayonnement visible ou X. Nous avons fait appel à des diagnostics passifs, se contentant de capter une émission lumineuse, et d'autres actifs utilisant des faisceaux sondes.

3.3.1.2 Notion de résolution

Dans la partie précédente nous avons évoqué l'importance d'une résolution spatiale et temporelle élevées. La notion de résolution dénote la plus petite variation mesurable par un appareil de mesure. Pour la résolution spatiale, si deux objets sont séparés d'une distance inférieure à celle-ci, il sera impossible de les distinguer. Cela implique par la même occasion que tout objet plus petit que la résolution spatiale apparaîtra de la taille de cette résolution, s'il apparaît. Cela a une répercussion directe sur les barres d'erreur qui prendront au moins la demi-dimension de cette résolution.

Il est à noter que la résolution spatiale d'un diagnostic peut dépendre de nombreux facteurs. La taille des "pixels" du détecteur en est un. Elle contribue à former la résolution interne du détecteur. D'autres éléments tels que la taille des optiques utilisées, la longueur d'onde de la lumière regardée (tache d'Airy), le grandissement du système

1. sur LULI2000, si nous considérons que les 55 J du pico2000 sont entièrement convertis en rayons X émis de façon isotrope, alors s'ils sont entièrement absorbés sur 100 μm de plasma, nous arrivons à une énergie volumique d'environ 4×10^{-10} J.cm⁻³ (1 cm entre source de rayons X et plasma). Cette valeur est bien entendu une surestimation de la valeur réelle (toute l'énergie n'est pas convertie en rayonnement X et l'absorption est limitée) mais reste néanmoins négligeable face à l'énergie cinétique typique des fluides, qui est de l'ordre de 10^{-7} J.cm⁻³ (~ 10 km.s⁻¹, ~ 1 g.cm⁻³).

optique et même les cascades électroniques au sein du détecteur peuvent influencer la résolution d'un diagnostic (utilisant un système optique).

Il est à noter que l'objet observé peut aussi contribuer à la détérioration de la résolution. En effet la lumière le traversant peut être diffusée limitant ainsi la résolution.

La résolution spatiale des diagnostics au niveau du plan de l'objet à imager est, pour nous, la plus importante. En effet, elle représente le plus petit élément observable dans ce plan ce qui est primordial. Elle diffère de la résolution intrinsèque du détecteur. Mais elle peut être limitée par cette dernière. Après application du grandissement sa valeur est supérieure ou égale à la résolution du détecteur (avec un détecteur ayant une résolution intrinsèque de 100 μm , il est possible d'avoir une résolution de 20 μm dès lors que le grandissement est supérieur ou égal à 5).

De manière générale, la notion de résolution temporelle est similaire à celle de résolution spatiale. Elle représente l'écart temporel minimal entre deux instants pour qu'ils soient différenciables. Pour une caméra cela correspondrait à sa fréquence de prise d'image, pour une caméra *streak* cela ferait appel à sa vitesse de balayage. Par conséquent, si deux instants sont séparés d'une durée inférieure à cette résolution, ils seront alors confondus. Cette résolution temporelle correspond donc au temps de pose d'un appareil photo, à la durée d'ouverture d'un *gated optical imager* (GOI), ou à la durée de la source de lumière quand celle-ci est plus brève que les éléments précédents.

Il paraît alors évident que ces deux types de résolution ne sont pas entièrement décorrélés. Dans le cas de l'observation d'un objet en mouvement, sa vitesse conjointement à la résolution temporelle entraînera un flou spatial sur le détecteur. Si nous supposons une résolution spatiale parfaite, alors elle sera dégradée et vaudra alors $v\tau$ avec v la vitesse de l'objet et τ la résolution temporelle. Nous parlerons de résolution spatiale dynamique pour la distinguer de la précédente intrinsèquement statique.

Nous devons dès à présent remarquer une différence primordiale entre résolution statique et dynamique. La résolution dynamique dépend directement de la vitesse de l'objet. Autrement dit elle est anisotrope (directionnelle). De plus elle varie au cours de l'expérience et selon chaque objet considéré. Cela pose un certain problème dans le cadre de l'évolution d'un plasma dont le mouvement de l'ensemble des éléments n'est pas uniforme. La manière la plus simple de considérer cette résolution dynamique est de considérer son effet maximal. Autrement faire comme si elle était isotrope et que tous les objets se déplacent à la même vitesse (celle de l'élément le plus rapide). Cela permet alors de définir une barre d'erreur liée à ce flou qui peut modifier celle de la résolution spatiale statique.

3.3.1.3 Mesure de la résolution

Il est possible de mesurer, ou d'estimer la résolution d'un diagnostic. Pour la résolution temporelle, il suffit de déterminer la durée de l'élément le plus court la contraignant. Ainsi, si le faisceau sonde a une durée de l'ordre de la dizaine de nanoseconde et que le temps d'ouverture de l'obturateur de la caméra est de l'ordre de 120 ps (pour les GOI) alors la résolution temporelle sera de 120 ps pour ce diagnostic. Par contre si le détecteur intègre sur des temps supérieurs à la nanoseconde (intégration en permanence pour les *écrans radio luminescents à mémoire*, ou *image plate* (IP)) et la source lumineuse a une durée d'une dizaine de picoseconde, c'est cette dernière qui déterminera la résolution temporelle.

Pour ce qui est de la résolution spatiale statique, le moyen le plus simple de la déterminer est de connaître l'échelle spatiale dans le plan de l'objet. La simple mesure d'un objet connu (mire, grille, objet étalon) permet de déduire cette échelle. Après quoi il suffit de mesurer la "dilatation" effective d'un objet dont la taille est strictement supérieure à la résolution (une mesure faite sur un objet mal voire non résolu entraîne souvent des complications). La manière la plus sûre de réaliser cette mesure est d'utiliser un bord franc d'un objet large, comme par exemple une lame de rasoir, le bord d'une feuille de métal, un *sharp-edge*. Sur l'image obtenue, ce bord aura une dimension spatiale non-nulle, sorte de "dilatation" du bord. Cela correspond à la résolution spatiale du diagnostic.

Dans cette thèse, lorsque nous parlerons de résolution nous sous-entendrons résolution spatiale statique. Par ailleurs cette résolution aura été mesurée expérimentalement sur le bord franc d'un objet et correspondra à une variation de l'intensité lumineuse mesurée de 10 % de l'écart entre sa valeur nominale dans le vide et celle derrière l'objet (cf. figure 3.13).

3.3.2 Diagnostics optiques

Lors de nos expériences nous avons utilisé différents diagnostics optiques, dont nous expliquerons le principe dans cette partie. Nous en distinguerons deux grandes catégories : les diagnostics passifs et les diagnostics utilisant

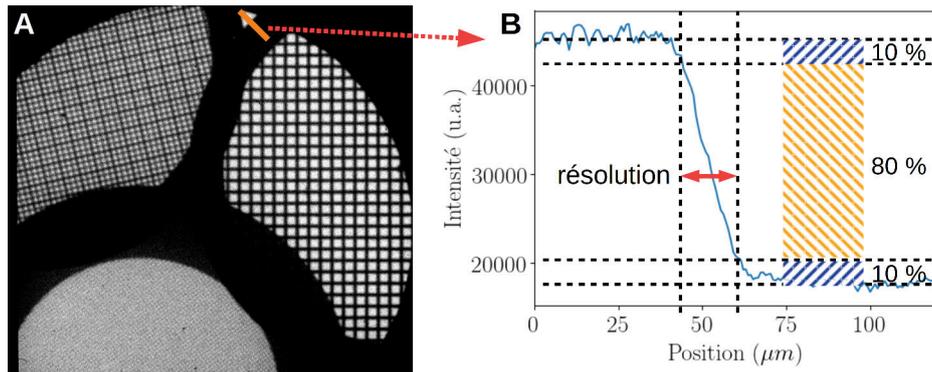


FIGURE 3.13 – A : Radiographie X de grille d'or (400, 600 et 1000 lignes par pouce). La radiographie de ces grilles permet de connaître l'échelle spatiale au niveau du plan de la cible ainsi que de mesurer le grandissement du système. B : Coupe d'un bord franc de la grille utilisée pour déduire la résolution du système d'imagerie. La résolution est déterminée à partir d'une variation d'intensité lumineuse de 10 % de l'écart entre intensité à vide et intensité au travers d'un objet.

un faisceau sonde. Après quoi nous présenterons différents détecteurs.

Dans une partie ultérieure, nous reviendrons plus en détail sur les diagnostics de radiographie X que nous avons utilisés. Une partie entière leur est dédiée non pas parce qu'ils ont un principe différent, mais parce qu'un travail original de développement a été effectué.

3.3.2.1 Diagnostic passif - la mesure d'un rayonnement

Les diagnostics se contentant de collecter les informations émises par un système étudié peuvent être qualifiés de passifs. Ce sont des diagnostics non intrusifs par excellence car ils ne récupèrent qu'une information n'ayant pas d'effet sur l'évolution du dit système. Un exemple courant d'un tel diagnostic serait un appareil photo ou un télescope. Tous deux récupèrent la lumière soit diffusée soit émise par l'objet d'intérêt. Quelle soit ou non captée par le diagnostic cette lumière n'a pas influencé l'évolution de l'objet. Il est évident que ces diagnostics trouvent leur limite dans le contenu émis (s'il n'y a pas d'émission de lumière, il n'y a pas d'information).

De manière générale les diagnostics utilisés lors de cette thèse et rentrant dans cette catégorie sont composés d'un système optique et d'un détecteur. Le système optique est là pour rediriger la lumière vers le détecteur. Le détecteur quant à lui est l'appareil de mesure. Idéalement, l'image conjuguée de la source de lumière (objet) par le système optique se trouve sur le plan du détecteur.

Deux des diagnostics, que nous avons utilisés, rentrent dans cette catégorie. Il y a un diagnostic de pyrométrie en optique visible et un diagnostic de spectroscopie dans le domaine des rayons X.

Le diagnostic de pyrométrie consiste en la captation de l'émission propre du plasma supposé purement thermique pour les longueurs d'onde observées. Le système optique dans ce cas consiste en un ensemble de lentilles, de miroirs et parfois de filtres optiques. Théoriquement il est possible de remonter à la température du plasma à partir de la mesure de l'intensité absolue de ces émissions. Cela sous-entend néanmoins une bonne connaissance de la transmission du système optique, celle de la réponse de la caméra, ainsi que des hypothèses sur la nature de la lumière émise. Il faut en effet supposer que le plasma est un corps noir ou gris. En pratique un certain nombre d'informations complémentaires est nécessaire : absorption du plasma (corps gris), morphologie du plasma (l'émission provient-elle du poussoir, du choc, d'un précurseur radiatif .. ?). N'ayant pas réalisé les calibrations nécessaires, nous nous contenterons de dire que les zones de forte émissivité correspondent à un plasma plus chaud (et ou dense) en comparaison au reste du plasma. Les diagnostics utilisant ce principe sont qualifiés de **pyromètre optique**, ou **optical pyrometer (OP)**.

Le diagnostic de spectroscopie, dans notre cas, vise à la mesure du spectre d'émission de notre source de rayons X. Cette information n'est que secondaire dans nos expériences. Elle nous aide à mieux comprendre les images d'autres diagnostics (radiographie X) lorsque celles-ci présentent des défauts. Le système optique consiste en un cristal imageur en mica. C'est un cristal sphérique fonctionnant en réflexion. Le détecteur est un film pho-

tosensible. Ce détecteur est appelé le *spectromètre auto-focalisant à résolution spatiale, ou focusing spectrometer with spatial resolution (FSSR)* [Gei+96].

3.3.2.2 Diagnostics actifs - sonder la matière

Nos diagnostics actifs sondent le plasma à l'aide d'un faisceau sonde de photons. Ils sont composés d'une source, d'un système optique et d'un détecteur. Le système optique permet de guider de faisceau sonde de la source de photons à l'objet à étudier, puis de celui-ci au détecteur. Ces diagnostics reposent sur l'interaction entre le faisceau sonde et la matière étudiée (plasma). De ce fait ce sont des diagnostics légèrement intrusifs.

Lorsque le faisceau sonde traverse le plasma, il peut être absorbé par celui-ci. De plus l'objet étudié étant constitué de plasma de diverses natures et densités, il présentera différents indices optiques influençant la lumière traversant (et à fortiori le faisceau sonde).

Parmi nos diagnostics utilisant un faisceau sonde certains n'utilisent que les propriétés d'absorption du plasma. Dans le cas d'un faisceau sonde visible, on parle alors d'ombroscopie ; dans le cas d'un faisceau X, il est question de radiographie. L'ombroscopie tient son nom de l'ombre totale, absence de lumière, se formant notamment derrière un plasma dont la densité dépasse la densité critique liée à la longueur d'onde. Nous pouvons par ailleurs remarquer que lors de ces approches, nous ne tenons pas compte des phénomènes de réfraction dus à la propagation du faisceau dans un milieu d'indice variable.

D'autres diagnostics font appel à la différence de chemin optique due à l'indice optique du plasma (en comparaison par exemple à celle du vide). Ce sont des diagnostics d'interférométrie. Ils suivent des schémas classiques d'interférométrie (Max-Zehnder, ou Nomarski). Ce type de diagnostic permet de déterminer des différence de chemin optique et donc d'indice. Si l'on suppose les matériaux connus, nous pouvons reconstituer des cartes de densité du plasma. Par contre nous n'avons pas réalisé d'interféromètre à rayons X, notamment à cause de la très faible longueur de cohérence des rayons X mais aussi du manque d'optique permettant de travailler avec ce rayonnement.

Nous noterons aussi l'utilisation de diagnostic de strioscopie. Ces diagnostics sont un détournement des diagnostics d'ombroscopie. Il utilise les propriétés de l'optique de Fourier pour retirer les composantes de faibles fréquences spatiales de l'image finale. Pour cela un cache est mis sur l'axe optique au plan de Fourier d'une lentille².

3.3.2.3 Les détecteurs

Les détecteurs sont la dernière étape des diagnostics. Ils permettent l'acquisition des données, des images dans notre cas. La nature des détecteurs dépend avant tout de la plage de longueur d'onde d'intérêt. Dans le visible, nous faisons essentiellement appel à des caméras CCD couplées à des systèmes d'opto-électronique. Pour un rayonnement X, nous utilisons des IP ou des cristaux de fluorure de lithium (LiF). Nous aurions pu aussi employer des CCD X, mais la présence de forte impulsion électromagnétique, du fait de l'utilisation de faisceau laser picoseconde, aurait pu les endommager. Les IP et les cristaux de LiF sont des matériaux photosensibles au rayonnement X. Lors du passage d'un tel rayonnement, les sels les constituant sont ionisés (si l'énergie est suffisante) et piégés dans des sites métastables. Ces sites sont fluorescents (sous certaines longueurs d'onde). Il faut donc scanner ces détecteurs pour obtenir l'image finale.

Les caméras CCD, que nous avons utilisées, étaient couplées à des systèmes opto-électroniques afin d'améliorer leur résolution temporelle (ceux-ci précédaient le capteur CCD). Ces systèmes convertissent le signal lumineux en électrons à l'aide d'une photo-cathode, agissent temporellement sur ces électrons, avant de les reconverter en photons à l'aide d'un écran phosphorescent. Deux systèmes de traitement temporel furent utilisés : des caméras à balayage de fente (ou *streak*), et des obturateurs ultra-rapides (ou GOI). Les GOI emploient des galettes de microcanaux comme obturateur à électrons. Leur temps de pose peut être réduit à 120 ps. Les *streaks* utilisent des champs électriques variables dans le temps. Cela permet de dévier les électrons différemment au cours du temps afin de créer un axe temporel sur l'image résultante. Du fait de ce balayage temporel les images de *streak* sont unidimensionnelles : l'un des axes de l'image correspond à l'espace, l'autre au temps. On notera que l'appellation SOP correspond à l'utilisation d'une caméra à balayage de fente pour un diagnostic de pyrométrie.

2. Le signal se trouvant au plan focal d'une lentille correspond à la transformée de Fourier du signal à l'entrée de cette lentille. De ce fait, un cache positionné dans ce plan permet de soustraire une partie du spectre. En strioscopie, le cache est positionné sur l'axe optique pour retirer les composantes de faible fréquence spatiale (le continu) et donc mettre en valeur les modulations du signal de fréquence plus élevée (gradient d'intensité lumineuse ou d'indice optique).

3.3.3 Détails sur la radiographie X et le développement de détecteur

Dans la partie précédente, nous avons déjà présenté le principe de ce diagnostic (radiographie X) et les détecteurs que nous avons utilisés. Néanmoins au vu de son importance dans nos expériences et du travail fourni pour son développement, nous souhaitons lui dédier une partie pour de plus amples explications. Pour rappel la radiographie ne se base que sur l'absorption d'un rayonnement X par le plasma.

Dans cette partie nous présenterons tout d'abord notre source de rayons X. Puis nous expliquerons plus en détails le principe et les limites de la radiographie dans nos expériences. Après quoi nous parlerons du LiF et de son développement au cours de cette thèse. Enfin nous présenterons des formes alternatives de radiographie exploitant la nature complexe de l'indice optique, telle que l'imagerie par contraste de phase, ou l'interféromètre de Talbot-Lau. Cette dernière partie peut être vue plus comme une curiosité abordée au cours de cette thèse, les techniques qui y sont présentées n'ont été utilisées que marginalement.

3.3.3.1 Créer des rayons X - une source picoseconde

Le premier élément nécessaire à la réalisation d'une radiographie X est la source de rayons X. Ici je ne vais pas parler des faisceaux de rayons X fournis par certaines installations telles que les XFEL ou les synchrotrons puisque ceux-ci ont déjà été présentés avec les installations. Nous allons nous concentrer plutôt sur les sources que nous créons à l'aide de laser de puissance sur des installations tels que LULI2000 ou OMEGA-EP.

Cette source doit produire des rayons X répondant à certaines contraintes. Il faut que ce rayonnement puisse permettre la mise en place de la radiographie. Il doit donc être suffisamment intense et dans la bonne gamme spectrale. Par ailleurs il doit répondre aux contraintes de l'expérience en termes de résolution temporelle. En effet, les récepteurs de rayons X, que nous utilisons dans cette thèse, ne disposent pas de système leur permettant d'avoir une résolution temporelle propre (de tels systèmes existent : les frames X par exemple). Ils n'ont pas d'obturateur. En conséquence, ils intègrent temporellement tout le rayonnement qu'ils reçoivent. Il est donc nécessaire de contrôler la durée de la source pour pouvoir imposer une résolution temporelle. Si nous considérons que l'élément le plus rapide de nos expériences est une onde de choc se déplaçant à 20 km.s^{-1} dans la mousse (valeur obtenue par simulation et vérifiée en expérience), alors la source X ne doit pas avoir une durée dépassant la centaine de picoseconde (dégradation de $2 \mu\text{m}$ de la résolution spatiale).

L'interaction d'un laser picoseconde avec un métal génère une importante quantité de rayons X par l'excitation des atomes. Précédemment nous avons vu que l'interaction entre laser picoseconde et matière entraîne la création d'électrons suprathermiques. Ces électrons interagissent avec la manière et peuvent entraîner, par collision, l'ionisation de la couche électronique K (nombre quantique principal valant 1) des atomes. La lacune électronique ainsi créée sera comblée par la transition d'un électron d'une couche supérieure. L'énergie dégagée lors de cette transition peut prendre la forme d'un rayonnement (production de photons), ou être transférée à un autre électron. Dans le cas d'une transition d'un électron d'une orbitale $2p$ vers l'orbitale $1s$ d'un atome, il est question de transition de type $K\alpha$ selon la notation de Siegbahn. Cette transition est prédominante dans nos expériences. L'énergie des raies ainsi produites suit approximativement la loi de Moseley :

$$E = 10.2(Z - 1)^2 \quad (3.5)$$

avec E l'énergie de la raie en eV, et Z le numéro atomique du métal utilisé. Il faut noter que cette loi est empirique et que sa précision est limitée.

De l'explication précédente, il paraît évident qu'à ce spectre atomique s'ajoute une radiation de type bremsstrahlung (ou rayonnement continu de freinage). En effet les électrons suprathermiques vont être défléchis par le champ magnétique des atomes constituant la matière. Ils vont alors émettre un rayonnement, qui prend la forme d'une planckienne dont la température électronique correspond à l'énergie des électrons suprathermiques. Par nature ce rayonnement a une large bande d'émission pouvant aller jusqu'à des énergies photoniques élevées ($>100 \text{ keV}$).

Considérer les phénomènes d'émission de rayons X ne nous donnent pas le spectre exact de la source. En effet, aux émissions s'ajoutent les mécanismes de réabsorption du rayonnement par le métal ionisé, sorte d'opacité propre du système.

Lors de nos expériences nous avons conjointement utilisé un fil de titane d'un diamètre de $25 \mu\text{m}$ et un faisceau laser picoseconde de classe centaine de terawatt. Conformément à l'équation (3.5), ce système produit un rayonnement centré sur un pic à $4,5 \text{ keV}$. Un rayonnement X plus dur ($>10 \text{ keV}$), dû au bremsstrahlung, est aussi mesuré par spectroscopie (voir figure 3.14).

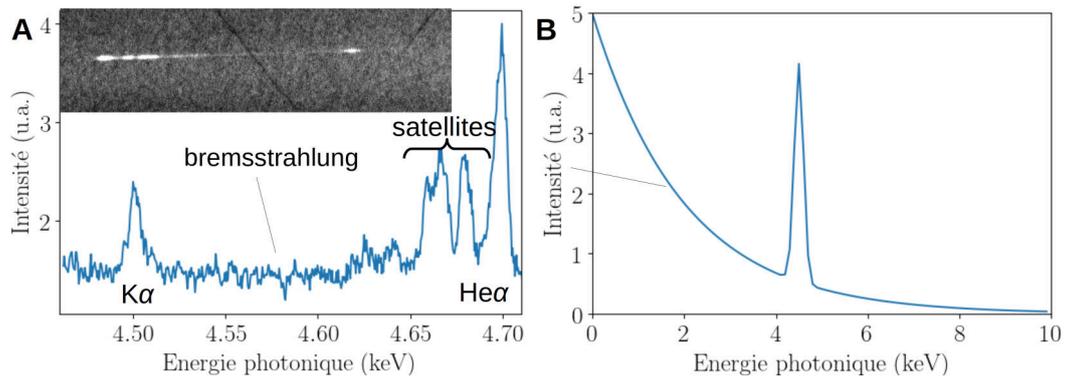


FIGURE 3.14 – A : Image de FSSR et coupe donnant le spectre de rayons X produit à l'aide d'un laser picoseconde (pico2000) et d'un fil de titane. Différentes raies du titane, notamment les $K\alpha$ peuvent y être observées. Le fond continu (intensité ne retombant pas à zéro) correspond au rayonnement de type bremsstrahlung aussi produit par cette source. B : Spectre idéalisé constitué d'une émission $K\alpha$ et d'une émission bremsstrahlung. Le rapport des émissions est ici arbitraire. Ce genre de spectre est utilisé pour la réalisation des radiographies synthétiques effectuées à partir des simulations.

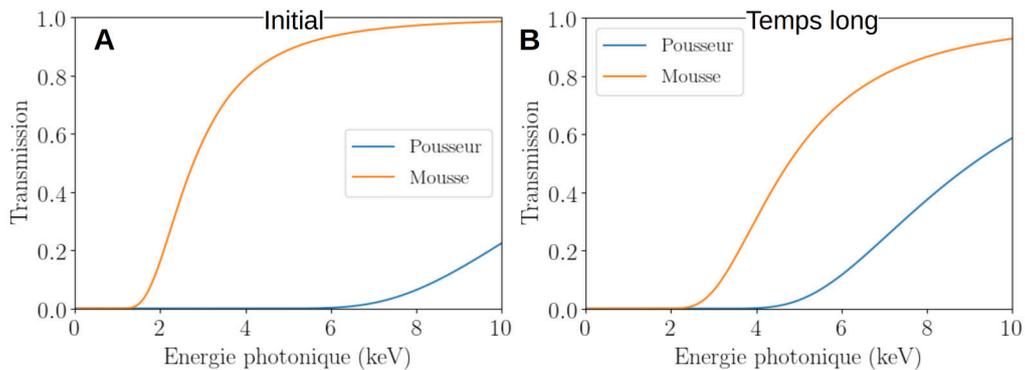


FIGURE 3.15 – Comparaison des spectres de transmission de la mousse et du pousseur à différent temps de l'expérience (selon des simulations FLASH). A : Transmission initiale avant tir laser. B : Transmission après 30 ns d'expérience. La mousse est plus dense suite au passage du choc et donc absorbe plus de photons. À l'opposé le pousseur est moins dense à cause de sa détente et en absorbe moins.

Cette source a été employée pour réaliser les radiographies sur le LULI2000. Si nous considérons les spectres de transmission des matériaux de cibles utilisées (voir figure 3.15) pris pour une même densité (la détente du pousseur lui donne une densité proche de la mousse choquée), l'écart d'absorption assure un contraste suffisant pour réaliser une radiographie. Par ailleurs nos détecteurs (IP, LiF) sont sensibles à ces longueurs d'onde de rayonnement (4 à 5 keV). Leur sensibilité aux X à d'autres longueurs d'onde, notamment au rayonnement X plus mou (<2 keV) et plus dur (>10 keV), où le contraste est plus faible, est problématique. Il est alors nécessaire d'ajouter une filtration adaptée pour limiter la part de ces radiations dans l'image finale.

D'un point de vue résolution, la source de rayons X ainsi créée présente une dimension spatiale proche de celle du fil utilisé (25 μm). Nous verrons dans la partie suivante en quelle mesure cela influence la résolution spatiale. Par ailleurs, le flash de rayons X créé par cette méthode à une durée similaire (légèrement supérieure) à celle du laser. Notre diagnostic aura donc une résolution temporelle d'une dizaine de picoseconde (l'impulsion laser étant de 10 ps).

Nous pouvons maintenant comprendre les conséquences néfastes des problèmes temporels pouvant être observés lorsque nous utilisons un laser de classe picoseconde. En cas de pré-impulsion, il n'y aura pas un mais deux flashes de rayons X consécutifs. Notre détecteur intégrant temporellement ce rayonnement, l'image résultante correspondra à la surimpression de deux images. Un contraste insuffisant quant à lui entraînera l'expansion du fil (sa détente) avant l'arrivée du laser. La source finalement créée sera donc plus étendue spatialement. Ceci aura

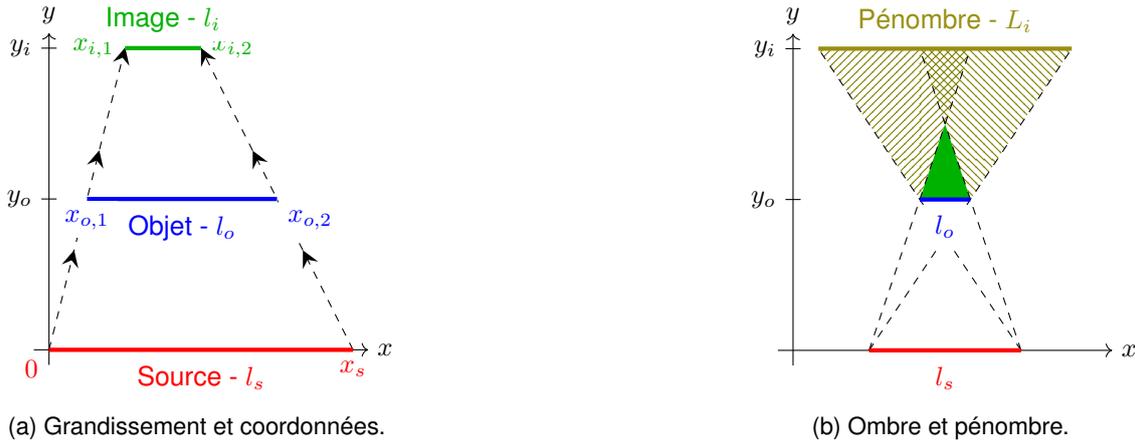


FIGURE 3.16 – Schémas explicatifs d'un système de radiographie ou d'ombroscopie de type source-objet-image.

tendance à dégrader la résolution spatiale du diagnostic.

3.3.3.2 La radiographie par projection avec une source étendue : principe et mise en équation

Bien comprendre le principe de la radiographie avec une source étendue est primordial pour interpréter de nos résultats ainsi que pour prévoir les résolutions atteignables. Le principe de ce type de radiographie est extrêmement simple, tout comme l'ombroscopie. Nous pouvons résumer le fonctionnement en cinq étapes. Une source émet un rayonnement. Celui-ci se propage, passe au travers d'un objet, y est absorbé, puis se propage de nouveau jusqu'au détecteur qui le capte.

Dans la vision la plus simple, il n'y a pas d'optique à proprement parler et la propagation de la lumière relève de l'optique géométrique. Nous pouvons noter que la longueur d'onde typique de notre rayonnement X est de 0,27 nm, ce qui est nettement inférieur à la taille de tout autre élément lié à l'expérience. Ce diagnostic peut donc être traité par le biais de l'optique géométrique.

Schématiquement la situation est représentée dans la figure 3.16a. Trois éléments y sont représentés : une source X pouvant être plus ou moins étendue, un objet à imager, et un plan image, où l'image sera recueillie. Par souci de simplicité ces trois éléments sont considérés comme parallèles et infiniment fins. Une simple projection de ces objets sur un plan donnera une solution semblable.

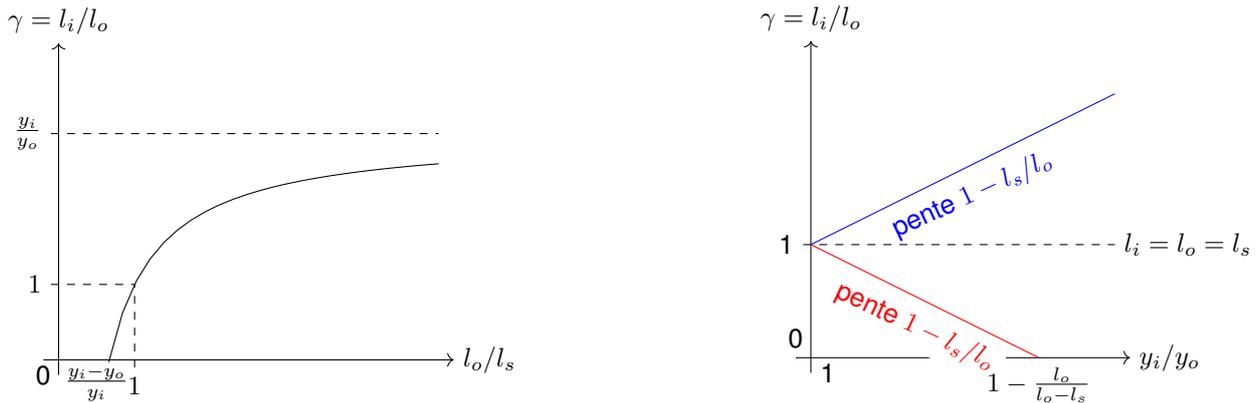
De simples considérations géométriques sur les équations des rayons externes définissant les contours de l'image (rayons tracés en pointillé reliant le bord de la source au bord de l'objet) sont possibles. Elles nous permettent de relier les tailles de sources, l_s , d'objet, l_o , et d'image, l_i , aux distances entre ces derniers, y_o , y_i .

$$l_i = \frac{y_i}{y_o} (l_o - l_s) + l_s = \left(\frac{y_i}{y_o} - 1 \right) (l_o - l_s) + l_o = \frac{y_i}{y_o} l_o + \left(1 - \frac{y_i}{y_o} \right) l_s \quad (3.6)$$

Le grandissement de ce système est défini comme le rapport entre la taille de l'image et celle de l'objet : $\gamma = l_i/l_o$. Nous pouvons remarquer que le grandissement dépend du rapport l_s/l_o , autrement dit, pour une configuration de radiographie donnée, il varie en fonction de la taille de l'objet. Couramment ce point n'est pas considéré car allant à l'encontre des résultats habituels avec une source ponctuelle. En effet, dans le cas où la source est ponctuelle, $l_s = 0$, le grandissement est unique et vaut $\gamma = y_i/y_o$. Un autre cas où le grandissement ne dépend pas de la taille de l'objet est celui où $y_i/y_o = 1$. Ce cas correspond au capteur collé à l'objet. Il n'y a pas de grandissement à proprement parler, $\gamma = 1$. Une autre interprétation est que cela équivaut à dire que la source se trouve à l'infini. Le faisceau est parallèle et le grandissement est de 1.

Un autre cas présente un grandissement de 1, c'est celui où l'objet et la source ont la même taille. Ce cas présente comme autre particularité une indépendance aux distances relatives entre source, objet et image. Il peut aussi être noté que ce cas représente une limite : tout objet plus petit que la source aura une image plus petite que lui, et vice versa.

La résolution spatiale d'un tel système correspond au plus petit objet pouvant avoir une image, sans considérer la résolution intrinsèque du détecteur. Pour un système donné cette résolution vaut : $(y_i - y_o)l_s/y_i$. Dans le cas où la



(a) Grandissement en fonction de la taille de l'objet normé pour des distances fixées.

(b) Grandissement en fonction des distances relatives à la source pour l_s et l_o données.

FIGURE 3.17 – Grandissement d'un système optique de type radiographie avec source étendue. Les notions de grandissement variant selon la taille de l'objet (gauche) et de résolution optique (droite) sont illustrées.

distance entre objet et image est grande devant celle séparant source et objet, la résolution correspond à la taille de la source. C'est d'ailleurs le cas dans la plupart de nos expériences. Notre montage de plus faible grandissement ($\gamma = 18.5$) devait théoriquement présenter une résolution valant 95 % de la taille de la source ($y_i = 74$ cm et $y_o = 4$ cm).

En réalité, un objet de taille inférieure à la résolution spatiale produira un signal (ou en l'occurrence une diminution d'intensité) sur le détecteur. Ce signal correspond à la zone de pénombre de l'objet (voir figure 3.16b). Cette zone est définie comme étant partiellement dans l'ombre de l'objet. Elle ne reçoit qu'une partie de la lumière de la source, une autre partie étant bloquée par l'objet. Il ne faut pas confondre cette zone de pénombre avec l'image de l'objet qui est sa zone d'ombre. La zone d'ombre correspondant à celle où aucun rayonnement de la source ne parvient sans passer par l'objet. Dès lors que la source est étendue, qu'elle n'est pas à l'infini, et que le plan image n'est pas collé à l'objet, tout objet a une zone de pénombre (mais pas forcément une zone d'ombre). Sa longueur totale, L_i , vaut :

$$L_i = \frac{y_i}{y_o}(l_o + l_s) - l_s = \left(\frac{y_i}{y_o} - 1\right)(l_o + l_s) + l_o \quad (3.7)$$

Par longueur totale nous entendons la distance d'un bout à l'autre de la pénombre. Cela peut englober l'ombre si il y en a une. Si nous considérons que l'image finale est composée de deux demi-zones de pénombre entourant une zone d'ombre, nous pouvons montrer que ces demi-zones sont égales et ont pour longueur :

$$\frac{L_i - l_i}{2} = \left(\frac{y_i}{y_o} - 1\right) l_s \quad (3.8)$$

Un point intéressant découlant de l'égalité précédente est que pour une configuration donnée la taille réelle de la zone de pénombre (en y retranchant la zone d'ombre) ne dépend pas de l'objet. Cela signifie que contrairement à l'ombre, il n'y pas de limite de résolution. Mais par la même occasion, il n'y a pas d'information sur l'objet, mis à part sa présence. Les seules configurations où la zone de pénombre n'existe pas sont celles où le plan image est collé à l'objet, ou le cas où la source est ponctuelle (ou source à l'infini). Nous noterons néanmoins qu'en l'absence d'ombre les deux demi-pénombres se recouvrent partiellement.

D'un point de vue mesure, la zone de pénombre peut nous permettre de remonter à la taille de la source. Ce point est non négligeable étant donné que contrairement aux distances entre source (un fil de titane), objet (une cible) et image (détecteur - IP), la taille de la source est difficilement mesurable, cela nécessite un diagnostic dédié présentant une très haute résolution spatiale (au moins un cinquième de la taille de la source, soit 5 μm dans notre cas).

Par ailleurs, la mesure de la zone de pénombre nous permet de trouver une résolution spatiale du système optique. Comme expliqué précédemment, elle permet de calculer la taille de la source et donc a fortiori celle du plus petit objet pouvant être imagé. Cela demande néanmoins une bonne connaissance du système. Il faut aussi

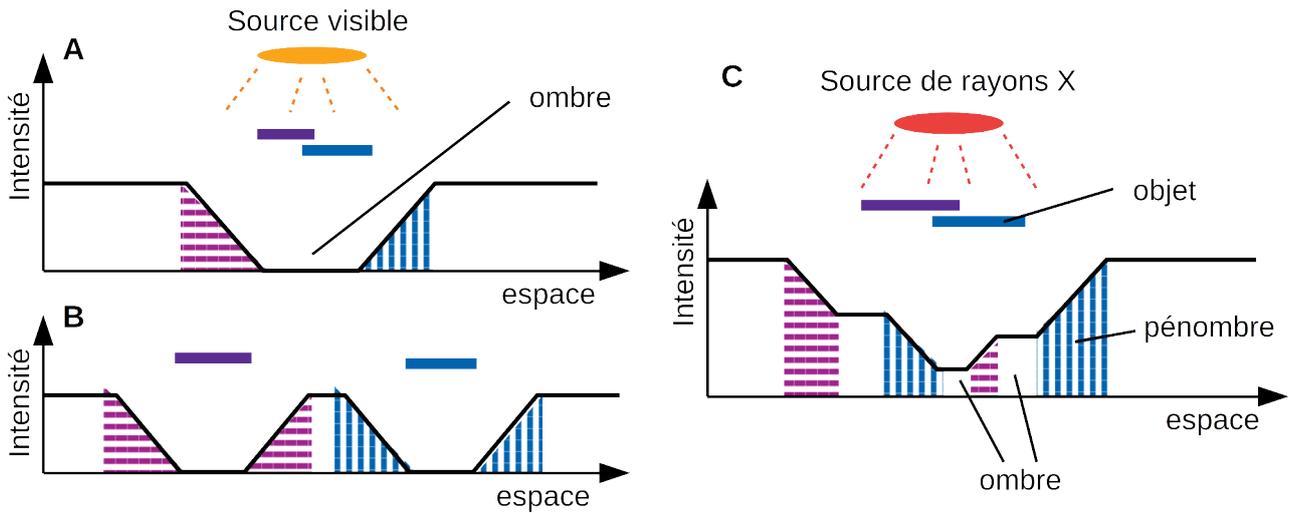


FIGURE 3.18 – Représentation schématique de la différence entre système d'ombroscopie (A et B) et de radiographie (C) avec source étendue. Dans le cas de l'ombroscopie (avec une lumière visible) l'ombre correspond à une valeur d'intensité de 0 (minimum). Deux objets superposés (A) ne peuvent pas être distingués, il faut qu'ils soient séparés d'une distance supérieure à la résolution du système pour pouvoir les différencier (B). C : Dans le cas d'une radiographie, l'ombre correspond à un minimum non nul. Il est possible de différencier deux objets superposés.

remarquer que deux objets ne seront réellement distinguables que si leurs images respectives sont séparées d'une distance supérieure à la taille de la zone de pénombre. Cette limite de séparation entre deux objets, semblable à celle liée aux tâches d'Airy, est souvent associée à une résolution. Nous pouvons remarquer que pour un système donné, elle est fixe et vaut : $2(1 - y_o/y_i)l_s$. La taille de la zone de pénombre une fois rapportée à son équivalence dans le plan des objets correspond à cette distance limite de séparation. D'un point de vue expérimental, il suffit d'une échelle spatiale (objet de taille connue, grille...) et d'une zone d'ombre franche (celle due au bord d'une lame de rasoir par exemple) pour obtenir cette distance limite.

Habituellement, lorsque nous parlons de résolution spatiale d'un diagnostic mesurée expérimentalement, nous faisons référence à cette limite de séparation et non au plus petit objet observable. Nous pouvons aussi remarquer que, d'après la formule (3.6) tout objet ayant cette taille subira un grandissement de 0,5. Cette distance est donc bien supérieure à la taille du plus petit objet observable. De façon générale nous ferons référence à cette notion lorsque nous parlerons de résolution spatiale dans la suite de cette thèse (comme nous l'avons indiqué en introduisant le concept de résolution).

D'un point de vue intensité lumineuse reçue au niveau du plan image les zones discutées précédemment correspondent à : un minimum d'intensité pour la zone d'ombre, un maximum en dehors des zones d'ombre et pénombre, et une variation linéaire d'intensité entre ces deux extrema dans la zone de pénombre. Dans le cas de système d'ombroscopie ou autres systèmes classiques où l'objet est opaque le minimum d'intensité vaut 0. Dans le cas de la radiographie X, ce minimum vaut un pourcentage d'un maximum d'intensité équivalent à la transmission du rayonnement au travers de l'objet. La différence principale entre ces deux cas apparaît lors de l'étude de multiples objets. Si deux objets sont partiellement superposés, nous ne pourrions pas les différencier en ombroscopie, mais ils seront distinguables en radiographie X où les phénomènes d'absorption s'ajouteront (voir figure 3.18).

Modélisation d'une image de radiographie

Nous pouvons noter que l'approche précédente est des plus simplistes. Elle permet de prévoir et d'appréhender les résultats "à la main". Si nous souhaitons déterminer de façon plus exacte les résultats d'un tel diagnostic, il faut considérer les propriétés optiques du milieu et travailler par tracé de rayons. De façon générale la loi de Beer-Lambert donne la transmission d'un milieu optique à une longueur d'onde donnée, T_λ . De manière générale, elle s'exprime comme :

$$T_\lambda = \exp\left(-\sum_{i=1}^N \mu_{i,\lambda} \int_C \rho_i dl\right) \quad (3.9)$$

où $\sum_{i=1}^N$ dénote la somme sur les N espèces chimique constituant le milieu optique, $\mu_{i,\lambda}$ le coefficient d'atténuation massique à une longueur d'onde donnée de l'espèce i , ρ_i la densité réduite de cette espèce et \int_C l'intégrale sur le chemin optique.

Si nous considérons que les rayons lumineux se propagent en ligne droite, ce qui est à peu près le cas pour les rayons X durs, nous pouvons exprimer le signal final sur le détecteur comme :

$$I_i(\vec{r}) = \int d\lambda R_\lambda \iint_S d\vec{r}' I_{s,\lambda}(\vec{r}') \exp\left(-\sum_{i=1}^N \mu_{i,\lambda} \int_0^1 da \rho_i\left(\vec{r}' + a(\vec{r} - \vec{r}')\right)\right) \quad (3.10)$$

avec R_λ la réponse du détecteur, \iint_S l'intégrale sur la surface de la source, $I_{s,\lambda}(\vec{r}')$ l'intensité de la source.

Un cas particulier de cette formule est à noter. Lorsque nous considérons que l'objet est infiniment fin (comme dans nos exemples précédent), le profil de densité sous l'intégrale sur a prend la forme d'un Dirac. L'intégrale est alors remplacée par $\rho_i\left(\vec{r}' + (\vec{r} - \vec{r}') y_o/y_i\right)$. Du fait de ce facteur géométrique, l'intégrale finale ne correspond pas à un produit de convolution contrairement à ce qui est avancé dans le papier de Tommasini [Tom+17], où l'analyse ne tient pas compte de ce facteur. Cela remet donc en cause l'analyse réalisée dans ce papier ainsi que les résolutions qui y sont présentées (une résolution de 5 μm est supposément obtenue après déconvolution, mais le système optique ne devrait pas permettre de résoudre des objets inférieurs à 23 μm).

Pour aller plus loin sur la modélisation du diagnostic X à source étendue, il faudrait tenir compte d'autres phénomènes pouvant entraîner la détérioration de l'image finale. Parmi ces phénomènes, certains sont directement liés au détecteur et à sa réaction. Dans l'équation (3.10), nous tenons compte de la réponse spectrale du détecteur. Par contre nous ne tenons pas compte de la taille des pixels du détecteur (s'il en a), ou de sa résolution intrinsèque. Ces pixels vont intégrer l'ensemble de l'intensité lumineuse reçue sur leur surface. En conséquence, le signal sera étalé et donc perdra en résolution spatiale.

Un autre phénomène lié au détecteur est la possible présence de cascades électroniques secondaires. Pour les détecteurs fonctionnant par ionisation, tel que les IP et le LiF, le nuage électronique, créé lors de l'interaction entre détecteur et faisceau de rayons X, peut à son tour ioniser des atomes adjacents formant ainsi une cascade électronique [Gru+17]. Du fait de cette cascade électronique secondaire, le signal se trouve étendu spatialement formant ainsi un flou. Il y a là aussi une perte de résolution (cela est aussi vrai pour les CCD).

Il existe un dernier phénomène dont l'importance est souvent sous-estimée : la diffusion des rayons X. Il est couramment admis que lors d'une radiographie un faisceau de rayons X n'est pas ou peu dévié, donc a fortiori il n'y a pas de diffusion. Lors de l'une de nos expériences exécutées à LFEX, nous nous sommes rendu compte que ce n'est pas le cas. Cette expérience avait pour objectif le développement d'un diagnostic de radiographie utilisant un cristal de LiF sur une installation laser, nous reviendrons dessus dans la partie suivante. Pour l'instant nous nous contenterons de dire qu'une diffusion des rayons X peut avoir lieu au sein des filtres utilisés (ainsi que de la cible). Cette diffusion a pour conséquence la dégradation de la résolution du système de radiographie.

3.3.3.3 LiF - un détecteur à haute résolution

Précédemment nous avons évoqué que les cristaux de fluorure de lithium (LiF) peuvent être utilisés comme détecteurs de rayons X. Il est à noter que cet emploi est inhabituel en HDE. Les travaux menés au cours de cette thèse ont contribué au développement de l'utilisation du LiF en tant que détecteur de rayons X en particulier pour la HDE.

Le LiF est un cristal ionique (aussi qualifié de sel) composé d'ions Li^+ et F^- . Chaque espèce d'ions est organisée selon une maille cubique à face centrée, les ions de l'autre espèce se trouvent dans les sites octaédriques de cette maille. Comme beaucoup d'alcali d'halogénure (cristal ionique mêlant anion alcalin et cation halogénure), le LiF peut former des centres colorés, sorte de lacune du maillage des halogènes aux propriétés optiques intéressantes. Dans le cas du LiF ces lacunes ne peuvent être créées qu'à l'aide d'un rayonnement ionisant (particules chargées ou neutres, ou rayonnement γ , X ou UV). Ces centres colorés sont fluorescents et certains d'entre eux sont stables à température ambiante. En particulier les centres colorés de type F_2 et F_3^+ ont de nombreuses propriétés intéressantes. Ils sont stables d'un point de vue thermique (à température ambiante) et optique. Autrement dit ces centres colorés ne sont pas détruits lors de leur excitation par un rayonnement lumineux, notamment ceux entraînant la fluorescence. De plus, ils possèdent une bande d'absorption proche du visible et émettent dans le visible (cf. figure 3.19). D'un point de vue atomique un centre F correspond à l'absence d'un ion F^- dans la maille cristalline, lacune

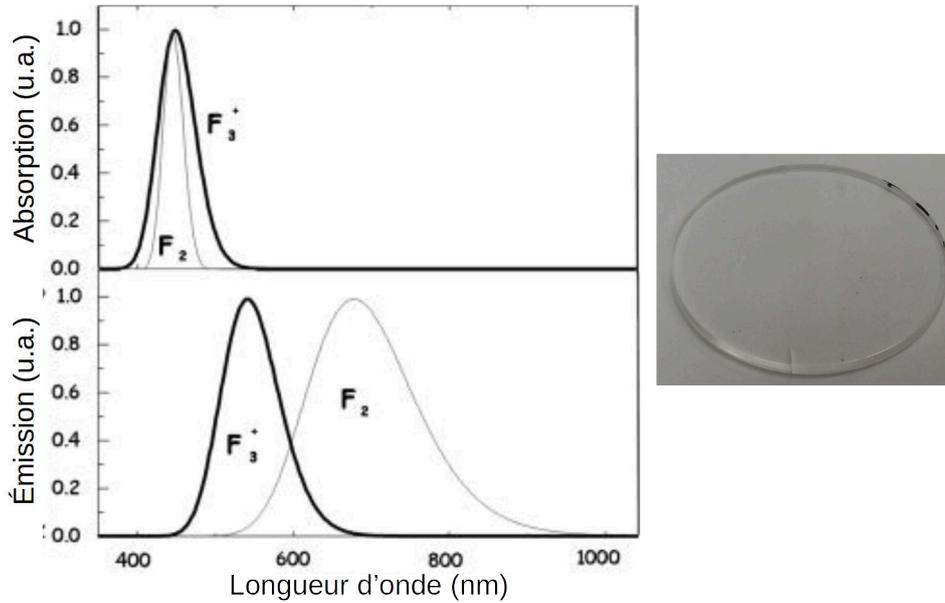


FIGURE 3.19 – Courbes d'absorption et d'émission (fluorescence) des centres colorés F_2 et F_3^+ (extrait de [Bal+05]). L'absorption a lieu dans l'ultraviolet et l'émission dans le visible. Une photographie d'un cristal de LiF (disque transparent de 2 cm de diamètre) est présentée à droite des graphiques.

comblée par un électron. Les centres F_2 et F_3 correspondent à deux ou trois centres F adjacents. Cette stabilité des centres colorés rend le LiF attractif comme détecteur de rayons ionisant mais aussi comme milieu d'amplification optique. Cela a notamment poussé au développement du LiF comme milieu amplificateur pour laser [TT96]. De ce fait la production de LiF s'est développée et des cristaux de bonne qualité sont disponibles à la vente et ne sont que peu onéreux.

L'ensemble des propriétés précédentes couplées avec la disponibilité et le prix du LiF en font un bon candidat comme détecteur à rayonnement ionisant, notamment de rayons X. Un développement de cette utilisation avait déjà été effectué avant le début de cette thèse [Bal+02 ; Bal+05]. Il a permis de mettre en avant divers avantages du LiF comme détecteur pour du rayonnement XUV compris entre 20 et 2000 eV, gamme utile notamment en biologie. Au cours de ce développement, il a notamment été démontré qu'une énergie minimale de ~ 14 eV, correspondant à l'écart entre bande d'énergie, est nécessaire pour créer des centres colorés. Il en résulte que l'exposition d'un cristal à une lumière visible ou d'UV proche n'est pas problématique et ne dégradera pas l'image, contrairement à d'autres détecteurs de type film à rayons X ou IP. Pour détruire les centres colorés, il est nécessaire de chauffer le cristal à environ 400 °C (l'ensemble des centres sont stables jusqu'à ~ 120 °C). Les cristaux sont donc stables et réutilisables.

D'un point de vue résolution, celle du LiF est inférieure au nanomètre. Cela est dû au paramètre de maille de ce cristal, 403,51 pm, qui donne une taille typique de centre coloré de $\sim 0,6$ nm et un écart minimal entre centres de $\sim 0,4$ nm. Du fait de leur taille typique, la concentration en centres colorés peut atteindre les 10^{20} cm $^{-3}$. Cela explique la grande gamme dynamique que possède le LiF, qui est très supérieure à celle d'un film radiochromique. Ces études ont aussi mis en évidence une loi empirique reliant la concentration de centres colorés f à la dose, D , reçu par l'échantillon et au flux auquel cette dose est reçue, $P = d_t D$.

$$f = k\sqrt{D} \left(1 + \log \left(1 + \frac{P}{P_s} \right)^2 \right) \quad (3.11)$$

avec k égal à $7,7 \times 10^{15}$ J $^{-1/2}$ cm $^{-3/2}$, et P_s le seuil du LiF valant 10 mJ.cm $^{-3}$.s $^{-1}$. De cette formule, il apparaît que pour augmenter la concentration de centres colorés, et donc le contraste, il faut soit augmenter la dose totale (en augmentant le temps d'intégration par exemple), soit augmenter le flux du rayonnement incident. Le tout est de pouvoir équilibrer ces deux paramètres. En effet, il ne paraît pas utile de réduire la durée d'impulsion afin d'augmenter le flux si en contrepartie la dose totale diminue trop.

Le flux de rayons X produits lors de l'interaction entre laser picoseconde et solide étant intense, il semble raisonnable de vouloir utiliser de telles sources conjointement au LiF. Cependant, la loi précédente est empirique, et

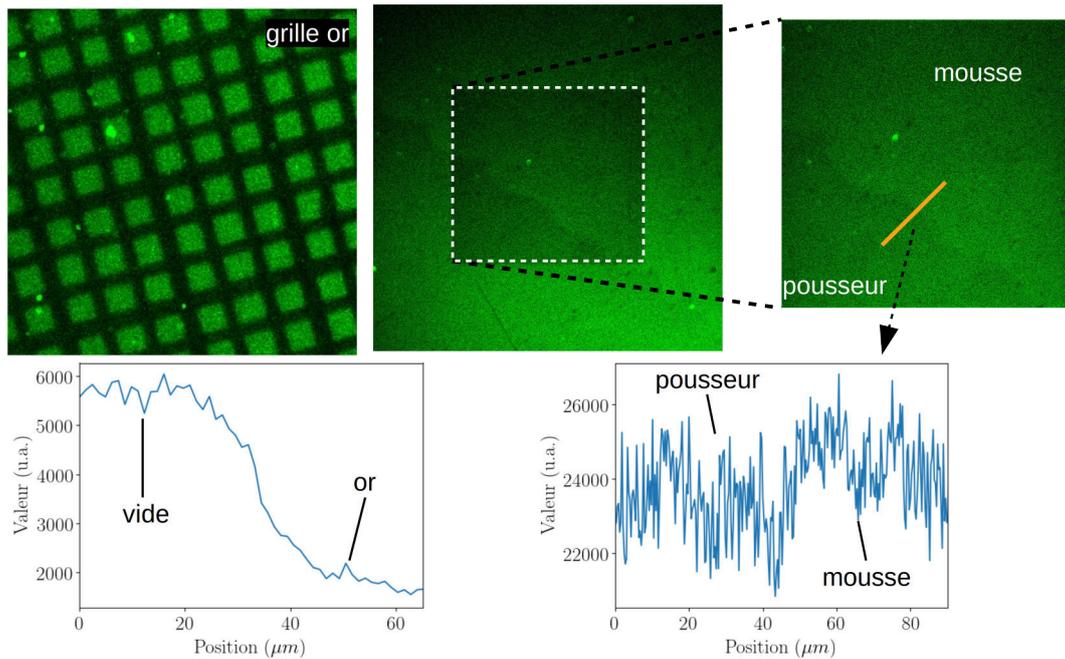


FIGURE 3.20 – Exemple de radiographie X utilisant le LiF obtenue au LULI2000 avec comme source de rayons X un fil de platine (50 μm) et le laser pico2000. A : Radiographie d’une grille d’or 400 lignes par pouce. D : Coupe réalisée sur un barreau de cette grille mettant en évidence le contraste entre vide et or, ainsi que la résolution de ce diagnostic. B et C : Radiographie de cible statique (sans impulsion laser) avec zoom sur l’interface entre le pousseur et la mousse (100 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$). La coupe (E) réalisée sur cette radiographie met en évidence le trop faible contraste entre ces deux éléments. Celui-ci est dû au trop faible niveau de signal présent.

elle a été obtenue hors de la gamme d’énergie que nous utilisons (>4 keV) avec des photons produits par accumulation de tir (certains résultats étant obtenus après une intégration sur 1000 tirs) d’un laser nanoseconde (10 J en 12 ns) sur une cible solide [Bal+05]. Son extrapolation aux expériences lasers que nous réalisons avec des sources picoseconde, restait donc à vérifier.

En résumé, le LiF est un cristal ionique sensible au rayonnement X. Ce rayonnement entraîne la création de centres colorés stables et fluorescents permettant l’obtention de radiographie de haute résolution. La plupart des utilisations de ce détecteur précédant cette thèse employaient du rayonnement faiblement énergétique <2 keV (et une intégration sur de nombreux tirs), ou des rayonnements de très forte intensité dans les gammes d’énergie similaire à celle que nous employons sur le XFEL [Pik+16]. L’ensemble de ces travaux portait sur des objets statiques.

L’un des objectifs initiaux de cette thèse était de développer l’utilisation de ce détecteur pour la réalisation de radiographies d’expériences sur des installations de type laser de puissance. Avant de présenter nos avancées, nous noterons que ce développement n’est pas trivial. En effet, le simple remplacement d’un détecteur plus classique, tel une IP, par un cristal de LiF lors de nos expériences sur le LULI2000 ne nous a pas permis d’obtenir des radiographies de plasma en mouvement. Les seules images de nous avons pu obtenir, par ce procédé simple, correspondent à celles d’objets statiques (grilles ou cibles non choquées). De plus les radiographies des cibles ainsi obtenues ne présentent qu’un faible contraste et une faible intensité (cf. figure 3.20).

Nous allons à présent procéder à la description de nos avancées sur l’utilisation du LiF en tant que détecteur ainsi qu’aux méthodes expérimentales utilisées. Nous pouvons classer nos expériences selon deux grandes thématiques : l’étude de la réponse spectrale du LiF, l’utilisation du LiF en radiographie et l’optimisation de la résolution obtenue. Mais avant cela, nous allons décrire les différentes méthodes de lecture d’un cristal de LiF une fois irradié.

Lecture du LiF

Les centres colorés du LiF étant fluorescents, il suffit de les éclairer avec le bon rayonnement (~ 450 nm) afin qu’ils émettent un signal lumineux et révèlent ainsi une image, qu’il suffit d’enregistrer. Afin de limiter le bruit lié au faisceau d’excitation pouvant être capté par le système d’enregistrement, une filtration spectrale est nécessaire (système optique à miroir dichroïque, à filtre coloré, à prisme...). La principale contrainte lors de la lecture d’un LiF

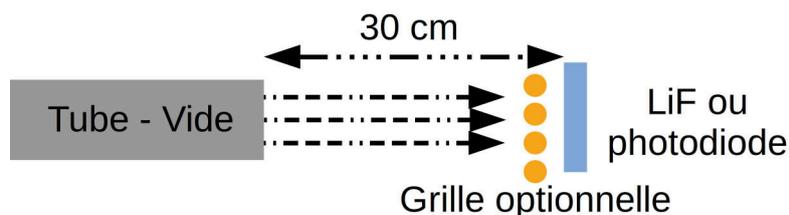


FIGURE 3.21 – Représentation schématique de la configuration de l'expérience menée sur SOLEIL. Un faisceau de rayons X, produit par le synchrotron, est délivré par un tube sous vide. Il se propage dans l'air avant d'atteindre l'un de nos détecteurs (photodiode ou LiF). Une grille peut être positionnée un peu avant le détecteur.

provient de sa résolution spatiale intrinsèque très élevée. Il est en effet nécessaire d'utiliser un système de lecture performant afin de limiter toute dégradation de cette résolution. À cette fin, un simple microscope à fluorescence couplé à une caméra CCD peut être utilisé [Bal+02 ; Bal+05]. Ce système produit des images dont la résolution peut être inférieure au micron. Cependant ce système n'est pas adapté pour nos expériences. Le LiF est transparent aux longueurs d'onde d'excitation et d'émission de ses centres colorés. De ce fait les photons collectés par microscopie peuvent provenir de l'ensemble de la profondeur du cristal. Cela ne pose pas de problème si celui-ci est fin, si le faisceau de rayon X est collimaté et arrive en incidence normale sur le cristal, ou si l'objet à imager est en contact avec le cristal. Dans d'autres cas cela entraîne une réduction de la résolution finale (les zones d'ombre et de lumière étant décalées dans la profondeur du cristal).

Pour l'ensemble de nos expériences nous avons utilisé un microscope confocal à fluorescence (le plus souvent le modèle LEICA-SP8ST-WS). Ces microscopes présentent l'avantage de réaliser des images avec de très faibles profondeurs de champ, celles-ci pouvant être inférieures au micron. De ce fait les images obtenues ne proviennent que d'une couche de LiF de faible épaisseur, le rayonnement provenant du reste du cristal n'ayant que peu d'effet. Ainsi il est possible de s'affranchir des problèmes géométriques évoqués précédemment.

Un autre avantage d'un microscope confocal est la possibilité de réaliser des images en profondeur. Il est ainsi possible de reconstituer la forme 3D d'un faisceau de rayons X le traversant, comme cela a été effectué sur SACLA [Pik+16]. Il est à noter que du fait de l'absorption des rayons X par le LiF, la densité de centre coloré décroît avec la profondeur. De plus la longueur d'atténuation des photons dépendant de leur énergie (elle est globalement plus grande aux énergies plus élevées - cf. figure 3.22 A), la contribution de chaque énergie à la création de centres colorés varie selon la profondeur. En soi, nous pouvons considérer le LiF comme un système auto-filtrant. Les images obtenues en profondeur ont été filtrées par les couches de LiF précédentes et ne comportent pas de contribution du rayonnement X de faible énergie. Par exemple après $\sim 20 \mu\text{m}$ de LiF un rayonnement de 3 keV aura perdu 63 % de son énergie.

Réponse spectrale

La réponse spectrale d'un détecteur correspond au signal qu'il produit en fonction du nombre de photons incidents et de leur énergie. Sa connaissance est primordiale lors du choix et de l'utilisation d'un détecteur. Il est en effet nécessaire d'adapter le détecteur à ce que nous voulons sonder. De manière générale, il est préférable de prendre comme détecteur le plus sensible au rayonnement afin de maximiser le contraste.

Afin d'étudier la réponse spectrale de cristaux de LiF dans la gamme d'énergie photonique que nous avons en expérience, nous avons procédé à une expérience de calibration sur le synchrotron SOLEIL (cette expérience a fait l'objet d'une publication [Mab+19a]). Contrairement aux rayons X produits lors de l'interaction laser-plasma, qui présentent une partie large bande due au bremsstrahlung, le rayonnement d'un synchrotron après sélection est quasi mono-énergétique. Cette propriété est nécessaire afin d'effectuer une étude précise en énergie. L'un des inconvénients d'une source X produite par synchrotron est son faible flux de photons en comparaison aux sources produites par laser. Cela est néanmoins compensé par la possibilité d'intégrer le rayonnement sur des temps plus longs que lors d'une expérience laser. Notre contrôle du temps d'exposition, à l'aide d'un obturateur, et la stabilité du flux de photons nous permet une connaissance précise du nombre total de photons atteignant notre détecteur.

Un schéma du dispositif expérimental est présenté figure 3.21. Celui-ci est relativement simple. Un rayonnement synchrotron est délivré via un tube sous vide. Il se propage dans l'air sur une distance d'environ 30 cm avant d'atteindre l'un de nos détecteurs (photodiode ou LiF). Quelques centimètres avant le détecteur, nous avons la possibilité de mettre une grille. Nous noterons que la propagation du faisceau synchrotron dans l'air n'est pas optimale car le faisceau s'y trouve absorbé. Cela est particulièrement vrai pour des rayons X de basse énergie, ainsi

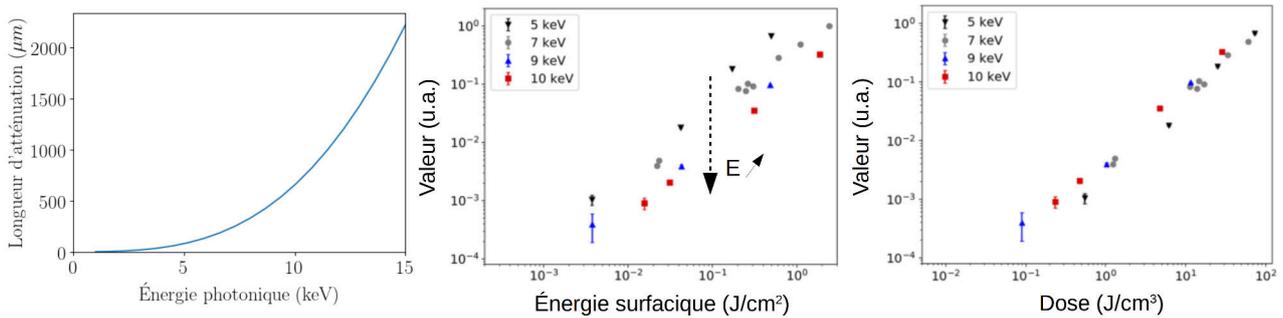


FIGURE 3.22 – A : Longueur d’atténuation (libre parcourt moyen des photons) du LiF en fonction de l’énergie des photons. B : Signal obtenu sur le LiF en fonction de l’énergie surfacique reçue pour différente radiation X quasi-monochromatique. Plus l’énergie des photons incidents est élevée moins le signal est fort. C : Signal obtenu sur le LiF en fonction de la dose. Ce signal ne dépend pas de l’énergie des photons.

à 3 keV seul 0,4 % du flux atteint le détecteur contre 7 % à 4 keV et plus de 25 % pour des énergies supérieures à 5 keV. Ce montage n’est donc pas optimal pour travailler aux faibles énergies.

L’expérience de calibration peut être résumée de façon séquentielle. Après le choix de l’énergie des photons (entre 3 et 15 keV), le flux de photons était mesuré à l’aide d’une photodiode calibrée, puis un cristal de LiF était irradié pour différentes durées. Du fait de la petite taille du faisceau, carré de 0,5 mm de côté, comparée au diamètre du LiF, ~ 2 cm, plusieurs zones étaient éclairées avec différents temps de pose. Afin de s’affranchir de tout problème relatif à la qualité possiblement variable des cristaux, nous avons effectué un tir de référence (énergie et temps d’exposition constant) sur l’ensemble des cristaux. Après leur exposition les cristaux étaient scannés à l’aide de microscopes confocaux dont les paramètres (intensité du laser d’excitation, voltage du photomultiplicateur précédant la caméra...) étaient maintenus constant sur l’ensemble des mesures.

Les résultats de cette expérience nous montrent que pour un nombre de photons incidents donné, l’intensité du signal lu sur le LiF diminue lorsque l’énergie des photons augmente. Autrement dit, les images réalisées à partir d’un rayonnement de faible énergie ont plus de signal et sont donc plus nettes (meilleur rapport signal sur bruit). En réalité si nous nous référons à la dose absorbée par le cristal, qui correspond au nombre de photons incidents divisé par le volume d’absorption, nous observons que le signal lu ne dépend pas de l’énergie des photons à une dose donnée. Le volume d’absorption a été déterminé à partir de la surface du faisceau, constante sur l’ensemble de l’expérience, et de la longueur d’atténuation des photons, qui est tabulée [HGD93] mais dont nous avons pu vérifier les valeurs à l’aide d’un balayage en profondeur.

D’un point de vue dépendance en dose, toute énergie de rayons X confondus, le signal final semble avoir une dépendance quasi-linéaire avec ce paramètre. Sur la figure 3.22, nous pouvons constater une dépendance en $D^{1.11}$, où D est la dose. Autrement dit nous ne retrouvons pas la loi empirique (3.11) présentée précédemment, où la dépendance se faisait en $D^{0.5}$. Cela ne peut pas s’expliquer par des variations du flux de dose, car celui-ci était quasi-constant tout du moins pour chaque énergie de photon.

Nous avons plusieurs hypothèses quant à l’origine de cette différence. La première est que la dépendance en la dose change entre le domaine d’étude précédent, de 20 à 2000 eV, et le nôtre, 3 à 15 keV. Cette hypothèse n’est pas forcément satisfaisante car elle n’explique pas la raison de cette différence. De plus l’écart entre les deux domaines d’énergie est faible, ce qui paraît suspect. Une seconde hypothèse porte sur l’objet réel de leur loi empirique. En effet, cette loi porte sur les centres F et non sur l’ensemble des centres colorés (contrairement à la nôtre). Leur distinction entre différents centres colorés est en partie théorique. Cependant, les centres F représentent, selon eux, plus de 95 % des centres colorés. De ce fait, ils amalgament les différents types de centres. Enfin, la différence entre nos résultats et les leurs peut aussi être expliquée par les processus expérimentaux mis en jeu. En effet, ils ne font pas appel à un synchrotron mais une source de rayonnement produite par interaction entre un laser et une cible et ils n’utilisent pas de microscope confocal mais un simple microscope à fluorescence. À cause du premier point, ils disposent d’une source à large bande spectrale pour laquelle la mesure du nombre de photons produits n’est pas forcément précise. De plus il n’est pas possible de remonter à une dose sans de nombreuses hypothèses sur le spectre, bien que la longueur d’atténuation pour les X de faible énergie varie peu. Par ailleurs l’utilisation d’un microscope simple entraîne une intégration du signal sur l’épaisseur du LiF, cela pourrait permettre de s’affranchir des différences de longueur d’atténuation. Cependant, ils utilisent des films de LiF d’une épaisseur pouvant être inférieure au micromètre. Dès lors, l’absorption totale des photons par le LiF permettant de s’affranchir

Installation	Type	Énergie surfacique de la $k\text{-}\alpha$ ($\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$)	Dose correspondante à 5 keV ($\text{J}\cdot\text{cm}^{-3}$)
SACLA	XFEL	10^4	10^6
LCLS	XFEL	10^4	10^6
NIF-ARC	laser	5×10^{-3}	6×10^{-1}
LMJ-PETAL	laser	10^{-3}	10^{-1}
OMEGA EP	laser	10^{-3}	10^{-1}
LULI- PICO2000	laser	5×10^{-5}	6×10^{-3}
LFEX	laser	5×10^{-4}	6×10^{-2}

TABLE 3.3 – Estimation des énergies et doses délivrées sur différentes installations. Les doses sont calculées en supposant que l'énergie surfacique délivrée correspond à un rayonnement de 5 keV (bien que ce ne soit pas le cas). Il est à noter que le rayonnement produit par le LULI est en limite de détection. Ce tableau est repris et adapté de [Mab+19a].

de la longueur d'atténuation est discutable.

Avec cette étude nous avons pu montrer que le signal restitué par le LiF dépend de la dose qu'il reçoit. Il n'y a pas de dépendance réelle en énergie si ce n'est à travers la dose et la longueur d'atténuation des photons. Si nous nous fions aux estimations de l'énergie $K\text{-}\alpha$ totale par unité de surface délivrée par différentes installations (voir tableau 3.3) nous pouvons voir que les installations de type XFEL sont les plus adaptées à l'utilisation du LiF. Les autres installations de type laser de puissance devraient aussi permettre d'obtenir des résultats bien que ceux-ci risquent d'être en limite basse de détection du détecteur.

Étant donnée notre utilisation d'un confocal, il est préférable de faire appel à un rayonnement de faible énergie photonique. En effet celui-ci est absorbé sur une plus petite épaisseur de LiF maximisant ainsi la densité de centre coloré et donc le signal mesurable par le confocal.

LiF, radiographie et résolution

Nous avons déjà évoqué le fait que les centres colorés du LiF ont une taille nanométrique. Cela nous donne une idée de la résolution limite de ce détecteur, mais pouvons-nous réellement l'atteindre ? Cette question, ou plutôt celle de la résolution intrinsèque du détecteur, est primordiale pour les expérimentateurs. Sa réponse influencera directement le choix du diagnostic, des éléments le constituant ainsi que sa géométrie.

Habituellement la résolution du détecteur n'est pas le facteur limitant des expériences que nous réalisons sur laser de puissance. En radiographie par projection avec une IP, la taille de la source de rayons X se révèle être le facteur limitant. Si nous nous référons au chapitre sur la radiographie par projection, nous nous rendons compte que le plus petit objet résolu dépendra avant tout de la taille de la source et de la géométrie du diagnostic. En soit si le détecteur à une résolution intrinsèque de l_r , le plus petit objet résolu fera :

$$\frac{y_0}{y_i} l_r + \left(1 - \frac{y_0}{y_i}\right) l_s \quad (3.12)$$

en reprenant les notations précédentes (figure 3.16a). Dans nos cas, la source est plus grande que la résolution du LiF. Autrement dit la résolution du détecteur n'aura de réelle importance que lorsque l'objet est proche de lui ($y_0/y_i \rightarrow 1$), dans le cas contraire ce sera la taille de la source, l_s , qui sera restrictive.

Afin de pouvoir étudier la résolution intrinsèque du détecteur, il est donc nécessaire de soit coller l'objet à imager au détecteur, soit d'utiliser un rayonnement collimaté. Lors de notre développement du LiF, nous avons fait appel aux deux méthodes. Nous avons fortement rapproché l'objet du cristal avec des sources étendues (LULI2000, LFEX) et utilisons des objets plus éloignés du cristal conjointement à des sources collimatées (SOLEIL, SACLA).

Ces expériences ne nous ont pas permis d'obtenir des résolutions nanométriques. Par contre nous avons pu obtenir des résolutions micrométriques sur des champs de vision pouvant atteindre la taille du cristal (2 cm de diamètre). Même si ça ne correspond pas au maximum théorique, cela représente une nette amélioration comparée aux détecteurs classiques (IP, CCD X). Pour être plus précis la résolution maximale, que nous avons mesurée sur l'ensemble de nos expériences, était de $0,8 \mu\text{m}$. Elle a été obtenue lors d'une expérience sur SACLA. Nous pouvons aussi reporter des résolutions d'environ $1,26 \mu\text{m}$ sur SOLEIL [Mab+19a] et de $2,7 \mu\text{m}$ sur LULI2000 et sur LFEX. Dans le cas de ces deux dernières installations l'objet étudié, une grille, se trouvait à $2,5 \text{ mm}$ du LiF, distance correspondant à l'épaisseur du système d'accroche du cristal. Nous pouvons noter qu'aux vues des distances

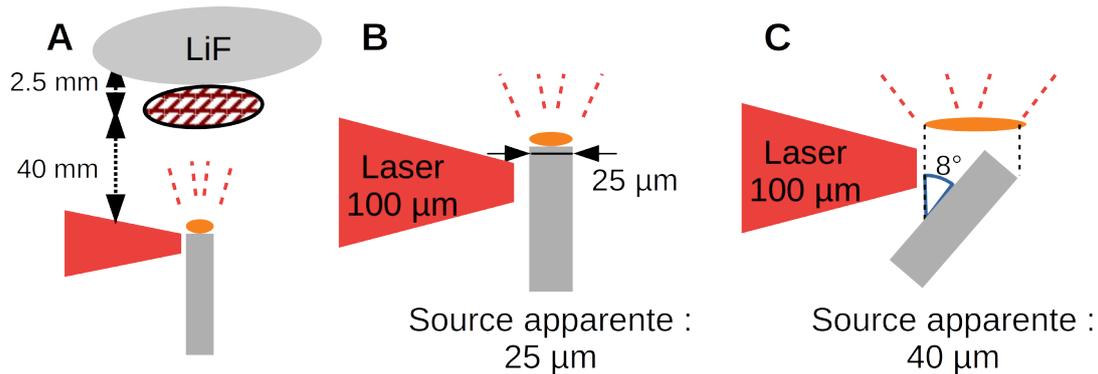


FIGURE 3.23 – A : Schéma expérimental du montage de radiographie sur LFEX. La distance entre fil et grille est de 40 mm, celle entre grille et LiF de 2,5 mm. La résolution de $2,7 \mu\text{m}$ peut être expliquée par une source apparente de $40 \mu\text{m}$. Celle-ci est incompatible avec la taille du fil (B), sauf s'il y a un angle entre celui-ci et le laser (C) (8° suffisent).

prises en jeu lors de ces expériences (~ 4 cm entre source et grille, et 2,5 mm entre grille et LiF) cette résolution est en partie liée à la taille de la source et donc au système optique. En effet, sous l'hypothèse d'une résolution purement géométrique cela correspondrait à une source de $\sim 40 \mu\text{m}$, ce qui se rapproche du diamètre de fil, $25 \mu\text{m}$. Au vu de la taille de la tâche focale du laser picoseconde, $\sim 100 \mu\text{m}$, cela correspondrait à un angle de $\sim 20^\circ$ entre laser et normal à l'axe du fil. En effet du point de vue du détecteur, dont la ligne de vue est perpendiculaire à l'axe du laser, l'intersection entre laser et fil incliné aura alors la bonne dimension ($\sim 40 \mu\text{m}$). En réalité un angle de 8° suffit pour expliquer une telle dimension, si nous aussi tenons compte du diamètre du fil (voir figure 3.23). La perte de résolution sur SOLEIL peut quant à elle être due à la légère divergence du faisceau. Il est bien entendu évident que d'autres phénomènes sont à prendre en compte.

De manière générale, plusieurs points peuvent être néfastes à la résolution obtenue avec ce détecteur. Certains sont purement techniques, d'autres sont liés à la physique du LiF. D'un point de vue technique, si nous considérons que le LiF dispose effectivement d'une résolution nanométrique, alors le système de lecture du cristal n'est pas adapté à cette résolution. En effet, un microscope confocal permet une résolution spatiale latérale de l'ordre de $0,2 \mu\text{m}$ voir légèrement moins. L'utilisation d'appareils ayant une plus grande résolution seraient nécessaires. Baldacchini décrit, dans [Bal+02], la possibilité d'utiliser des microscopes à force atomique (résolution pouvant atteindre l'angström) pour lire le LiF. En effet il n'est pas possible d'utiliser de la lumière visible pour obtenir des résolutions de l'ordre du nanomètre à cause des phénomènes de diffraction (tâche d'Airy).

D'un point de vue physique, l'interaction de rayons X avec le LiF entraîne la création d'une cascade secondaire d'électrons (voir figure 3.24). Ceux-ci auront tendance à s'étaler autour du point d'interaction et peuvent entraîner la création de centres colorés (ce sont des particules ionisantes). D'après [Pik+16], cette cascade aurait une dimension de l'ordre de $0,6 \mu\text{m}$ sur un XFEL (SACLA) pour une énergie de 10 keV. Cette valeur se rapproche fortement des $0,8 \mu\text{m}$ que nous avons mesuré sur notre expérience SACLA, le rayonnement utilisé y était de 7 keV. La dimension de cette cascade électronique devrait théoriquement dépendre de l'énergie des photons incidents. Cela pourrait entre autres expliquer les résolutions observées sur les expériences lasers, où le spectre de rayon X comporte une composante à haute énergie (bremsstrahlung).

Afin de vérifier cette propriété, nous avons effectué des tests de résolution sur le synchrotron SOLEIL. Une grille était placée à 25 mm du cristal et des radiographies étaient effectuées à différentes énergies. Malgré de légères fluctuations de la résolution en fonction de l'énergie (avec un minimum à $1,19 \pm 0,04 \mu\text{m}$ et un maximum à $1,36 \pm 0,05 \mu\text{m}$) nous n'avons pas pu obtenir de réelle conclusion de cette expérience. En effet sur nos cinq points expérimentaux la résolution semble se détériorer lorsque l'énergie des photons augmente à l'exception de la plus haute énergie (12 keV) présentant la meilleure résolution. Nous en avons conclu que la variation de la taille de la cascade secondaire était négligeable aux énergies employées. La différence pouvant être constatée entre nos mesures, $1,36 \pm 0,05 \mu\text{m}$ à 10 keV, et les $0,6 \mu\text{m}$ évoqués précédemment peut être due à la légère divergence du faisceau du synchrotron, ainsi qu'à son possible mouvement au cours du temps. En effet, si la stabilité angulaire du faisceau n'est pas parfaite le mouvement résultant sera intégré au cours du temps ajoutant ainsi un flou à l'image. Ce phénomène n'aura pas lieu sur une expérience à tir unique (une impulsion de SACLA dure environ 10 fs).

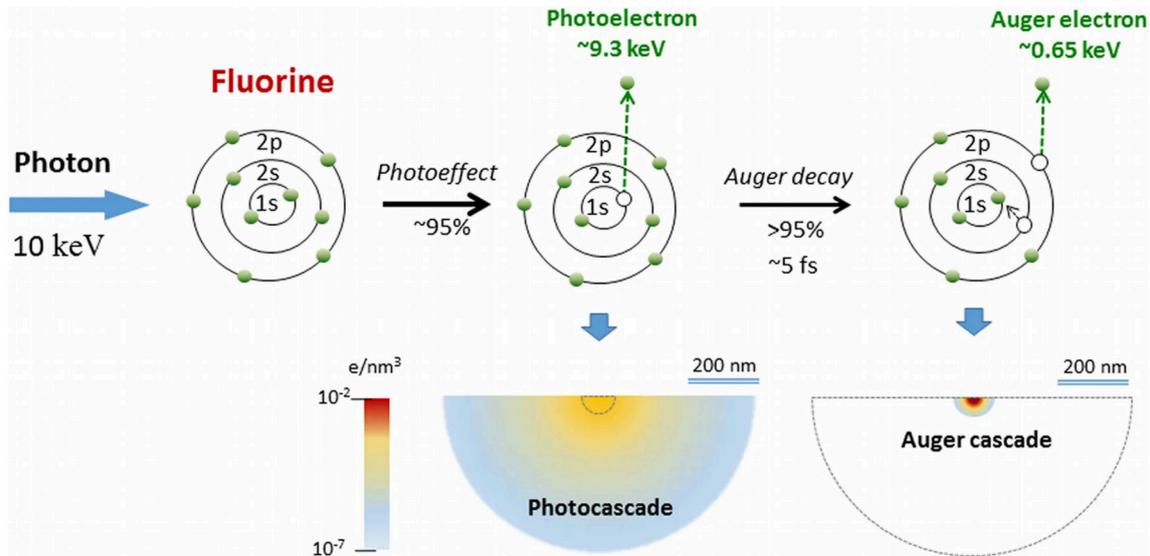


FIGURE 3.24 – Représentation de l'effet de cascade électronique pouvant apparaître au sein du LiF. Cette cascade peut entraîner une perte de résolution estimée à $\sim 0,6 \mu\text{m}$ sur SACLA. Figure extraite de [Pik+16].

Enfin, nous souhaiterions évoquer un dernier phénomène physique entraînant la détérioration de la résolution des radiographies : la diffusion des rayons X. Ce phénomène, que nous avons déjà évoqué, n'est en rien lié au LiF, mais nous ne l'avons constaté que sur des expériences employant ce détecteur. En effet, la dégradation produite est souvent trop faible pour pouvoir être observée avec d'autres détecteurs. Nos résultats les plus marquants à ce sujet ont été obtenus sur LFEX. Lors de cette expérience des tests de résolution utilisant une grille en or comme objet furent effectués. Des rayons, produits lors de l'interaction entre le laser LFEX et un fil de titane, passaient tour à tour au travers de la grille et d'un filtre (feuilles de plastique et de titane) avant de marquer le LiF. La résolution de l'image résultante était l'un des objets de cette étude. Selon la position du filtre relativement au LiF, la résolution variait. Nous avons obtenu une résolution maximale pour un filtre collé au cristal et une fortement détériorée quand le filtre était collé à la grille. Autrement dit pour une configuration source-objet-détecteur fixé la résolution variait en fonction de la position du filtre, dont l'aspect uniforme n'aurait dû influencer que l'intensité finale et non la résolution.

À titre d'exemple, dans l'une des configurations de l'expériences, une grille en or, présentant 400 lignes par pouce, était placée à 37 mm du fil métallique servant de source X et à 2,5 mm du LiF. Des filtres à rayons X recouvrant partiellement la grille étaient fixés soit au niveau de la grille, soit directement sur le cristal. Les radiographies obtenues et leurs coupes, présentées sur la figure 3.25, révèlent d'une part une perte de résolution au travers des filtres, d'autre part une augmentation de cette perte avec la distance entre LiF et filtre. Ainsi dans cet exemple, la résolution passe de $2,7 \mu\text{m}$ en l'absence de filtre à $9,3 \mu\text{m}$ pour un filtre proche et $15,4 \mu\text{m}$ pour un filtre éloigné. La dégradation supplémentaire due à la distance au filtre correspond à un angle de $0,14^\circ$.

L'une des seules pistes permettant d'expliquer cette dégradation de résolution augmentant avec la distance entre filtre et détecteur est la déviation du faisceau de rayons X au passage du filtre. Cette déviation ne peut pas être uniforme sur l'ensemble du faisceau comme lors de phénomène de réfraction, car l'image obtenue n'était pas décalée mais était dégradée. Le faisceau de rayons X ressort du filtre avec un angle d'ouverture différent de celui d'entrée qui a pour conséquence la dégradation de la résolution avec la distance. Il est possible que ce phénomène s'apparente à de la diffusion des rayons X aux petits angles, aussi connu sous le nom de *small-angle X-ray scattering* (SAXS) [GK82 ; FS87]. Cela est d'autant plus probable que la longueur d'onde des rayons X que nous utilisons ($0,27 \text{ nm}$) se rapproche de la distance inter-atomique des filtres utilisés.

Autres problèmes du LiF

Jusqu'à présent nous avons présenté de nombreuses qualités du LiF ainsi que certaines limitations. Nous pourrions résumer les points précédents ainsi. Le LiF présente une grande résolution spatiale limitée à l'échelle microscopique par un phénomène de cascade électronique. Cependant bénéficier de cette résolution intrinsèque peut se révéler difficile notamment à cause de la géométrie des diagnostics, de la taille des sources, et des effets de diffusion des rayons X. Par ailleurs le LiF présente une grande gamme dynamique mais nécessite un rayonnement suffisamment énergétique ce qui peut être problématique sur une installation laser telle que LULI2000.

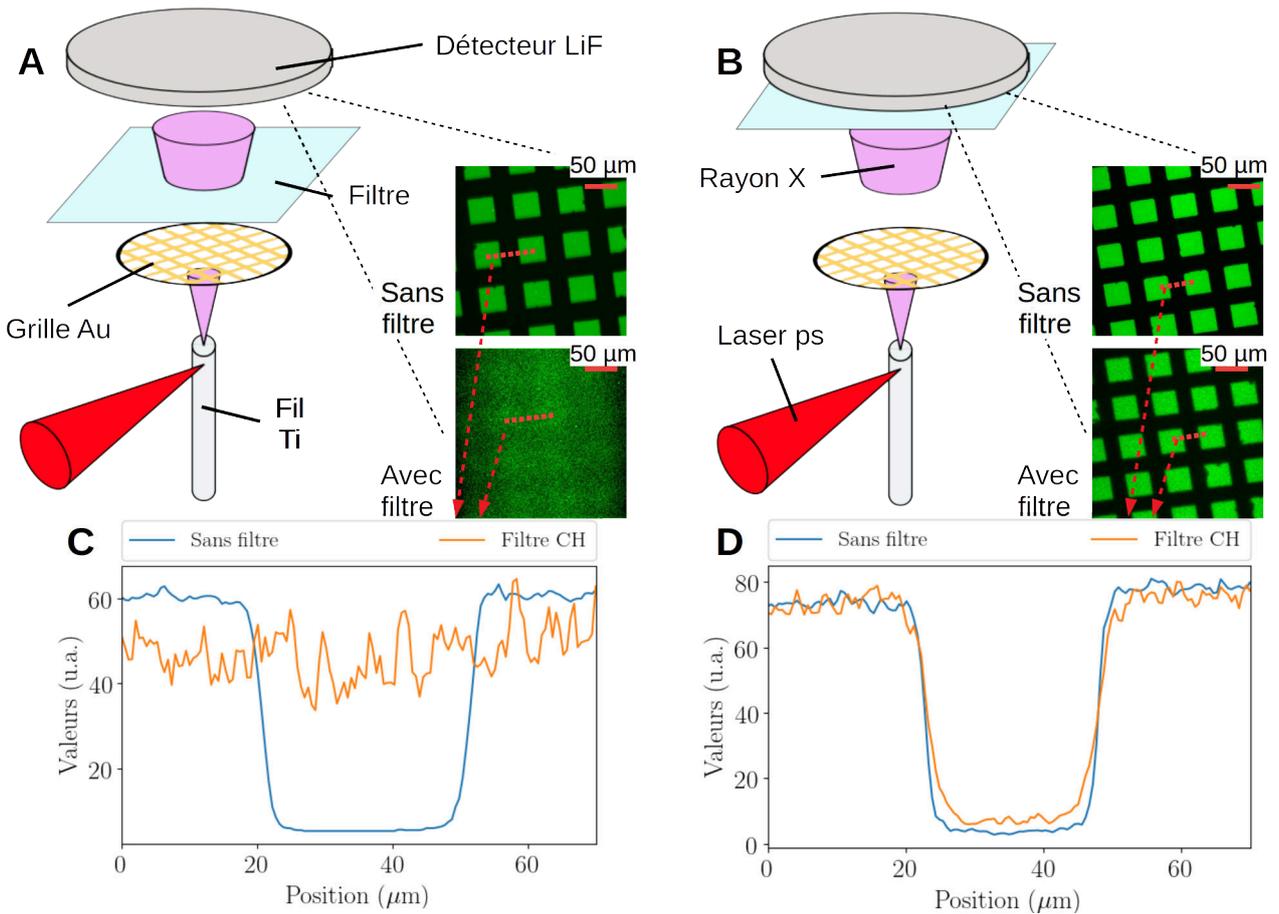


FIGURE 3.25 – Schéma de l’expérience réalisée sur LFEX. Un fil métallique interagit avec un laser picoseconde et produit un rayonnement X. Celui-ci sert, conjointement au détecteur à rayons X (un cristal de LiF), à imager une grille d’or (600 lignes par pouce). Selon la position d’un filtre plastique la résolution de la radiographie variait. Elle était fortement dégradée pour le filtre éloigné du détecteur, en sortie de grille (A), et maximal lorsque le filtre était accolé au détecteur (B). Cela est dû à la diffusion des rayons X à leur passage au travers du filtre. C et D : Coupe de radiographie autour d’un fil. La présence de filtre entraîne une dégradation de la résolution. Cette dégradation est plus importante dans le cas d’un filtre éloigné (C).

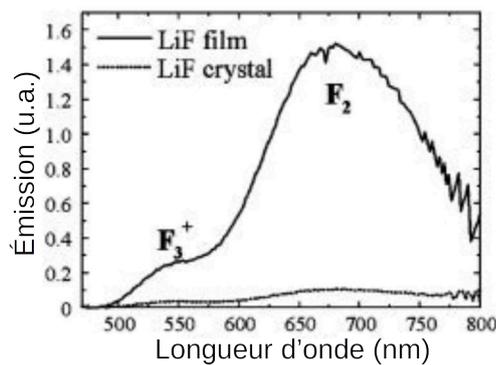


FIGURE 3.26 – Courbe d'émission de différents LiF ayant été soumis à une même radiation X. Les cristaux polycristallins forment plus de centres colorés que les monocristaux, d'où une plus grande émission lumineuse. Graphique extrait de [Bal+05].

Une solution simple peut permettre de remédier aux deux limitations évoquées. Il suffirait de rapprocher le cristal le plus possible de l'objet à étudier (sur une installation laser). Cela nous confronte à deux nouveaux problèmes. Le premier porte sur la résistance du cristal. S'il se trouve trop près d'une cible traversée par une onde de choc, il peut être impacté. Cela nuit à l'état de surface du cristal mais ne devrait changer en rien l'image stockée en profondeur. En réalité les plans de fractures du cristal (plan cristallin) sont fluorescents. De ce fait ils ajoutent un bruit indésirable aux images obtenues. Par contre leurs formes géométriques ne laissent en rien douter de leur nature.

Un second point plus troublant est lié à la capacité d'effacer le cristal. En effet s'il se trouve trop proche de la cible ou s'il est soumis à un rayonnement trop fort, sa température risque d'augmenter. Si elle dépasse les 400 °C le cristal sera effacé. Nous avons pu constater ce phénomène en expérience, notamment au LULI2000. En effet nous y avons obtenu des cristaux vides d'image sur lors de tirs avec le faisceau nanoseconde. Il est donc nécessaire d'éloigner suffisamment les cristaux de la cible à étudier.

En conclusion, les cristaux de LiF sont plus adaptés à être utilisés sur des installations de type XFEL, telles que SACLA, LCLS ou EUXFEL, où l'intensité du faisceau de rayons X et sa collimation permet un bon éloignement entre cristal et cible. Par la suite nous présenterons, dans une partie dédiée à la turbulence, des résultats expérimentaux obtenus sur SACLA à l'aide du LiF. À eux seuls, ils illustreront tout l'intérêt de ce détecteur lorsqu'il est utilisé conjointement à un XFEL.

Perspective de développement Le développement du LiF en tant que détecteur reste, bien entendu, inachevé. Ici, nous allons présenter quelques axes de développement possibles, pour permettre l'utilisation du détecteur sur une installation laser, qui nous semblent intéressants.

Si nous nous fions à [Bal+05], la densité de centres colorés du LiF dépend du flux de dose. Cette propriété pourrait être utilisée en changeant la durée d'impulsion du laser picoseconde créant la source de rayons X. Une réduction de cette durée n'entraîne qu'une faible variation d'énergie (sur LULI2000, il est possible de passer d'une impulsion de 10 ps à une impulsion de 1 ps en ne divisant l'énergie que par un facteur 1,14). En conséquence, le nombre de photons X produits ne variera que peu alors que le flux de ces photons sera fortement augmenté. Le signal sur le LiF devrait donc être plus élevé.

Par ailleurs, d'après le même article, la sensibilité du LiF change selon sa maille cristalline. Selon leur mesure, un polycristal produirait un signal dix fois plus élevé qu'un monocristal (voir figure 3.26). Leur polycristal est créé par dépôt de LiF sur un substrat de silicone ou de verre par évaporation thermique. Par ailleurs les films de LiF ainsi produit peuvent couvrir de grandes surfaces.

Ces deux méthodes pourraient permettre d'utiliser le LiF sur des installations du même type que le LULI2000 sans avoir de problème lié au nombre de photons disponibles. Par contre, elles ne résolvent en rien la question du chauffage du cristal si celui-ci est trop près des cibles non pas à cause d'un trop faible signal mais pour bénéficier de la résolution.

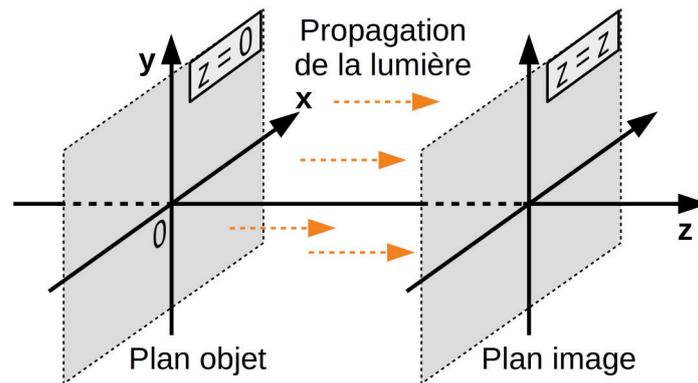


FIGURE 3.27 – Représentation schématique des coordonnées relatives au processus de propagation d'une onde lumineuse.

3.3.3.4 Diagnostic X novateur - le contraste de phase

Jusqu'à présent nous avons décrit des procédés optiques ne se basant que sur l'absorption des rayons X par la matière et sur de l'optique géométrique. Cela ne représente qu'une partie des propriétés exploitables de la lumière. Il est aussi possible d'utiliser les propriétés ondulatoires de la lumière de la même façon qu'en optique classique. De manière générale, l'ensemble des techniques d'imagerie par rayons X faisant appel à la phase de la lumière sont qualifiées d'imagerie X à contraste de phase. L'ensemble de ces systèmes se base sur la mise en évidence des changements de phase de la lumière lorsqu'elle passe au travers d'un échantillon. En optique classique les systèmes d'interférométrie rentrent dans cette catégorie. Bien entendu les variations de phase ne changent en rien le principe d'absorption du rayonnement. Autrement dit ces effets sont complémentaires. Dans cette partie nous nous concentrerons sur les effets dus à la phase, nous ferons donc abstraction des phénomènes d'absorption.

D'un point de vue physique, la lumière est une onde électromagnétique pouvant interagir avec la matière, notamment avec les électrons liés aux atomes. De ce fait le milieu de propagation a une influence sur la lumière, l'indice de réfraction du milieu, n , en étant un indicateur. Sa partie imaginaire, $\Im(n)$, correspond au phénomène d'absorption de la lumière ($\Im(n)k$ correspond à l'inverse de la longueur d'atténuation d'un rayonnement de nombre d'onde, k). Sa partie réelle quant à elle correspond aux variations de la phase de l'onde. Dans le cas d'un milieu d'indice optique uniforme, elle correspond aux processus de réfraction d'optique géométrique. Nous pouvons remarquer que cette partie réelle est le plus souvent $\lesssim 1$ pour un rayonnement X de quelques kiloélectronvolts, ce qui implique une vitesse de phase supérieure à la célérité de la lumière. Par ailleurs cette valeur implique que les rayons lumineux seront éloignés de la normale au passage d'une interface entre vide et matériau, en opposition aux phénomènes de réfractons d'optique visible. En présence d'un milieu d'indice inhomogène la phase peut être calculée en intégrant $k\Re(n)$ le long du chemin optique ($\Re(n)$ étant la partie réelle de n).

La lumière traversant un milieu optique, dans notre cas un plasma, transporte donc deux informations : son intensité et sa phase. Les techniques de contraste de phase mettent en évidence ces variations de phase non observables autrement. Nous allons maintenant présenter deux de ces systèmes que nous avons étudiés et utilisés de façon succincte lors de cette thèse.

Contraste de phase par propagation

Le système le plus simple à mettre en place de par l'absence d'optique utilisée est un système se basant entièrement sur la propagation de la lumière. Habituellement, c'est de ce système dont il est question lorsque l'on parle d'imagerie, ou de radiographie, par contraste de phase en HDE. Il consiste simplement en la propagation d'une onde lumineuse cohérente spatialement après son passage au travers d'un échantillon d'étude. Si un détecteur est placé à une distance intermédiaire de l'objet à imager alors l'image résultante présentera des figures d'interférence. Par distance intermédiaire nous entendons la région de champ proche radiatif, distance à laquelle l'approximation de diffraction de Fresnel est applicable. Cela revient à une distance, D , appartenant à l'intervalle : $\left[0.62\sqrt{a^3/\lambda}, 2a^2/\lambda\right]$, avec λ la longueur d'onde de la lumière et a la dimension de l'objet à mettre en évidence. En considérant que la taille typique des objets que nous étudions est de l'ordre de la dizaine de microns (longueur d'onde de modulation) cela revient à une distance comprise entre le millimètre et le mètre.

Dans cette configuration l'image résultante sera une image d'absorption présentant des franges de Fresnel. Il

serait possible de déterminer l'image obtenue à partir de la connaissance de l'onde lumineuse juste après son passage au travers de l'échantillon et de la formule de diffraction de Fresnel (voir figure 3.27) :

$$E(x, y, z) = \frac{-ie^{ikz}}{\lambda z} \iint E(x', y', 0) e^{ik[(x-x')^2 + (y-y')^2]/2z} dx' dy' \quad (3.13)$$

avec $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde et z l'axe orthogonal et ayant pour origine le plan de l'objet. Dans cette configuration les franges ne dépendent pas directement de la phase de l'onde mais plutôt de sa dérivée seconde. Cela revient à mettre en évidence les gradients d'indice et donc les interfaces entre milieux d'indices différents.

Les seules contraintes pour obtenir des images de contraste de phase par propagation sont la cohérence spatiale du faisceau incident et la résolution du détecteur. Le premier point peut être obtenu par l'utilisation d'une source éloignée, d'une source ponctuelle ou d'une source créée par XFEL ou synchrotron. De manière générale, ces sources sont difficilement réalisables en expérience laser. Il est en effet difficile d'éloigner les points focaux des lasers nano et picoseconde de plusieurs centimètres sur des installations telles que le LULI2000 non conçues pour cela. Par ailleurs la réduction drastique de la taille de la source passerait par l'utilisation d'une plaque trouée (trou de diaphragme ou *pinhole*) avec un trou de taille inférieure au micron. La taille de la source doit en effet être petite devant $\lambda D/2a$ pour avoir une cohérence spatiale supérieure à a . Nous noterons néanmoins que le rayonnement bêtatron possède une grande cohérence spatiale [Ta+04; Fer+18] et pourrait donc être utilisé comme source de rayonnement X pour des diagnostics de contraste de phase. Ce rayonnement est produit par l'oscillation des électrons énergétiques formés lors de l'accélération laser-plasma (*wakefield acceleration*), notamment dans le régime de la bulle. Nous n'avons cependant pas utilisé ce procédé à cause des difficultés techniques de sa mise en place, alignement potentiellement difficile avec le reste du diagnostic (un laser ultra intense sur un jet de gaz étant une source bêtatron classique). Nous nous sommes concentrés sur d'autres sources de rayons X dont nous avons une plus grande maîtrise et auxquelles nous avons accès (XFEL, laser picoseconde sur fil), afin de développer notre savoir-faire sur le contraste de phase. Nous envisageons néanmoins l'utilisation de source bêtatron comme développement futur.

La seconde contrainte porte sur la résolution du détecteur. Il faut que celle-ci soit suffisante pour pouvoir observer les franges d'interférence dues au contraste de phase. Dans le cas d'un faisceau XFEL collimaté, seule réelle solution (dont nous disposons) pour la cohérence spatiale, le grandissement est de 1, il est donc nécessaire d'avoir des détecteurs possédant une résolution spatiale microscopique. Les IPs ne peuvent donc pas être utilisées, par contre le LIF convient parfaitement à cet usage. Nous noterons qu'il est possible de focaliser le XFEL à l'aide d'optiques dédiées en béryllium [Sei+14], cela permet d'avoir un faisceau cohérent et divergent qui rend possible la réalisation de radiographie avec un grandissement supérieur à 1 présentant du contraste de phase [Sch+15].

Lors de notre expérience sur SACLA, nous avons produit des images de radiographie comportant du contraste de phase (cf. figure 3.28). La distance entre cible et détecteur était de 10 cm et appartenait donc à l'intervalle où un tel phénomène pouvait apparaître. Sur des images grilles d'or nous avons pu mesurer des figures d'interférence pouvant atteindre le troisième ordre d'une taille typique de 0,8 μm . Sur les images de plasma en développement les figures d'interférence présentaient des tailles variables toujours inférieures à 2 μm (<1 μm après 40 ns). De manière générale, ces figures d'interférence sont plus marquées au niveau des forts gradients d'indice optique. Il paraît donc normal qu'elles soient plus prononcées aux temps courts qu'aux temps longs, où un lissage des gradients de densité (et une diffusion partielle du dopant, brome) s'est effectué.

Un point d'intérêt supplémentaire de cette technique est la dépendance en la distance de la figure d'interférence. En réalisant de multiples images d'un même objet en plaçant des détecteurs à différentes distances il est possible de reconstituer une carte de phase et d'absorption à la sortie de l'échantillon. Ces cartes combinées contiennent l'ensemble de l'information sur la projection de l'indice optique du milieu d'étude. Cela peut permettre, sous certaines hypothèses, la reconstruction tridimensionnelle du milieu par technique de tomographie ou d'holotomographie [Clo+99] (si l'on considère l'utilisation de plusieurs images). La seule difficulté réside en la réalisation de multiples radiographies d'un seul plasma en faisant varier la distance du détecteur. En temps normal l'objet étudié est statique et peut donc faire l'objet d'une étude approfondie. Ce n'est pas le cas pour nos systèmes éphémères.

Il nous semble donc intéressant d'essayer de réaliser l'ensemble de ces radiographies en même temps. Pour cela nous pourrions utiliser plusieurs cristaux de LiF placés les uns à la suite des autres selon des distances prédéfinies (utilisation d'un rail par exemple). Si les cristaux sont suffisamment fins pour le rayonnement employé, à savoir si la somme de leur épaisseur est inférieure à la distance d'atténuation, ils marqueront le signal tout en le laissant passer (faible atténuation). Il serait donc possible de réaliser de multiples radiographies à différentes distances tout en conservant un même angle. Cela permettrait après post-traitement de réaliser un tomographe du

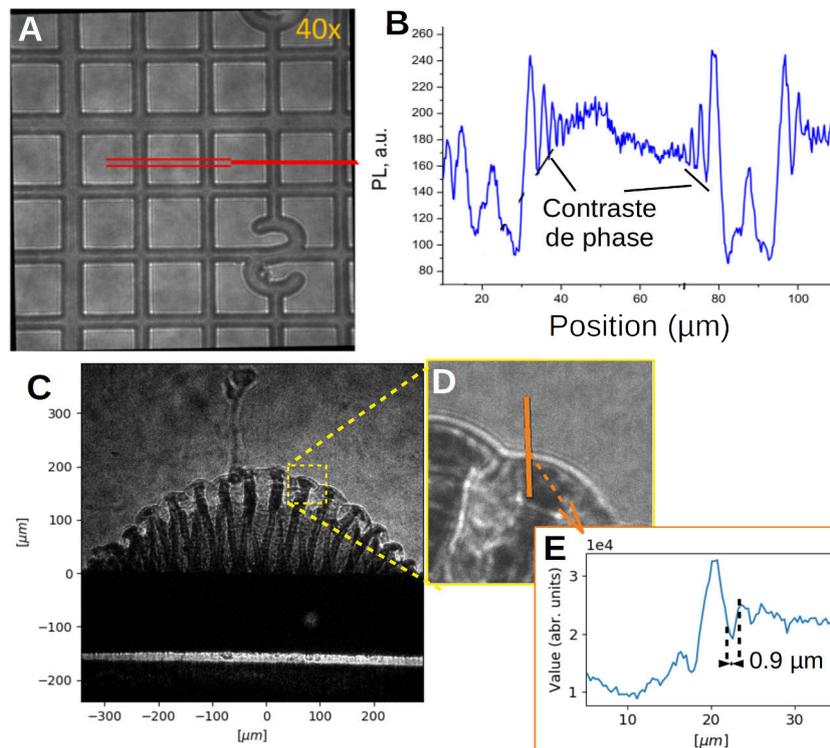


FIGURE 3.28 – Images de radiographie obtenues lors d’une expérience sur SACLA avec un LiF. A : radiographie d’une grille d’or présentant un contraste de phase dû à la propagation du faisceau. B : Coupe de la radiographie précédente mettant en évidence ce contraste de phase (oscillation de part et d’autre de l’interface). C : Radiographie d’une cible IRT 40 ns après tir laser. Cette radiographie présente des figures de contraste de phase, comme illustré par le zoom (D). Coupe réalisée au niveau de l’interface entre pousseur et mousse présentant du contraste de phase.

plasma étudié, sans avoir une connaissance fine de la distance entre échantillon et détecteur (la distance entre chaque cristaux suffisant).

Cette méthode n'est encore qu'au stade de la conjecture. Nous ne l'avons pas testée, ni même conçue. Tout un travail serait nécessaire pour déterminer les distances et épaisseurs à mettre en œuvre. Il serait aussi nécessaire de développer un post-traitement adapté. Cependant tout porte à croire que cette technique peut fonctionner sur des installations de type XFEL. Les techniques d'holotomographie ayant déjà été développées il y a plus de vingt ans et nos résultats de contraste de phase sur SACLA vont dans cette direction. Le développement de cette technique pourrait fortement impacter le domaine de la HDE qui bénéficierait fortement de reconstruction tridimensionnelle du plasma en mouvement (en particulier pour les études de procédés dynamiques complexes telles que les instabilités).

Contraste de phase par réseau de diffraction

D'autres systèmes de contraste de phase, plus complexes à mettre en place en raison de l'utilisation d'optiques spécifiques, existent. Au cours de cette thèse nous avons testé un système utilisant des réseaux de diffraction, système aussi connu sous le nom d'interférométrie de Talbot (ou Talbot-Lau) [Mom+06 ; Pfe+06 ; Pfe+08].

Ce système se base sur l'effet Talbot, selon lequel la lumière suite à son passage au travers d'un objet périodique, de type réseau de diffraction, recréera à intervalle régulier l'amplitude complexe liée à la transmission de cet objet. Autrement dit l'image obtenue en sortie d'un réseau de diffraction se retrouve aussi à différentes distances de celui-ci. Cette distance aussi connue sous le nom de distance de Talbot, z_T , s'exprime comme :

$$z_t = \frac{ma^2}{\lambda} \quad (3.14)$$

avec λ la longueur d'onde de la lumière, a le pas du réseau et m un entier ou un demi-entier. Si m est un demi-entier les variations de phase, dues au réseau, deviennent visibles (elles impactent directement l'intensité). Ce dernier phénomène est appelé auto-imagerie (*self-imaging*).

Si un objet est placé juste avant le réseau, le changement de phase qu'il induit, si nous ne considérons que son influence sur la phase, entraînera une déformation de la figure d'auto-imagerie. Cette variation dépendra des gradients de phase en sortie de l'objet ainsi que de la distance entre image et réseau, $z : z\lambda\partial_x\phi$. Cela se traduit par une déformation des franges d'interférence. Comme ces franges ont un pas similaire à celui du réseau, autrement dit un pas micrométrique, des détecteurs de haute résolution sont nécessaires (le LiF pourrait être utilisé dans cette configuration). Afin de s'affranchir des contraintes sur ce détecteur un second réseau de pas proche de celui du premier est placé dans le plan d'auto-imagerie. Si ce détecteur est placé avec un léger angle (rotation propre tout en restant parallèle au premier réseau), le léger décalage entre frange et réseau entraînera la création d'un moiré dont les franges ont un espacement typique bien plus large que le pas du réseau. Il devient alors possible de les enregistrer à l'aide de détecteur de rayons X plus classique et donc d'observer leur déformation lors de l'ajout d'objet d'étude (variation de la phase dû à l'objet).

À partir de cette méthode il devient possible de retrouver les variations de phase en sortie d'objet et par extension cela représente une mesure de l'indice optique (ou tout du moins de sa partie réelle). En théorie cela peut permettre d'obtenir les données nécessaires à la construction d'un tomographe.

La seule contrainte est l'utilisation d'une source cohérente qui, comme nous l'avons déjà vu, représente une difficulté en HDE par laser (sauf sur un XFEL). Une solution permettant l'utilisation de source non cohérente a été développée. Elle consiste en l'ajout d'un troisième réseau. Ce dernier s'il est placé après la source (entre la source et l'objet) permet d'ajouter une cohérence spatiale au rayonnement produit par la source. Il devient alors théoriquement possible d'utiliser l'interféromètre Talbot-Lau sur n'importe quelle installation.

Lors d'une expérience sur le LULI2000 nous avons pu utiliser un interféromètre de Talbot-Lau [Val+18], afin d'en tester le fonctionnement (voir figure 3.29). Nous allons à présent reporter les résultats obtenus ainsi que les problèmes et limitations que nous avons constatés.

Nos tests consistaient en l'obtention d'images d'objets statiques (grilles, cibles) à l'aide d'un interféromètre de Talbot-Lau utilisé conjointement avec une source picoseconde (fil de cuivre de 25 μm et pico2000) et une IP. Des résultats typiques de cette expérience sont présentés sur la figure 3.29. Lors des huit tirs consacrés au Talbot-Lau (dont un de cible en mouvement), nous avons pu obtenir des franges d'interférence mais pas de variation des franges réellement suffisante pour pouvoir observer l'objet d'étude (mise à part la grille).

D'une manière générale nous avons pu constater les problèmes suivants qui nous amènent à considérer l'optimisation du Talbot-Lau comme un problème à part entière nécessitant un développement conséquent ne pouvant

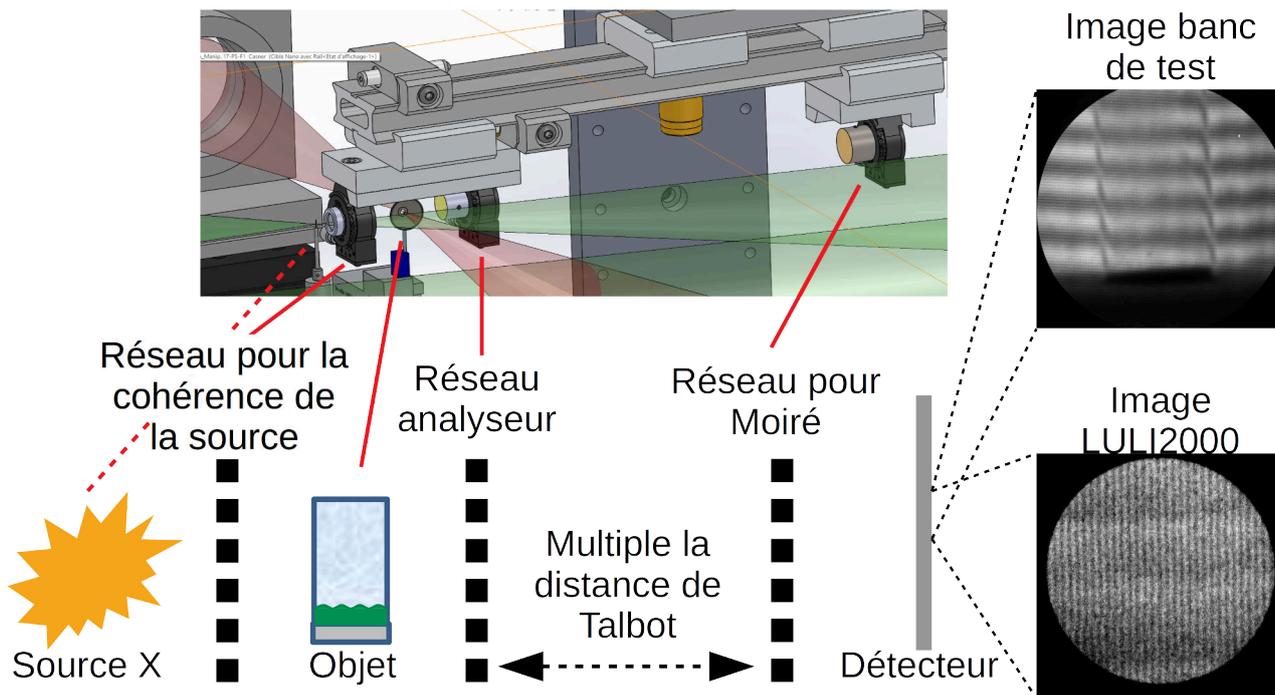


FIGURE 3.29 – Représentation schématique d'un interféromètre de Talbot-Lau. Cet interféromètre est composé de trois réseaux servant à : donner une cohérence à la source de rayon X, faire une interférométrie, créer une figure de Moiré. Bien que cet interféromètre permet d'obtenir des images de nos cibles sur banc de test, les images obtenues au LULI2000 ne sont pas de qualité suffisante pour permettre une analyse.

faire partie de cette thèse (pour des raisons de temps). D'un point de vue utilisation sur installation laser, le Talbot-Lau présente trois problèmes majeurs (certains sont partagés avec d'autres détecteurs). Le premier est relatif au nombre de photons produits par l'installation. Il doit être suffisant pour marquer le détecteur, hors l'ajout de trois réseaux entraînent une chute drastique du nombre de photons atteignant le détecteur. Un deuxième problème porte sur le champ de vision du détecteur. Le moiré étant contraint à la surface du dernier réseau, sa taille détermine le champ de vision disponible. Pour un grandissement γ donné, le champ de vision aura pour diamètre D/γ avec D le diamètre du dernier réseau. Un réseau de quelques dizaines de centimètre de diamètre serait nécessaire à nos applications. Un dernier problème est la capacité de ce diagnostic à survivre aux tirs laser. En effet la cible à étudier se trouve entre les deux premiers réseaux et donc relativement proche d'eux. La possible projection de matériel, éjecté de la cible lors d'un tir, peut résulter en la destruction partielle (impacts) ou totale des réseaux rendant ainsi ce diagnostic à usage unique.

Par ailleurs nous pouvons noter que l'alignement du diagnostic est long, car il nécessite une grande précision. De plus les réseaux sont onéreux, comme de nombreuses optiques pour rayons X. Pour l'ensemble de ces raisons nous ne pensons pas que l'interféromètre de Talbot-Lau puisse être utilisé facilement en l'état lors d'expérience sur des installations laser de puissance. Nous signalerons qu'un développement récent de ce diagnostic effectué sur OMEGA EP a permis d'observer un plasma d'ablation sur un champ de vue de $120 \mu\text{m}$. Un travail de développement conséquent est encore nécessaire. Par contre, il pourrait être utilisé plus facilement sur des XFEL (il nécessiterait moins de réseaux et le dernier réseau ne nécessiterait pas d'être aussi grand). Il devrait notamment être possible d'utiliser la configuration la plus basique du Talbot-Lau sur un XFEL en utilisant un cristal de LiF comme détecteur. En effet, de part la cohérence spatiale d'un XFEL, le premier réseau devient inutile. Par ailleurs la résolution spatiale du LiF devrait pouvoir rendre le dernier réseau inutile. Le Talbot-Lau consisterait alors simplement en un réseau et un cristal de LiF placé à la bonne distance de celui-ci.

3.4 Des codes de simulations pour préparer et interpréter

Dans les sections précédentes de ce chapitre nous avons parlé d'expérience, de lasers, de cibles et de diagnostics. Mais une expérience ne serait pas complète sans l'interprétation de ses résultats. Cette dernière étape n'est pas chose aisée en HDE. Le faible nombre de tirs, rendant une approche statistique impossible, ainsi que les limites des observations, qu'elles soient dues à la précision des diagnostics ou à l'obtention d'un seul cliché radiographique par tir, rendent cette tâche hasardeuse. C'est pourquoi il est nécessaire de compléter l'approche expérimentale par une approche soit numérique soit théorique. Dans notre cas, nous employons une approche numérique, la théorie étant limitée lorsque l'IRT atteint un régime non linéaire. De surcroît, simuler une expérience permet de la préparer et de choisir l'ensemble des paramètres la constituant (conception et prévision de l'expérience par la simulation).

Dans cette partie nous allons présenter les différents codes de simulation que nous avons utilisés au cours de cette thèse : le code MULTI et le code FLASH. Pour chaque code, nous expliquerons les principaux choix que nous avons fait pour paramétrer nos simulations. Et nous exposerons l'apport des simulations réalisées aux expériences.

3.4.1 Le code MULTI

Le code *MULTI*group radiation transport in *MULTI*layer foil, ou plus simplement MULTI, est un code de simulation unidimensionnelle développé par le Max Planck Institut für Quantenoptik à Garching (Allemagne) [RSM98]. C'est un code d'hydrodynamique lagrangienne explicite avec rayonnement (traité de façon implicite). Il inclut l'interaction entre laser et matière (pour les régimes nanosecondes) et autorise l'utilisation de tables d'équations d'état et d'opacité. Une description plus complète du code et des modifications effectuées au LULI peut être trouvée dans la thèse de T. Vinci [Vin06].

D'un point de vue hydrodynamique les équations résolues par MULTI sont de type mono-fluide à deux températures. Le temps d'échange d'impulsion entre électron et ion doit donc être négligeable devant celui d'énergie. Le code étant lagrangien, il suit le mouvement des cellules liées au fluide, permettant leur déformation mais sans flux de matière à leurs interfaces. De ce fait, il permet un bon suivi des interfaces entre fluides, utile pour l'étude d'instabilités (bien que cette étude soit limitée par le caractère 1D du code), mais empêche tout mélange par diffusion, et donc tout mélange (simulation unidimensionnelle). L'absence de diffusion peut être problématique pour la simulation des instabilités hydrodynamiques, dont elle peut changer la croissance.

Du point de vue rayonnement, il intègre l'équation de transfert du rayonnement sur l'ensemble de l'espace, il travaille par groupe d'énergie, inclus des tables d'opacités et prend en compte les facteurs géométriques (pour rendre compte de certains aspects de l'anisotropie du rayonnement). De ce fait, le transport de rayonnement est correctement pris en compte dans la limite de l'aspect monodimensionnel des simulations. Dans certains cas extrêmes [Mic19] il est surestimé, il faudrait alors un code 1,5D (notamment pour les fuites latérales). Par ailleurs, la prise en compte du rayonnement étant optionnelle, il est possible de voir l'influence du rayonnement sur les simulations.

De notre point de vue, ce code présente de nombreux avantages. Les simulations sont rapides (de l'ordre de l'heure pour les plus complexes). Tous les matériaux de nos expériences peuvent y être représentés. Le rayonnement y est pris en compte. Et plus important ce code est disponible, utilisé et comparé aux expériences depuis des années au LULI. Fort de cette expertise, une connaissance empirique des paramètres à utiliser existe au sein du laboratoire. En particulier, il est nécessaire de réduire l'énergie laser d'environ 30 % pour obtenir des résultats comparables aux expériences (l'absorption laser dans les simulations n'est pas parfaite et sur le LULI2000 la mesure de l'énergie ne s'effectue pas au niveau de la tâche focale mais avant l'entrée dans l'enceinte, il y a des pertes - transmission des optiques imparfaite, diffractions...).

Par contre, l'aspect monodimensionnel est un désavantage majeur. En effet, le développement d'IRT y est impossible. Cependant, le mouvement et la décélération de l'interface instable est simple à étudier. Il en va de même pour le choc. Ces informations peuvent être comparées aux expériences ainsi qu'à d'autres codes (en particulier FLASH) afin d'en contrôler les résultats.

D'un point de vue paramètres, nous avons utilisé ceux qui correspondent aux expériences à l'exception de l'intensité du laser, que nous avons réduite. Nous pouvons aussi noter que faute de posséder l'équation d'état du plastique bromé nous avons utilisé celle du polystyrène avec la densité standard du plastique bromé (cela est aussi vrai pour la mousse). Par ailleurs lorsque disponible nous avons utilisé des valeurs tabulées hors équilibre thermodynamique pour les opacités.

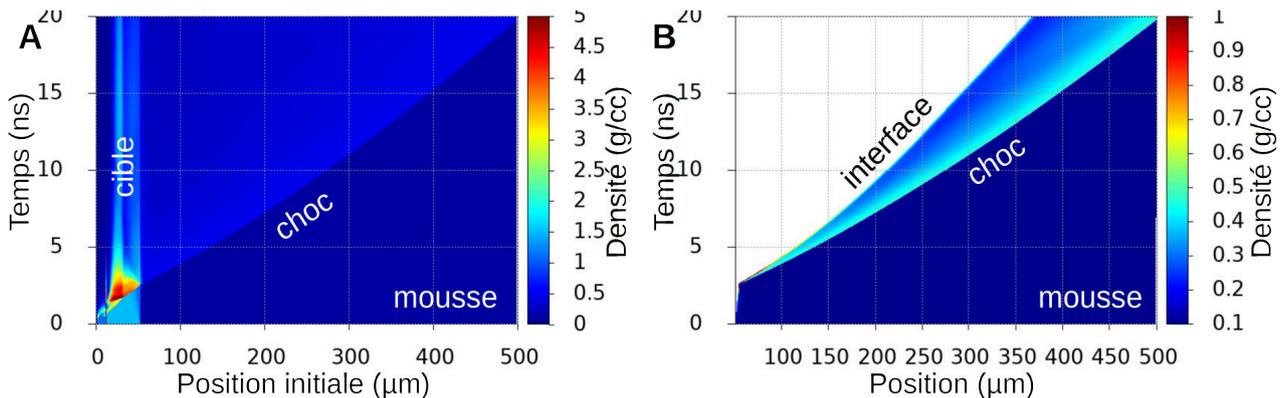


FIGURE 3.30 – Simulation MULTI de l'ensemble d'une cible dans une configuration LULI2000. A : Évolution de la densité de la cible en fonction du temps et de la position initiale des matériaux. B : Évolution de la densité de mousse et de sa position en fonction du temps. Sur cette simulation la décélération du choc ainsi que celle de l'interface entre mousse et pousseur est clairement visible.

Ces simulations nous ont permis de déterminer les épaisseurs des différentes couches de nos cibles et ont fourni des points de comparaison avec les simulations FLASH. Nous reviendrons sur cet aspect lorsque nous parlerons des simulations FLASH plus en détail. En particulier c'est grâce aux simulations MULTI que nous avons pu déterminer : la profondeur d'ablation de notre ablateur, l'épaisseur d'or nécessaire pour empêcher le passage du rayonnement du plasma de couronne, l'épaisseur minimale du pousseur pour que l'ensemble des ondes de choc se rattrapent en son sein.

La figure 3.30, montrant l'évolution spatio-temporelle au sein d'une cible avec mousse, illustre les différents points évoqués précédemment. Comme décrit dans la partie 3.2.2.1, le pousseur est ablaté sur environ 7 μm et doit donc être plus épais. Une épaisseur de pousseur de plus de 25 μm est nécessaire pour que les chocs se rattrapent dans le pousseur.

Afin de déterminer l'épaisseur du bouclier d'or il est nécessaire de se concentrer sur les couches qui le suivent (contrairement aux autres paramètres où l'observation de la couche en question suffit). En particulier la température électronique atteinte dans le milieu extérieur avant l'arrivée de l'onde de choc doit rester constante. Afin de limiter un préchauffage pouvant atteindre 1 eV dans le cas le plus extrême (en présence de gaz), il est nécessaire d'utiliser une couche d'or d'un micron. Cela permet de bloquer effectivement le rayonnement compris entre 0 et 4 keV qui est responsable de ce préchauffage, selon les simulations MULTI.

Le code MULTI, nous a donc permis de préparer nos expériences laser et simulations FLASH. De par son aspect monodimensionnel, il n'est d'aucune réelle utilité lors de l'étude des instabilités, mais il reste important comme première approche pour déterminer vitesse d'interface, de choc et autres paramètres physiques (densité, température...) de par sa vitesse d'exécution.

3.4.2 Le code FLASH

Afin de pouvoir étudier numériquement les instabilités hydrodynamiques, il est nécessaire de pouvoir réaliser des simulations multidimensionnelles. C'est à cet effet que nous avons principalement utilisé le code FLASH lors de cette thèse. Du fait de la plus faible expérience d'utilisation de ce code au sein du LULI (en comparaison à MULTI), il a été nécessaire de recourir à de nombreux essais durant lesquels nous changions les paramètres de simulations afin de pouvoir recréer de façon satisfaisante les expériences. Ici nous allons présenter le code et les paramètres finaux que nous avons conservés ainsi que les raisons du choix de ces paramètres.

3.4.2.1 Qu'est-ce que FLASH ?

FLASH, ou en l'occurrence FLASH4 (les versions 4.2.2 et 4.5 ont été utilisées), est un code de simulation développé par le FLASH Center de l'université de Chicago (États-Unis) [Fry+00 ; Dub+14]. Ce code est un code d'hydrodynamique multidimensionnel parallélisé conçu à l'origine pour des simulations astrophysiques, notamment les explosions de supernovæ. Il permet donc de traiter ondes de chocs et plasmas. Dans ses versions plus récentes,

il a été modifié pour permettre le dépôt d'énergie par laser, dans le but de simuler des expériences de HDE, et même certains phénomènes nucléaires. FLASH est donc un code fortement modulaire présentant plusieurs dizaines de milliers de lignes de code (essentiellement en fortran90). Il est donc évident que la plupart des modules ne nous intéressent pas, par exemple ceux de gravitation. De plus la compréhension et la modification de ce code nécessitent un investissement conséquent. Nous ne nous sommes pas attelés à cette tâche.

Pour ce qui nous intéresse le code FLASH4 est un code hydrodynamique ou **magnétohydrodynamique (MHD)**, selon les modules, eulérien. Il permet la mise en place de simulations bi- ou tridimensionnelles sur des grilles adaptatives (*adaptive mesh refinement (AMR)*), ou fixes. La matière y est traitée comme un fluide à trois températures (électronique, ionique et radiative), dont les équations d'états et les opacités peuvent être tabulées. Le transport du rayonnement est traité dans l'approximation de la diffusion multi-groupes. De plus un module de dépôt d'énergie du laser par tracé de rayons est disponible.

Avant d'entrer plus en détails dans le contenu de nos simulations FLASH, il nous paraît intéressant de relever les conséquences directes des caractéristiques de FLASH évoquées ci-dessus.

Puisque c'est un code eulérien, il ne suit pas les mouvements du fluide. Les cellules numériques sont fixes spatialement et le fluide traverse les frontières des cellules. Il y a donc des flux de matière entre cellules et la diffusion devient possible (il s'agit ici d'une diffusion numérique qui n'est donc pas relié au processus physique de diffusion intermoléculaire). Cet aspect, plutôt réaliste, entraîne un problème majeur lors des simulations. La diffusion ainsi que l'ensemble des vitesses se retrouvent surestimées. En effet, une cellule représente le "quantum" spatial des simulations. De ce fait toute quantité, (matière, impulsion...) pénétrant par un bord de la cellule, instantanément l'occupe entièrement (bien que des limiteurs de flux soient utilisés). Ainsi si une onde de choc devait à peine pénétrer dans une cellule au cours d'un pas de temps, alors elle l'occupera entièrement et pourra atteindre la cellule suivante au pas de temps suivant. Il est donc nécessaire de bien adapter la taille des cellules, de plus petites cellules limitent cet effet. Il est aussi nécessaire de bien contrôler la durée du pas de temps car les flux entre cellules n'ont lieu qu'avec des cellules adjacentes (une onde de choc ne peut donc pas se déplacer de plusieurs cellules en un seul pas de temps), sans quoi le schéma numérique deviendrait instable. Ce dernier point est géré automatiquement à l'aide de la condition de convergence de **Courant-Friedrichs-Lewy (CFL)** ainsi que du limiteur de flux.

L'aspect multidimensionnel du code permet la simulation des instabilités. Par ailleurs, les modules MHD permettent l'ajout d'un champ magnétique extérieur afin d'en observer l'influence sur les instabilités. Nous pouvons aussi noter que l'utilisation d'un maillage adaptatif permet de diminuer la taille des simulations et donc d'accélérer l'exécution, qui prend malgré tout une durée moyenne d'une à deux semaines (voir un mois) dans notre cas (pour des simulations comportant un maximum de 1048576 cellules, exécutées sur près de 83000 pas de temps, effectué sur la machine du LULI 32 cœurs).

L'aspect fluide à trois températures repose sur des hypothèses similaires à celles présentées pour MULTI, à savoir un temps d'échange d'impulsion négligeable entre électrons et ions. La partie radiative n'est là qu'en rapport aux aspects radiatifs des simulations.

Les principales différences physiques entre les deux codes reposent sur leur traitement de du rayonnement et du laser. Tout comme MULTI, FLASH traite le transport du rayonnement selon une approche multi-groupe, cependant l'approximation de la diffusion y est utilisée. Par ailleurs l'émission du rayonnement du plasma suit la loi de Kirchhoff (corps gris), il n'y a pas de physique atomique (spectre de raies) à proprement parler tout comme dans MULTI (toute la physique atomique et les raies, prises en compte, doivent être dans les tables d'opacité qui sont généralement à l'équilibre thermodynamique local. MULTI permet aussi l'utilisation de tables hors équilibre thermodynamique local.). Autrement dit le rayonnement ne se propage que de proche en proche, sa vitesse de propagation se retrouve donc sous-estimée (au vu de la taille des cellules, des pas de temps et de l'épaisseur optique des milieux concernés). Le laser quant à lui est traité par lancé de rayon et absorption au sein des cellules. Cela pourrait servir de bonne approximation, cependant l'ensemble de l'énergie restante du rayon (l'énergie du rayon est absorbée au cours de sa propagation et de ses déviations - réfraction -) se trouve déposée lorsque le rayon atteint une cellule ayant la densité critique (densité électronique au-dessus de laquelle le laser ne peut pas se propager). Cela entraîne une déposition d'énergie abrupte sur une unique cellule et non la réflexion du laser comme cela devrait être. Il en résulte une trop grande absorption de l'énergie laser, ainsi qu'un mauvais positionnement (géométrie) de cette absorption.

3.4.2.2 Contraintes et paramètres de simulation

Nous venons de présenter les principales caractéristiques de FLASH ainsi que leurs conséquences sur les résultats attendus des simulations. Nous allons à présent rentrer plus en détails dans les paramètres de nos simulations et expliquer la raison de nos choix (voir figure 3.31).

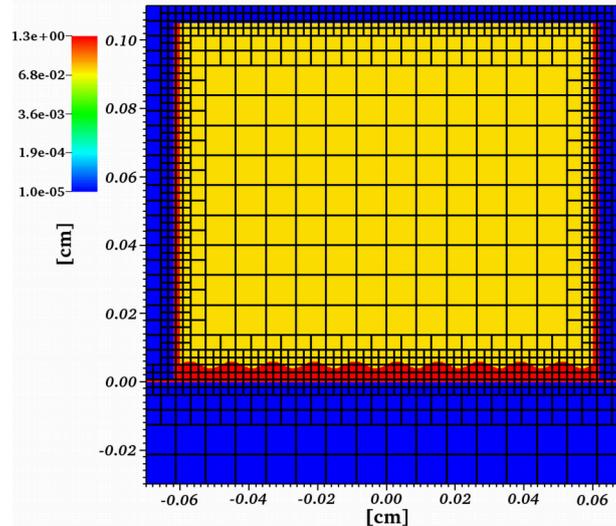


FIGURE 3.31 – Exemple de conditions initiales utilisées dans des simulations FLASH. Une carte 2D de densité y est représentée en fausses couleurs. La grille en noir correspond à la grille AMR de simulation. La simulation est effectuée en coordonnées cartésiennes, elle comporte un ablateur, un pousseur, de la mousse, un tube, et du vide. Il n'y a pas de bouclier en or à cause de la résolution trop faible.

De manière générale l'ensemble de nos paramètres de simulations répondent à des contraintes. La première consiste en la restitution du contenu de nos expériences (cela correspond aussi à un objectif). À cela s'ajoute des contraintes liées purement aux simulations. De façon idéale, il suffirait de donner au code la composition de nos cibles, leur géométrie et les caractéristiques du laser afin de pouvoir simuler correctement une expérience. Bien entendu, il faudrait aussi préciser les processus physiques à prendre en compte, "tous" n'étant pas une option au vu des ressources informatiques que cela impliquerait. Cela est d'autant plus vrai que de nombreux phénomènes physiques pris en compte par FLASH ne nous intéressent pas, la gravité étant l'un d'eux. Malheureusement cette méthode idéale nous est impossible, sans compter qu'elle ne fournirait pas des résultats comparables aux expériences. La raison de cette impossibilité, qui est soit dit en passant la contrainte la plus drastique, est la puissance de calcul limitée mise à notre disposition. Au LULI nous disposons d'un serveur de calcul de 32 cœurs et de 193 Go de mémoire vive (RAM) au total. La disponibilité de ce serveur et sa facilité d'accès le rendent utile pour nos simulations. Par contre ses caractéristiques limitent fortement la taille possible des simulations et contribue à la longue durée de ces simulations. L'utilisation de serveur de calcul plus importants (supercalculateurs) est plus restreinte. Elle nécessite l'écriture de dossier soumis à sélection pour l'obtention de temps de calcul. Nous avons pu disposer d'un tel serveur (Turing - IDRIS) pour la réalisation d'une simulation, nous reviendrons sur ce point par la suite.

Du fait des limitations liées à nos serveurs de calculs, la taille des simulations doit être fortement réduite ce qui nous empêche de réaliser des simulations 3D. Nous réalisons donc des simulations bidimensionnelles avec une géométrie cartésienne. Cette géométrie est imposée par la modulation du pousseur, qui empêche l'utilisation de coordonnées cylindriques, supposant la symétrie correspondante. De façon à limiter les ressources informatiques nécessaires et d'accélérer la simulation nous avons recours à un maillage adaptatif dénommé PARAMESH4dev. Celui-ci permet un raffinement, subdivision, de la grille au niveau des forts gradients des quantités prédéfinies. Nous pouvons alors limiter le nombre de cellules de la simulation tout en gardant une bonne résolution au niveau des forts gradients. Le seul désavantage est que les points d'intérêt de nos simulations ne se trouvent pas toujours au niveau de ces gradients, bien que ce soit globalement le cas pour l'interface instable par RT.

Selon nos besoins de simulation nous avons alterné entre module d'hydrodynamique et MHD. Ce dernier rend les simulations plus volumineuses et donc plus longues. Mais il permet l'ajout de champ magnétique externe, ce qui est nécessaire pour la préparation d'expériences présentant un champ externe (bobine). Nous précisons que les versions de FLASH utilisées ne présentaient pas de module de création de champ par le plasma tel que l'effet Biermann battery ni de module de MHD non idéale (les effets résistifs y étaient fortement sous-estimés). Une version plus récente, FLASH 4.6.2, inclue ces phénomènes. Le seul intérêt du module MHD porte donc sur ces champs extérieurs, et en leur absence nous privilégions le module hydrodynamique. Dans les deux cas nous utilisons les modules à trois températures résolus par un algorithme de type *unsplit staggered mesh*, présentant les solutions

les plus stables selon la documentation de FLASH [Fla15].

Du point de vue des matériaux, des équations d'état et opacités tabulées étaient utilisées. Ces tables ont été produites avant le début de cette thèse à l'aide de différents codes : SESAME, IONMIX, PROPACEOS. Chacun présente ses propres domaines d'application, par exemple PROPACEOS (code commercial de PRISM computational sciences, Inc.) n'est réellement adapté qu'aux atomes de numéro atomique faible (<20). Nous ne discuterons pas de l'exactitude de ces tables, que nous ne pouvons pas remplacer (mise à part par une équation d'état polytropique sûrement moins exacte). Nous signalerons néanmoins que le traitement de la radiation par un schéma multi-groupe impose l'utilisation des mêmes groupes d'énergie pour l'ensemble des matériaux. Il est donc nécessaire de considérer l'ensemble des matériaux employés avant d'en faire le découpage. Dans nos simulations nous employons 40 groupes compris entre 1 et 15000 eV.

Afin de pouvoir étudier l'évolution des IRT jusqu'à leur phase non-linéaire, il est nécessaire de laisser le système évoluer sur des temps longs et donc sur de grandes distances. Dans nos simulations, nous avons choisi d'inclure environ 1 mm de mousse, cela est plus petit que nos cibles (qui font en moyenne 5 mm de long) mais est suffisant pour atteindre la phase non-linéaire de l'instabilité. Par contre la taille du domaine de simulation ainsi définie est importante. Au vu de nos serveurs de calcul et de la taille du domaine nous ne pouvions pas avoir de cellules de taille inférieure à $0,5 \mu\text{m}$. Cette résolution a été obtenue au prix de temps de calcul important et d'une utilisation de l'ensemble des ressources disponibles et ne peut donc être prise comme standard. Dans tous les cas, cette résolution est insuffisante pour rendre compte de la couche d'or dont l'épaisseur était de $1 \mu\text{m}$. En effet plus de cellules seraient nécessaires pour que l'or puisse avoir un comportement correct face au choc. Nous n'avons donc pas simulé la couche d'or. Nous reviendrons ultérieurement sur les conséquences de ce choix.

Nous pourrions nous demander s'il n'aurait pas été possible de réduire la taille latérale de la simulation non utile au développement des instabilités. Cela aurait pu se faire en jouant sur les conditions aux limites, par exemple en ne gardant qu'une largeur de simulation équivalente à la longueur d'onde de la modulation pré-imposée et en fixant des conditions périodiques aux limites latérales. Cela n'est cependant pas possible à cause du module laser. En effet la tâche focale du laser doit, en coordonnées cartésiennes, se trouver entièrement au sein du domaine de simulation et ce quel que soient les conditions aux limites. Cela nous impose donc une largeur de simulation d'au moins $500 \mu\text{m}$ sur le LULI2000 (largeur à mi-hauteur de la tâche focale). Si nous souhaitons en plus observer les effets de bord de la tâche focale (énergie au-delà de la mi-hauteur de la tâche), il devient nécessaire de considérer une largeur double. Il en va de même si nous souhaitons observer les effets de bord induits par le tube (il n'est pas inclus sur l'ensemble des simulations pour des raisons de ressources informatiques). De manière générale le domaine de simulation était un carré faisant $1,2 \text{ mm}$ de côté. Au minimum quatre espèces étaient présentes dans les simulations : l'ablateur, le pousseur, le milieu extérieur (gaz ou mousse) et le vide. À ceux-ci pouvait s'ajouter le tube et le support de cible (cône) sur certaines simulations visant à vérifier l'effet de ces éléments. Le vide est une espèce obligatoire du fait des contraintes de FLASH et de son aspect eulérien. Il était représenté par de l'hydrogène à une pression de $2,5 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ (soit $10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$), une opacité constante et égale sur l'ensemble des groupes d'énergie, et une équation d'état polytropique de gaz parfait. La pression de ce gaz peut paraître élevée mais elle est nécessaire pour éviter un échec de simulation à cause d'une énergie interne négative suite à sa déplétion par le laser.

D'un point de vue énergie laser, nous avons vu que théoriquement le dépôt d'énergie tel que prévu par FLASH est surestimé. Il semblerait donc normal de réduire la puissance du laser afin de pouvoir obtenir des résultats corrects. Cela se révèle en fait partiellement faux. Pour une géométrie 2D cartésienne, FLASH ne dépose pas son énergie sur une ligne d'épaisseur nulle mais sur une surface. La dimension de cette tâche focale hors plan de simulation ne peut pas être définie et se retrouve égale à une unité, soit 1 cm . Les tâches focales de nos faisceaux étant inférieures au centimètre, il est impératif d'augmenter la puissance du laser fournie à FLASH. À titre d'exemple si nous considérons notre tâche focale comme un disque de rayon $250 \mu\text{m}$, l'aire de notre tâche focale fera $2,5 \text{ mm}^2$ dans FLASH contre $0,20 \text{ mm}^2$ en réalité. Il serait donc nécessaire de multiplier la puissance laser donnée à FLASH par un facteur 13 pour pouvoir obtenir la bonne intensité. Bien entendu, ce facteur varie selon la tâche focale réelle.

Après la prise en compte de l'aspect géométrique du dépôt d'énergie laser, il est nécessaire de revenir sur les problèmes de surestimation du dépôt d'énergie. Faute d'expérience préalable suffisante avec FLASH au sein du LULI, nous ne disposons pas de règle empirique similaire à celle de MULTI sur ce point. Il nous a donc fallu comparer nos simulations aux résultats de nos expériences afin de trouver l'abattement en énergie nécessaire pour restituer correctement nos résultats expérimentaux. Cela peut se faire lors d'une étude *a posteriori* visant à la compréhension des résultats expérimentaux, mais pas *a priori* lors de la préparation de l'expérience. Dans un premier temps, nous avons eu recours à une comparaison entre les vitesses de choc, lors de leur débouché dans le milieu extérieur,

trouvées par MULTI et par FLASH. Cela nous a permis d'effectuer une première réduction de la puissance laser fournie à FLASH afin de préparer les expériences. Après nos premières expériences, nous avons de nouveau procédé à une confrontation des résultats de simulation FLASH, mais cette fois avec les résultats expérimentaux. Cela nous a permis d'affiner la réduction de puissance précédente. Au final une réduction d'intensité laser de $\sim 50\%$ est nécessaire pour pouvoir obtenir des résultats quantitativement comparable à ceux des expériences.

Sauf mention contraire l'ensemble des résultats de simulation que nous présenterons par la suite comporteront cet ajustement. Nous précisons que ces abattements en énergie (sur FLASH et MULTI) sont fait par rapport à l'intensité nominale du laser fournie par l'installation. En réalité, cette intensité n'est pas celle réelle sur cible, mais une mesurée en amont. Il est possible que des pertes s'effectuent entre l'endroit de la mesure et la cible (réflexion sur des dioptres, diffraction / tâche d'Airy au plan focale...). Ces ajustements d'énergie ne sont donc pas uniquement liés à une mauvaise prise en compte des lasers par les codes ou à l'absence de la couche d'or dans les simulations FLASH.

Précédemment nous avons évoqué notre incapacité à simuler la couche d'or du fait de son épaisseur, il est important de se questionner sur l'effet de cette absence. D'un point de vue rayonnement la couche d'or sert à limiter le préchauffage. Son absence devrait donc entraîner l'augmentation de la température du milieu extérieur avant même l'arrivée de l'onde de choc. Mais l'approximation de la diffusion utilisée dans ce code limite fortement cet effet. Il en résulte l'absence de préchauffage au sein de la mousse, ou un léger préchauffage qui n'apparaît que sur deux cellules, au-delà ($>3\ \mu\text{m}$) le préchauffage est inférieur à quelques kelvins ($\sim 2\ \text{K}$ après $10\ \mu\text{m}$ de mousse). Pour un milieu extérieur gazeux, le préchauffage constaté est plus important il avoisine les $1\ \text{eV}$ sur l'ensemble du gaz, cela pourra avoir une incidence sur la dynamique de la simulation.

D'un point de vue dynamique la couche d'or entraîne l'apparition de chocs multiples qui se recombinent au sein du pousseur créant un choc possédant une vitesse supérieure. Cependant cela ne fait que contrebalancer la baisse de vitesse de choc lors de son passage dans l'or, qui a une densité élevée. En somme la vitesse du choc à son arrivé à l'interface entre pousseur et milieu extérieur n'est que peu modifiée par la présence de la couche d'or. D'après les simulations MULTI, cette vitesse est légèrement plus basse en présence d'or (en moyenne de $\sim 14\%$). Il serait donc nécessaire de diminuer légèrement la puissance du laser dans FLASH. Cela contribue en partie au facteur 2 de puissance évoqué précédemment.

Turing - IDRIS - Afin de pouvoir réaliser des simulations tridimensionnelles et ainsi compléter notre approche numérique, nous avons utilisé la machine Turing de l'IDRIS (Institut du développement et des ressources en informatique scientifique - CNRS). Ce serveur a une taille bien plus importante que celui du LULI. Il comporte de nombreux nœuds de calcul, chacun permettant jusqu'à 64 *threads hardware* (équivalent processus mpi), organisés en bloc d'exécution de 64 nœuds. Ce surplus de ressource de calcul pourrait théoriquement permettre de réaliser les simulations FLASH en un temps réduit. Le seul problème est lié à la mémoire vive de cette machine ou plutôt à sa répartition. Chaque nœud de calcul ne comporte que 16 Go de RAM, autrement dit celle-ci se retrouve répartie sur l'ensemble des *threads hardware* utilisés.

Cette mémoire réduite se révèle être le facteur limitant de ces simulations, qui de par leur troisième dimension présente un volume supérieur. À titre d'exemple, une simulation tridimensionnelle similaire à celle exécutée en 2D aura une taille d'environ 9 Go. Si maintenant nous considérons que ce volume est répliqué sur l'ensemble des *threads hardware* dans le cas de l'utilisation d'une grille adaptative, nous sommes alors limités à l'utilisation d'un ou deux processus mpi par nœud. En d'autres termes nous sacrifions les processus mpi et donc le temps de calcul au profit de la mémoire. À cela, il faut ajouter que lors des pas de temps où la grille est changée (raffinée) la mémoire vive nécessaire augmente fortement. En d'autres termes, nous ne pouvons pas réaliser de simulation 3D avec une grille adaptative.

La solution à ce problème est l'utilisation d'une grille fixe. En effet, lorsqu'une grille fixe est utilisée, chaque *thread hardware* ne reçoit qu'une copie de sa zone à traiter ainsi que quelques mailles fantômes (cellules des zones adjacentes). La mémoire vive nécessaire n'est donc pas linéairement proportionnelle au nombre de processus mpi. Il devient alors possible d'utiliser les 64 *threads hardware* de chaque nœud.

De cette façon nous avons pu réaliser une simulation 3D de nos expériences sur une durée de 11 ns pour un domaine de simulation cubique de côté $700\ \mu\text{m}$ et de résolution $2,7\ \mu\text{m}$. Ici non plus, la couche d'or ne sera pas prise en compte. Une telle simulation est loin d'être optimale, la taille des cellules y est trop importante ce qui conduit à une surestimation de la diffusion et des différentes vitesses. Elle ne peut donc pas nous servir pour une comparaison avec l'expérience, mais nous permet de vérifier certains effets liés à l'aspect 3D. Par exemple, la

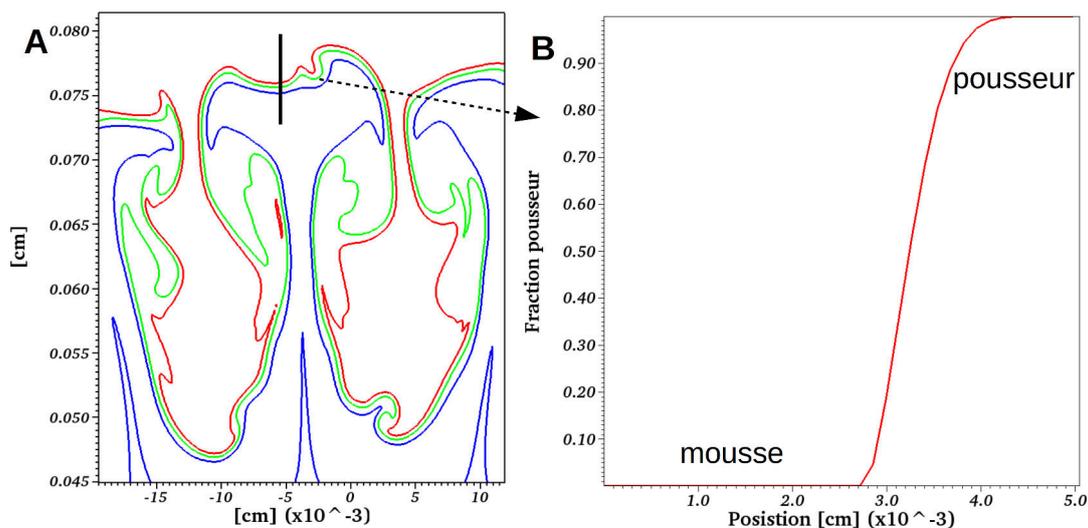


FIGURE 3.32 – Simulation FLASH 40 ns après tir laser. A : Iso-contour du pousseur. Les valeurs 0,1, 0,5 et 0,9 sont respectivement représentées en rouge, vert, bleu. B : Coupe de la valeur du pousseur sur l'interface pousseur mousse. La différence entre une valeur de 0,1 et 0,9 est inférieure à 10 μm (3 μm ici), cela correspond à notre barre d'erreur sur la position de l'interface.

présence ou non de l'onde de choc sur les radiographies X. Nous reviendrons plus en détails sur ce point lors de l'exposition de nos résultats expérimentaux ainsi que leur comparaison avec les simulations.

3.4.2.3 Utilisation des simulations

Les résultats de simulation FLASH se présentent sous forme de fichiers au format hdf5 (un fichier par temps de simulation) contenant la grille de simulation et différents paramètres physiques cartographiés selon cette grille. Les paramètres physiques apparaissant dans ces fichiers sont ceux définis par l'utilisateur. Dans notre cas nous nous intéresserons principalement à la densité ainsi qu'à la fraction massique de chaque espèce. Bien entendu nous récupérerons aussi d'autres paramètres physiques pour compléter nos études (la température par exemple).

Du point de vue l'IRT, l'élément d'étude le plus important est l'interface instable qui se déforme. Cette interface entre pousseur et milieu extérieur n'est pas définie dans FLASH de par son aspect eulérien, il est donc nécessaire de trouver un autre paramètre permettant de la définir de façon consistante. Nous avons choisi d'utiliser la fraction massique du pousseur. Ce nombre compris entre 0 et 1 représente la fraction de la densité de la cellule due au pousseur. Pour assurer une consistance dans nos études, nous considérons que l'interface entre pousseur et milieu extérieur se trouve à l'endroit où la fraction massique de pousseur vaut 0,5 et est donc égale à celle du milieu extérieur. Nous pouvons noter que pour une mousse de densité 0,1 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$, la distance entre une fraction massique de pousseur valant 0,1 et 0,9, aux endroits d'étude, est inférieure à 10 μm aux temps longs. La figure 3.32 illustre ce point. Sur cette carte de fraction massique, prise 75 ns après le tir laser, la distance évoquée précédemment est, au niveau du bout des pics et des bulles, inférieure à 9 μm comme illustré par la coupe. Par contre cette distance peut aussi être bien plus importante que les 10 μm avancés au niveau de l'enroulement de type KH (à l'arrière des champignons). Cela ne pose pas de problème pour nos études se focalisant sur la position des pics et des bulles de l'IRT. Ce paramètre permet donc bien de trouver la position de l'interface et entraîne une incertitude de $\pm 5 \mu\text{m}$ sur cette position. Par conséquent, nous avons utilisé ce paramètre lors de nos études pour définir la position des pics et bulles et toutes données tirées des simulations présentées dans cette thèse proviennent de ce paramètre.

Les simulations FLASH nous permettent bien entendu d'obtenir plus d'informations que la simple position des interfaces. Elles nous permettent de préparer nos expériences en prévoyant l'évolution du système. Cela nous donne des indications sur l'état de notre plasma ainsi que sa dynamique et nous permet donc de choisir nos diagnostics en fonction. Nous pouvons par exemple vérifier que les densités du pousseur et du milieu extérieur 40 ns après tir laser sont suffisantes pour assurer un contraste sur la radiographie. Par ailleurs une connaissance préalable de la dynamique du plasma permet de choisir les instants auxquels les radiographies seront effectuées

en expérience. En effet ces radiographies n'étant que des clichés uniques et non des films de l'expérience, il est nécessaire de bien choisir le retard par rapport à l'impulsion laser principale.

Après la réalisation de l'expérience, si les résultats expérimentaux se comparent bien aux simulations (le plus souvent après ajustement de la puissance laser), ces dernières nous permettent de comprendre l'expérience. En effet, si ces deux types de résultats sont comparables, nous pouvons alors supposer que la simulation restitue de façon fidèle l'expérience. La dynamique présentée par la simulation devrait donc être fiable et correspondre à la réalité. Nous pouvons dès lors déterminer l'évolution entre les tirs qui autrement n'est pas diagnostiqué. De plus les simulations nous permettent de déterminer des paramètres non mesurés par nos diagnostics, tels que la température du plasma ou sa pression. Cela nous permet de parfaire notre compréhension des processus physiques mis en jeu (Est-ce que le plasma est collisionnel ? Quelle partie du plasma est la plus émissive ? ...). Cela nous permet aussi de calculer les nombres sans dimension, que nous présenterons dans cette thèse, liés à ce système.

Enfin les simulations nous apportent une meilleure compréhension des résultats obtenus. Ainsi nous avons accès à une plus grande richesse d'informations, qui conduit à mieux appréhender nos données expérimentales. Par exemple pour une image de radiographie, nous pourrions nous demander si la plus grande absorption des rayons X est liée à une plus forte densité du milieu (compression, choc...) ou si cela est dû à un changement de milieu (le poussoir comporte du brome et absorbe plus de rayons X pour une densité équivalente de mousse).

Ce côté pratique des simulations ne doit néanmoins pas occulter la nécessité de l'expérience qui elle seule est garante de la physique et de la véracité des résultats. Tous les processus physiques sont présents en expérience, alors qu'un module peut être oublié, négligé ou mal codé en simulation. L'interprétation des résultats d'expériences peut néanmoins aussi être une source d'inexactitude.

Diagnostic synthétique

Le grand nombre de grandeurs physiques produites par les simulations peut permettre la réalisation de diagnostics de synthèse. Ces diagnostics synthétiques sont des données ou des images produites à partir des résultats de simulations visant à recréer les résultats réellement obtenus par le biais de diagnostics en expérience (on qualifie cela de travail en "convolution"). Par exemple un système de pyrométrie optique ne relève qu'une intensité lumineuse en sortie du plasma. Afin de retrouver cette intensité, il est nécessaire de prendre en compte à la fois la température électronique du plasma, sa densité et son ionisation, pour calculer l'émission du plasma et prendre en compte les processus de réabsorption. La thèse de T. Vinci [Vin06] explique plus en détails une implémentation de ce diagnostic synthétique et présente une comparaison directe aux résultats d'expériences qu'il a réalisées.

Comme nous utilisons principalement un diagnostic de type radiographie X, il nous a paru important de développer un système de radiographie synthétique. Ce travail a initialement été mené par R. Yurchak [Yur15] lors de sa thèse pour une configuration de FLASH 2D cylindrique. Nous avons étendu ce travail aux configurations cartésiennes et 3D, qui correspondent à nos simulations. Nous allons à présent présenter le principe de cette radiographie synthétique, ses hypothèses, et proposer des améliorations possibles à ce système.

Notre système de radiographie synthétique est un système de post-traitement des données. Il consiste à prendre les résultats d'une simulation déjà effectuée afin de produire un diagnostic de synthèse. Nous avons déjà vu qu'une image de radiographie dépend de la source de rayon X, de la répartition 3D de l'indice optique complexe du milieu et du détecteur. Nos simulations FLASH devraient par principe pouvoir nous fournir le second élément dont nous avons besoin, les autres étant à traiter à part.

Pour l'indice optique, malheureusement nous ne disposons pas de l'indice optique complexe de nos milieux pour le rayonnement X utilisé. Nous disposons néanmoins des tables d'absorption des différents matériaux que nous utilisons, qui comportent les coefficients d'atténuation massiques pour différentes énergies de photons. Grâce à eux nous pouvons calculer la transmission de notre milieu pour différentes longueurs d'onde données, en utilisant la loi de Beer-Lambert (3.9). Pour cela nous avons besoin de la densité réduite de chaque espèce, facilement calculable à partir de la densité du plasma et de la fraction massique des différents matériaux, ainsi que le chemin optique au sein du plasma, pour calculer l'intégrale. Étant donné que nous ne disposons pas de la partie réelle des indices optiques pour les rayons X, nous supposons que les rayons se déplacent en ligne droite. Ceci est une bonne approximation, car la partie réelle de l'indice optique dans les X est habituellement proche de 1. L'intégrale sur le chemin optique se transforme donc en simple intégrale sur une ligne droite ce qui équivaut à une projection selon une direction donnée pour une simulation 3D. Pour des simulations bidimensionnelles, il est nécessaire de faire une reconstruction tridimensionnelle pour pouvoir réaliser cette intégrale. Cela est possible si nous supposons une symétrie cylindrique et s'obtient en utilisant une inversion d'Abel. Dans notre cas, où aucune symétrie n'existe, il n'est pas possible de réaliser cette intégrale. Nous supposons donc que notre système est invariant sur une épaisseur donnée. Cela nous permet d'ajouter des couches de matériaux hors plan (mousse non choquée, tube)

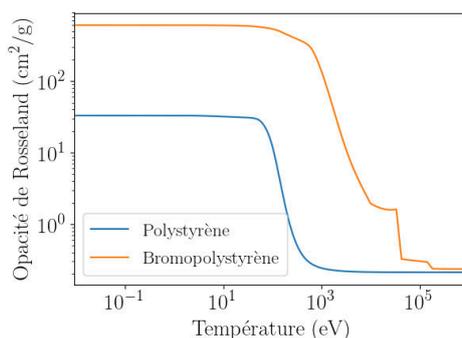


FIGURE 3.33 – Variation de l'opacité de Rosseland du polystyrène ($0,1 \text{ g.cm}^{-3}$) et du bromopolystyrène ($1,3 \text{ g.cm}^{-3}$) pour un rayonnement à $3,5 \text{ keV}$ en fonction de la température.

pour en voir l'influence sur le contraste du diagnostic. Nous noterons que cette approche purement 2D est loin d'être exacte et ne pourra pas rendre compte des phénomènes 3D liés à la radiographie (épaisseur limitée, sur- ou sous- densité hors plan de simulation...).

Notre méthode repose en partie sur l'utilisation de tables d'opacités. Nous utilisons les tables de Henke obtenues par le biais du *Center for X-ray optics* (CXRO). Ces tables ont l'avantage de pouvoir répondre exactement aux matériaux utilisés (les demandes CXRO passe par la formule chimique du matériau), mais correspondent à une opacité froide (à température ambiante). Ce dernier point pose problème car l'opacité des matériaux dépend de la température (cf. figure 3.33). Afin d'améliorer la fiabilité de nos résultats nous pourrions remplacer les tables d'opacité utilisées par d'autres tables prenant en compte la température (ionmix, propaceos, snop...). Une autre possibilité d'amélioration serait l'utilisation non pas de l'opacité trouvée sur CXRO mais de l'indice optique complexe. Nous noterons néanmoins que seul l'indice optique froid figure sur CXRO.

Une fois la transmission du plasma calculée, il ne reste qu'à la multiplier par celle des filtres optiques utilisés, ainsi que par l'intensité spectrale de la source. Après quoi il suffit d'intégrer cela sur l'ensemble du spectre de la source en tenant compte de la réponse spectrale du détecteur. Cela avait déjà en grande partie été développé par R.Yurchak [Yur15]. Il définit la source comme parallèle, comme la somme d'une gaussienne de faible largeur à mi-hauteur, représentant l'émission $K\alpha$ de la source, et une exponentielle décroissante représentant l'émission de type bremsstrahlung. Nous avons aussi ajouté la possibilité d'utiliser d'autres profils d'émission pouvant s'adapter à d'autres sources ou diagnostics, tels que : corps noir ou planckien ? Par exemple, dans le cadre de l'utilisation d'une source de rayons X créée lors de l'interaction avec un laser nanoseconde ou par l'émission d'un plasma de cible comme source de rayons X. Néanmoins nous n'en n'avons pas eu utilité.

Le seul détecteur pris en compte à ce jour est l'IP de type MS. Sa réponse spectrale suit celle présentée dans le papier de A.L. Meadowcroft [MBS08]. Il est à noter que les courbes de ce papier s'arrêtent à 31 keV , nous n'avons pas défini d'absorption au-delà. Ce point n'est pas réaliste, étant donné que l'émission peut atteindre les 100 keV (il serait nécessaire d'ajouter l'absorption jusqu'à cette énergie). Néanmoins la faible émission de la source à ces énergies rend cette partie du spectre négligeable pour les sources que nous utilisons.

Cette méthode permet de générer des radiographies synthétiques de résolution égale à celle de la simulation. Cela donne une idée de ce qui pourrait être obtenu en expérience, mais ne peut servir de comparaison directe ($\sim 1 \mu\text{m}$ de résolution contre $25 \mu\text{m}$). Afin de rendre compte de la dégradation de la résolution nous ajoutons un flou gaussien de largeur à mi-hauteur équivalent à la résolution de l'image expérimentale (voir figure 3.34). Ce procédé, même s'il permet la création d'image réaliste, n'a pas de fondement physique réel. Il ne peut servir qu'à se donner une idée. Si nous souhaitions créer un diagnostic synthétique réaliste, il serait nécessaire de prendre en compte la géométrie de la source. Cela passerait par un algorithme de tracé de rayon se basant sur l'équation (3.10). Il est possible d'adapter cette équation pour un objet 2D, cependant l'utilisation d'objet tridimensionnel serait préférable.

Le seul problème pour la réalisation d'un tel diagnostic synthétique est la nécessité de connaître la géométrie de la source. Malheureusement nous ne possédons pas cette information. Du fait de sa taille, $\sim 25 \mu\text{m}$, il paraît difficile de pouvoir la mesurer en expérience (limite de résolution). Sa simulation se révèle aussi compliquée sa taille et sa durée, 10 ps , la rendent difficilement simulable à l'aide d'un code hydrodynamique (temps trop court, processus

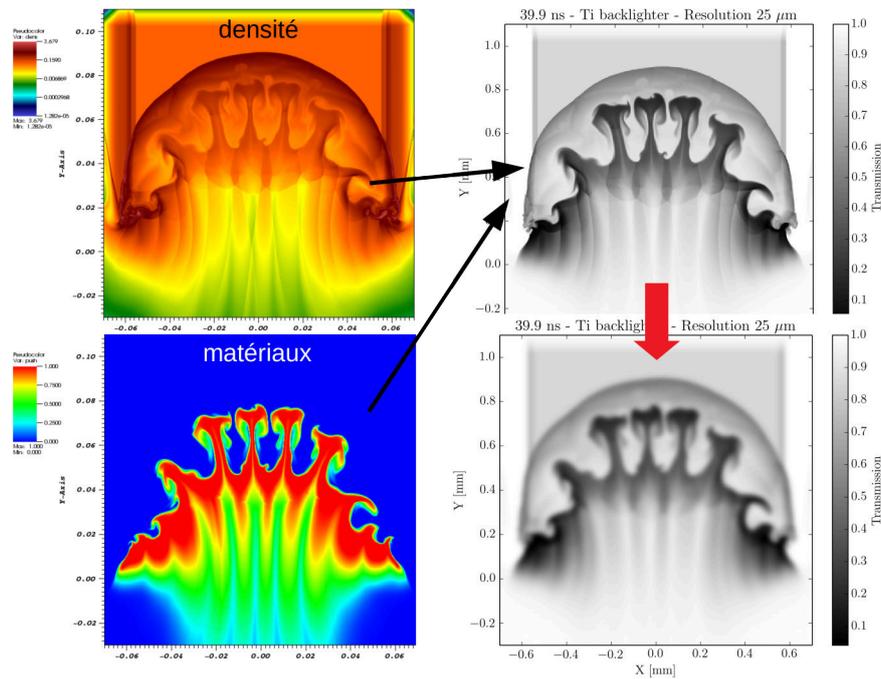


FIGURE 3.34 – Schéma explicatif de la réalisation d'une radiographie synthétique. À partir des cartes de densité et de fraction massique de matériaux, ainsi que le spectre d'absorption à froid des différents matériaux, nous pouvons réaliser des cartes de transmission de rayons X (droite). Celles-ci doivent être associées avec le spectre du faisceau de rayons X et la réponse du détecteur afin d'obtenir une radiographie synthétique. L'utilisation de flou gaussien permet de se rapprocher de la résolution réelle des radiographies. La simulation prise dans cet exemple correspond à un expérience réalisée au LULI2000 ($1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ en 1,5 ns) avec une cible ayant une mousse de 100 mg.cm^{-3} .

cinétiques comme les particules supra-thermiques non pris en compte) ou à l'aide de code PIC (particule in cell) ou de code cinétique, car temps trop long.

Enfin nous noterons que la dernière version de FLASH paru en juin 2019, présente un module de radiographie X. Celui-ci fonctionne par tracé de rayon, en supposant une source parallèle, et nécessite donc l'utilisation de simulation 3D ou 2D cylindrique. Le seul réel problème de ce module est qu'il fonctionne pendant les simulations et non en post-traitement, qui serait plus avantageux pour nos études (notre propre script de radiographie synthétique est un post-traitement). Autrement dit, une erreur sur l'instant de la radiographie entraîne la nécessité de réaliser une autre simulation (choix a priori). À terme ce module devrait permettre le dépôt d'énergie par les rayons X sondes au sein du plasma qu'ils traversent. Cela permettrait une étude de l'influence de ces diagnostics sur le plasma sondé. Cela reste néanmoins à l'état de développement au sein du centre FLASH.

Résumé

- De nombreuses installations laser ont été utilisées au cours de cette thèse. En moyenne, elles délivraient sur cible $2 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ en 1,5 ns.
- L'utilisation de cibles multi-couches permet l'étude de la croissance de l'IRT en phase de décélération.
- L'utilisation d'un poussoir pré-modulé permet un contrôle des conditions initiales. Cela assure la reproductibilité de l'expérience.
- L'obtention de résultats expérimentaux passe par l'utilisation de diagnostics. Du fait des restrictions de nos expériences (cible opaque au rayonnement dans le domaine visible) notre principal diagnostic est la radiographie X.
- La source de rayons X est produite par l'interaction d'un laser picoseconde et d'une cible solide. Le rayonnement résultant est constitué d'un pic de rayonnement, $K\alpha$ du matériau, ainsi que d'une émission plus large bande, bremsstrahlung. Sa durée est de l'ordre de la durée d'impulsion du laser utilisé.
- La résolution pouvant être atteinte lors de radiographie X dépend du détecteur (résolution intrinsèque), de la géométrie du système d'imagerie, de la taille de la source et de sa durée (floutage).
- Le LiF est un cristal sensible au rayonnement X. Il peut permettre d'obtenir des radiographies avec de très grandes résolutions et un large champ de vision. Mais pour ce faire il nécessite d'être près de l'objet d'étude ou d'utiliser une source collimatée.
- L'utilisation du LiF est restreinte pour les expériences sur des lasers de puissance. En effet, ces installations pour la plupart ne disposent pas de source de rayons X collimatée ou suffisamment éloignée de l'objet. Par ailleurs, rapprocher le LiF de la cible est souvent impossible, sans compter les problèmes d'effacement du LiF dus à la chaleur.
- Afin de compléter les études expérimentales, il est nécessaire de réaliser des simulations. Le code FLASH4 est notre outil principal pour ce faire.
- Les simulations permettent de préparer l'expérience (choix des cibles et diagnostics), de prévoir l'évolution du système (choix des retards de la radiographie), de comprendre les résultats (réalisation de radiographies synthétiques et comparaison aux expériences).

Bibliographie

- [Bal+02] G. BALDACCHINI et al. « High-contrast photoluminescent patterns in lithium fluoride crystals produced by soft x-rays from a laser-plasma source ». en. In : *Applied Physics Letters* 80.25 (juin 2002), p. 4810-4812. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : [10.1063/1.1486476](https://doi.org/10.1063/1.1486476). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1486476> (visité le 15/04/2019).
- [Bal+05] G. BALDACCHINI et al. « Soft x-ray submicron imaging detector based on point defects in LiF ». en. In : *Review of Scientific Instruments* 76.11 (nov. 2005), p. 113104. ISSN : 0034-6748, 1089-7623. DOI : [10.1063/1.2130930](https://doi.org/10.1063/1.2130930). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2130930> (visité le 15/04/2019).
- [BGF92] N. G. BASOV, S. Yu GUS'KOV et L. P. FEOKISTOV. « Thermonuclear gain of ICF targets with direct heating of ignitor ». In : *Journal of Soviet Laser Research* 13.5 (1992), p. 396-399. ISSN : 1573-8760. DOI : [10.1007/BF01124892](https://doi.org/10.1007/BF01124892). URL : <https://doi.org/10.1007/BF01124892>.
- [Cas+18] A. CASNER et al. « From ICF to laboratory astrophysics : ablative and classical Rayleigh–Taylor instability experiments in turbulent-like regimes ». In : *Nuclear Fusion* 59.3 (déc. 2018), p. 032002. DOI : [10.1088/1741-4326/aae598](https://doi.org/10.1088/1741-4326/aae598). URL : <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aae598>.
- [Clo+99] P. CLOETENS et al. « Holotomography : Quantitative phase tomography with micrometer resolution using hard synchrotron radiation x rays ». In : *Applied Physics Letters* 75.19 (1999), p. 2912-2914. DOI : [10.1063/1.125225](https://doi.org/10.1063/1.125225). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.125225>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.125225>.
- [Dub+14] Anshu DUBEY et al. « A survey of high level frameworks in block-structured adaptive mesh refinement packages ». In : *Journal of Parallel and Distributed Computing* 74.12 (2014), p. 3217-3227. DOI : <http://dx.doi.org/10.1016/j.jpdc.2014.07.001>. URL : <http://arxiv.org/abs/1610.08833>.
- [Fab+79] E. FABRE et al. « Laser-matter interaction experiments at different wavelengths. » In : *Entropie* (1979).
- [Fab+82] R. FABBRO et al. « Laser-wavelength dependence of mass-ablation rate and heat-flux inhibition in laser-produced plasmas ». In : *Phys. Rev. A* 26 (4 oct. 1982), p. 2289-2292. DOI : [10.1103/PhysRevA.26.2289](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.26.2289). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.26.2289>.
- [Fer+18] J. FERRI et al. « High-Brilliance Betatron γ -Ray Source Powered by Laser-Accelerated Electrons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 120 (25 juin 2018), p. 254802. DOI : [10.1103/PhysRevLett.120.254802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.254802). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.254802>.
- [Fla15] FLASH CENTER FOR COMPUTATIONAL SCIENCE. *FLASH User's Guide, Ver. 4.3*. University of Chicago, juil. 2015.
- [FMB11] E. FALIZE, C. MICHAUT et S. BOUQUET. « Similarity properties and scaling laws radiation hydrodynamic flows in laboratory astrophysics ». In : *ApJ* 730 (2011), p. 96.
- [Fra+10] F. FRASCHETTI et al. « Simulation of the growth of the 3D Rayleigh-Taylor instability in supernova remnants using an expanding reference frame ». In : *Astronomy & Astrophysics* (fév. 2010).
- [Fry+00] B. FRYXELL et al. « FLASH : An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes ». In : *Astrophysical Journal, Supplement* 131 (2000), p. 273-334. DOI : <http://dx.doi.org/10.1086/317361>.
- [FS87] L.A. FEIGIN et D.I. SVERGUN. *Structure Analysis by Small-Angle X-ray and neutron scattering*. Plenum Press, 1987. ISBN : 0-306-42629-3.

- [Gei+96] J P GEINDRE et al. « FSSR mica spherical crystal spectrometer with CCD detector for high-resolution x-ray spectroscopy of femtosecond laser produced plasma ». In : *Physica Scripta* 53.6 (juin 1996), p. 645-647. DOI : [10.1088/0031-8949/53/6/003](https://doi.org/10.1088/0031-8949/53/6/003). URL : <https://doi.org/10.1088/0031-8949/53/6/003>.
- [GK82] O. GLATTER et O. KRATKY. *Small Angle X-ray Scattering*. Academic Press, 1982. ISBN : 0-12-286280-5.
- [Gru+17] A.N. GRUM-GRZHIMAILO et al. « On the size of the secondary electron cloud in crystals irradiated by hard X-ray photons ». In : *Eur. Phys. J. D* (2017). DOI : <https://doi.org/10.1140/epjd/e2017-70767-8>.
- [Gua+19] M. GUARGUAGLINI et al. « Characterizing equation of state and optical properties of dynamically pre-compressed materials ». In : *Physics of Plasmas* 26.4 (2019), p. 042704. DOI : [10.1063/1.5060732](https://doi.org/10.1063/1.5060732). URL : <https://doi.org/10.1063/1.5060732>.
- [HGD93] B.L. HENKE, E.M. GULLIKSON et J.C. DAVIS. « X-ray interactions : photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92 ». In : *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54 (1993), p. 181-342.
- [Kat+84] Y. KATO et al. « Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression ». In : *Phys. Rev. Lett.* 53 (11 sept. 1984), p. 1057-1060. DOI : [10.1103/PhysRevLett.53.1057](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.1057). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.53.1057>.
- [Kur+18] C. C. KURANZ et al. « How high energy fluxes may affect Rayleigh–Taylor instability growth in young supernova remnants ». In : *Nature Communications* (2018).
- [Mab+19a] P. MABEY et al. « Characterization of high spatial resolution lithium fluoride X-ray detectors ». In : *Review of Scientific Instruments* 90.6 (2019), p. 063702. DOI : [10.1063/1.5092265](https://doi.org/10.1063/1.5092265). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5092265>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5092265>.
- [Mab+19b] P. MABEY et al. « Laboratory study of stationary accretion shock relevant to astrophysical systems ». In : *Scientific Reports* 9.1 (2019), p. 8157. ISSN : 2045-2322. DOI : [10.1038/s41598-019-44596-3](https://doi.org/10.1038/s41598-019-44596-3). URL : <https://doi.org/10.1038/s41598-019-44596-3>.
- [MBS08] A. L. MEADOWCROFT, C. D. BENTLEY et E. N. STOTT. « Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics ». In : *Review of Scientific Instruments* 79.11 (2008), p. 113102. DOI : [10.1063/1.3013123](https://doi.org/10.1063/1.3013123). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.3013123>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3013123>.
- [Mic+18] Th. MICHEL et al. « Analytical modelling of the expansion of a solid obstacle interacting with a radiative shock ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018), e30. DOI : [10.1017/hpl.2018.24](https://doi.org/10.1017/hpl.2018.24).
- [Mic19] Thibault MICHEL. « Étude des chocs radiatifs dans le cadre de l’Astrophysique de Laboratoire ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2019.
- [Mom+06] Atsushi MOMOSE et al. « Phase Tomography by X-ray Talbot Interferometry for Biological Imaging ». en. In : *Japanese Journal of Applied Physics* 45.6A (juin 2006), p. 5254-5262. ISSN : 0021-4922, 1347-4065. DOI : [10.1143/JJAP.45.5254](https://doi.org/10.1143/JJAP.45.5254). URL : <http://stacks.iop.org/1347-4065/45/5254> (visité le 10/12/2019).
- [Pfe+06] Franz PFEIFFER et al. « Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources ». en. In : *Nature Physics* 2.4 (avr. 2006), p. 258-261. ISSN : 1745-2473, 1745-2481. DOI : [10.1038/nphys265](https://doi.org/10.1038/nphys265). URL : <http://www.nature.com/articles/nphys265> (visité le 10/12/2019).
- [Pfe+08] F. PFEIFFER et al. « Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer ». en. In : *Nature Materials* 7.2 (fév. 2008), p. 134-137. ISSN : 1476-1122, 1476-4660. DOI : [10.1038/nmat2096](https://doi.org/10.1038/nmat2096). URL : <http://www.nature.com/articles/nmat2096> (visité le 10/12/2019).
- [Pik+16] Tatiana PIKUZ et al. « 3D visualization of XFEL beam focusing properties using LiF crystal X-ray detector ». en. In : *Scientific Reports* 5.1 (nov. 2016), p. 17713. ISSN : 2045-2322. DOI : [10.1038/srep17713](https://doi.org/10.1038/srep17713). URL : <http://www.nature.com/articles/srep17713> (visité le 15/04/2019).
- [Rig+19] G. RIGON et al. « Rayleigh-Taylor instability experiments on the LULI2000 laser in scaled conditions for young supernova remnants ». In : *Phys. Rev. E* 100 (2 août 2019), p. 021201. DOI : [10.1103/PhysRevE.100.021201](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.100.021201). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.100.021201>.

- [RSM98] R. RAMIS, R. SCHMALZ et J. MEYER-TER-VEHN. « MULTI - A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics ». In : *Computer Physics Communications* (1998).
- [Sch+15] A. SCHROPP et al. « High-Resolution Phase-Contrast Imaging at XFELs ». In : *Microscopy and Microanalysis* 21.S3 (2015), p. 2167-2168. DOI : [10.1017/S1431927615011617](https://doi.org/10.1017/S1431927615011617).
- [Sei+14] F. SEIBOTH et al. « Focusing XFEL SASE pulses by rotationally parabolic refractive x-ray lenses ». In : *J. Phys. : Conf. Ser.* 499 (2014), p. 012004. DOI : <https://doi.org/10.1088/1742-6596/499/1/012004>.
- [SM85] Donna STRICKLAND et Gerard MOUROU. « Compression of amplified chirped optical pulses ». In : *Optics Communications* 56.3 (1985), p. 219-221. ISSN : 0030-4018. DOI : [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](https://doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401885901208>.
- [Swi+15] N. C. SWISHER et al. « Rayleigh-Taylor mixing in supernova experiments ». In : *PoP* 22 (2015), p. 102707.
- [Ta +04] Kim TA PHUOC et al. « All optically driven femtosecond keV x-ray source ». In : *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. Optical Society of America, 2004, JMC2. URL : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=IQEC-2004-JMC2>.
- [Tab+94] Max TABAK et al. « Ignition and high gain with ultrapowerful lasers* ». In : *Physics of Plasmas* 1.5 (1994), p. 1626-1634. DOI : [10.1063/1.870664](https://doi.org/10.1063/1.870664). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.870664>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.870664>.
- [Tom+17] R. TOMMASINI et al. « Short pulse, high resolution, backlighters for point projection high-energy radiography at the National Ignition Facility ». In : *Physics of Plasmas* 24.5 (2017), p. 053104. DOI : [10.1063/1.4983137](https://doi.org/10.1063/1.4983137). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.4983137>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4983137>.
- [TT96] Valerii V. TER-MIKIRTYCHEV et Taiju TSUBOI. « Stable room-temperature tunable color center lasers and passive Q-switchers ». en. In : *Progress in Quantum Electronics* 20.3 (jan. 1996), p. 219-268. ISSN : 00796727. DOI : [10.1016/0079-6727\(96\)00001-8](https://doi.org/10.1016/0079-6727(96)00001-8). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0079672796000018> (visité le 21/11/2019).
- [Val+18] M. P. VALDIVIA et al. « X-ray backlighter requirements for refraction-based electron density diagnostics through Talbot-Lau deflectometry ». In : *Review of Scientific Instruments* 89.10 (2018), 10G127. DOI : [10.1063/1.5039342](https://doi.org/10.1063/1.5039342). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5039342>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5039342>.
- [Van+18] L. VAN BOX SOM et al. « Laboratory radiative accretion shocks on GEKKO XII laser facility for POLAR project ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018), e35. DOI : [10.1017/hpl.2018.32](https://doi.org/10.1017/hpl.2018.32).
- [Vin06] T. VINCI. « Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie : une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2006.
- [Yur15] R. YURCHAK. « Experimental and numerical study of accretion-ejection mechanisms in laboratory astrophysics ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2015.

Chapitre 4

Expériences

Contents

4.1 Milieu extérieur gazeux : choc radiatif et faible décélération	120
4.1.1 Objectif	120
4.1.2 Résultats expérimentaux	124
4.1.3 Analyse détaillée et comparaisons aux simulations	134
4.1.4 Conclusion sur les expériences avec gaz et perspectives	140
4.2 Mousses : une étude paramétrique de l'évolution de l'IRT jusqu'à son régime non-linéaire	143
4.2.1 Objectif	143
4.2.2 Résultats expérimentaux	147
4.2.3 Analyse et comparaison aux simulations	156
4.2.4 Conclusion sur les expériences avec mousse et perspectives	183
4.3 Étude expérimentale du régime turbulent	187
4.3.1 Objectifs et préparation	187
4.3.2 Résultats expérimentaux	191
4.3.3 Analyse : IRT et turbulence	195
4.3.4 Conclusion sur la turbulence et développement futur	211
4.4 Développements futurs et autres expériences possibles	214
4.4.1 L'IRT sur des installations plus puissantes	214
4.4.2 IRT et champ magnétique	218
4.4.3 IRT et double choc	221
4.4.4 Conclusion	225

Maintenant que nous possédons une compréhension plus approfondie des tenants et aboutissants de ce travail de thèse ainsi que des techniques expérimentales utilisées, il ne nous reste plus qu'à nous pencher sur le contenu de nos expériences ainsi que les résultats que nous avons obtenus. Ces résultats retracent l'évolution de l'IRT de sa première étape, linéaire, à son ultime étape, potentiellement turbulente. Toutes nos études visent à former un ensemble le plus exhaustif possible, malgré le caractère nécessairement incomplet des résultats en raison notamment du temps d'accès aux installations toujours fortement contraint et des limites de nos expériences. Dans cette partie nous présenterons les objectifs de nos expériences, ce que nous pensions pouvoir obtenir, les résultats, leurs comparaisons aux simulations et finalement les conclusions que nous avons pu en tirer.

Ce chapitre se composera de quatre parties de tailles inégales. Dans un premier temps nous décrirons les expériences utilisant un milieu extérieur gazeux. Le faible ralentissement de l'interface ne permet pas d'atteindre le régime non linéaire de l'instabilité. Après quoi nous nous intéresserons aux expériences avec mousse réalisées sur le laser de puissance LULI2000. Celles-ci se caractérisent par une forte décélération de l'interface entraînant une évolution de l'instabilité du régime linéaire au non-linéaire. Ces expériences représentent la majeure partie de cette thèse, de ce fait elles possèdent une plus grande exhaustivité que les autres sections notamment de par les nombreuses variations paramétriques effectuées. Enfin nous parlerons d'une expérience réalisée à SACLA, où nous pensons avoir diagnostiqué un régime turbulent. Nous finirons ce chapitre en évoquant des pistes d'expériences que nous avons ou non commencées à explorer, dressant ainsi le tableau de possibles études futures.

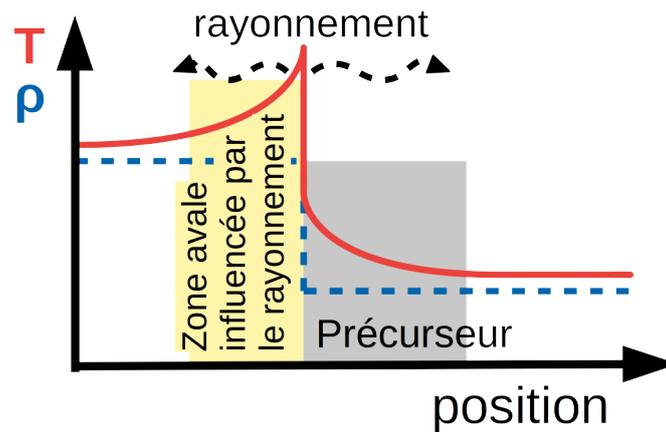


FIGURE 4.1 – Température électronique et densité autour d'un choc radiatif. Le rayonnement produit par le choc influence le milieu amont : création d'un précurseur radiatif, ainsi que le milieu avale : modification de la température. Si l'interface se trouve dans cette zone (jaune), elle sera influencée par la nature du choc.

4.1 Milieu extérieur gazeux : choc radiatif et faible décélération

Dans le chapitre précédent nous avons évoqué l'utilisation de deux types de milieux extérieurs différents associés à nos cibles : l'un étant une mousse, le second un gaz. Dans cette partie nous allons parler plus en détail des expériences réalisées avec du gaz. Celles-ci se sont déroulées sur deux installations lasers différentes : le LULI2000 et GEKKO XII. Avant d'en décrire les résultats nous nous proposons d'en exposer la conception ainsi que les résultats escomptés.

4.1.1 Objectif

Les expériences utilisant du gaz comme milieu extérieur ont pour objectif l'étude de la croissance des IRT évoluant dans le sillage d'un choc radiatif. Un choc radiatif est une modification de l'état de choc classique dans laquelle le rayonnement produit par le choc est absorbé par le milieu amont et le modifie. Cette situation, décrite par Th. Michel dans sa thèse [Mic19], survient lorsque la vitesse du choc est suffisamment élevée. De manière générale cette situation apparaît en présence d'un gaz de faible densité, de haut numéro atomique pour une vitesse de choc élevée. Lorsqu'un choc est radiatif, le milieu amont voit sa densité augmenter. Par ailleurs, il a récemment été prouvé que le choc aura tendance à décélérer lorsqu'il est radiatif [Mic+19]. Dans le cas où l'interface est proche du choc, sa dynamique aura tendance à suivre celle du choc (faible différence entre vitesse de choc et vitesse fluide). L'interface aura donc tendance à décélérer lorsqu'elle est proche d'un choc radiatif, ce qui devrait faciliter la croissance de l'IRT. Par ailleurs le rayonnement produit par le choc (étant isotrope) peut aussi influencer la croissance de l'IRT en entraînant un phénomène d'ablation de l'interface. Comme nous l'avons vu précédemment une telle ablation entraîne une diminution du taux de croissance [Kur+18]. Bien entendu ce phénomène ne pourra s'exprimer que si l'interface reçoit les radiations du choc et donc s'il est suffisamment proche de ce dernier (s'il est trop éloigné, le rayonnement peut être entièrement absorbé par le gaz choqué avant d'atteindre l'interface) (voir figure 4.1). Des considérations précédentes, il paraît évident que la présence d'un choc radiatif en amont de l'interface devrait pouvoir modifier la croissance des IRT. Le seul problème est de savoir dans quel sens cette modification aura lieu. Une mesure expérimentale qualitative et quantitative de ce phénomène est donc l'objectif de ces expériences avec gaz.

Du point de vue observationnel, nous pouvons retrouver ce genre de situation dans différents domaines physiques : en particulier en astrophysique, où le choc produit par une supernova peut être radiatif, et en FCI, où le choc convergent vers le centre de la capsule devient radiatif après son rebond [Pak+13]. Bien entendu, une étude basée uniquement sur les cas cités précédemment n'est pas faisable hors simulation. Les observations astrophysiques sont notamment limitées par la vitesse des phénomènes (temps caractéristique à l'échelle du siècle). Les expériences de FCI quant à elles présentent une géométrie particulière rendant l'étude de l'instabilité délicate.

D'un point de vue expérimental, les expériences utilisant du gaz ont été menées sur les installations GEKKO

XII et LULI2000 en 2016 pour un total de 17 tirs. Elles ont employées les cibles multi-couches et les cellules à gaz décrites précédemment (partie 3.2.2.1). Les seules différences sur la partie solide des cibles étaient une épaisseur des pousseurs utilisés sur GEKKO XII 60 μm au lieu des 40 μm sur LULI2000, et une longueur d'onde de modulation plus faible 100 μm au lieu de 120 μm . Ces différences sont prises en compte dans les simulations de ce chapitre. Deux gaz ont été utilisés : de l'hélium, comme milieu de référence non radiatif, et du xénon, comme milieu radiatif. Ces deux gaz ont été employés avec les mêmes densités, principalement $5,39 \times 10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$, soit une pression de 10 mbar de xénon ou de 328 mbar d'hélium.

Sur l'installation GEKKO XII, seuls des diagnostics visibles étaient disponibles. Ceux-ci comprenaient des diagnostics d'ombroscopie, d'interférométrie et de pyrométrie optique (émission) sur caméra à balayage de fente ou non. Nous noterons que l'interférométrie nous permet de mesurer la perturbation de la densité électronique en amont du choc et donc de vérifier si ce dernier est bien radiatif. Puisque l'ensemble de ces diagnostics se trouve sur une même ligne de visée, les cibles étaient positionnées de façon à pouvoir imager la croissance de l'instabilité.

Sur l'installation LULI2000, une radiographie X peut s'ajouter aux diagnostics visibles. Cette radiographie est réalisée à l'aide d'un laser picoseconde (le pico2000), d'un fil de titane de 25 μm de diamètre et d'une IP filtrée. Nous noterons que d'autres matériaux ont marginalement pu être testés afin de produire des rayons X, les résultats obtenus avec le titane étant satisfaisants et ce matériel étant abondamment à notre disposition, nous l'avons donc privilégié. Dans notre expérience au LULI2000, les diagnostics visibles comprenaient des diagnostics de type strioscopie et pyrométrie (parfois streakés). Ces systèmes optiques ne pouvant pas être présents sur le même axe que la radiographie, ils ont été placés dans le plan orthogonal à cet axe. De ce fait l'expérience présente deux lignes de visées perpendiculaires l'une à l'autre (en réalité une troisième dans l'axe du nano2000 était aussi utilisée pour de la pyrométrie sur caméra à balayage de fente). Il n'est donc pas possible d'observer la croissance des IRT sur ces deux lignes. Nous avons donc choisi d'orienter les cibles afin de pouvoir mesurer la croissance des instabilités à l'aide de la radiographie. Dans cette configuration, les diagnostics optiques nous permettent de repérer la position du choc et de l'extrémité de l'interface au cours du temps.

Afin de préparer ces expériences des simulations ont été réalisées au préalable. Celles-ci nous ont bien entendu permis de concevoir ces expériences, mais aussi d'en prédire les résultats. De cette façon nous pouvions nous préparer à faire les observations appropriées (choix des grandissements et des diagnostics). Comme décrit précédemment la différence entre cas radiatif et non-radiatif peut influencer le mouvement de l'interface. La figure 4.2 illustre ce point. Sur cette figure nous pouvons voir les résultats de simulation MULTI pour un cas radiatif (Xénon) et deux cas non radiatif (xénon sans inclure le traitement du rayonnement par le code et hélium) pour une même densité de gaz correspondant à l'expérience. Nous pouvons constater que malgré une dynamique initiale similaire le cas radiatif du xénon décélère plus lentement que celui de l'hélium. Comme nous pouvons le déduire de cette figure, cette décélération plus faible semble due en partie à l'aspect radiatif du choc dans le xénon. En effet, lorsque nous comparons le cas xénon sans mécanisme de rayonnement (idéalement il aurait fallu pouvoir enlever le rayonnement du xénon uniquement) aux autres simulations, nous nous rendons compte que la décélération de l'interface devient plus importante que celle avec rayonnement au bout de quelques nanosecondes (temps de mise en place du précurseur). Ce cas sans rayonnement utilise une intensité laser plus faible que celle des autres ($4,6 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ au lieu de $5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ représentant le cas GEKKO XII). Cela permet d'assurer une vitesse de choc et donc une vitesse d'interface initiale similaire aux autres simulations. Sans adaptation de l'intensité, la vitesse initiale de l'interface est plus élevée en raison de la présence d'une énergie plus importante dans le système, due à l'absence de perte radiative dans la couronne. Pour le xénon sans radiation, la pression d'ablation est plus élevée que pour un cas avec radiation à intensité identique (pas de perte par rayonnement du plasma de couronne), et le choc part donc plus vite. Si nous ne procédons pas à cette adaptation d'intensité, la décélération du cas sans radiation devient plus forte que celle de l'hélium dès 4 ns d'expérience. Cette observation d'une vitesse d'interface décélérant moins dans un cas radiatif que non radiatif est contraire à la théorie et aux découvertes expérimentales récentes de notre groupe [Mic+19]. Il est donc probable que nos simulations ne restituent pas correctement cette situation, ou que les différences observées soient trop faibles pour être comparées sachant que ce sont des quantités dérivées (d'où le bruit des courbes).

La différence de profil de vitesse devrait induire une position d'interface plus avancée dans le xénon (vitesse moyenne plus élevée), et la différence de décélération devrait conduire à une croissance de l'IRT dans sa phase linéaire plus importante dans le cas avec hélium que dans celui avec xénon (décélération plus forte). Afin de vérifier cette conclusion nous avons eu recours à des simulations effectuées à l'aide de FLASH. Ces dernières présentées sur la figure 4.3 semblent indiquer une dynamique d'interface contraire à celle prédite par MULTI (cela peut être dû aux différences entre les équations d'état et d'opacité employées dans MULTI et dans FLASH ainsi qu'aux différences de traitement du rayonnement), mais une croissance d'instabilité similaire à nos conclusions. L'interface est moins

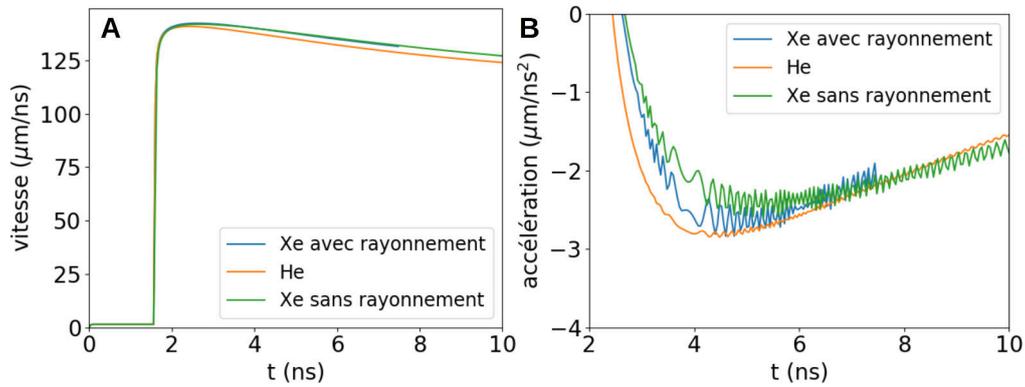


FIGURE 4.2 – Évolution de la vitesse (A) et de l'accélération (B) de l'interface entre pousueur et gaz pour une configuration laser de type GEKKO XII, selon des simulations MUTLI ($5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, 0,5 ns ou $4,6 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, 0,5 ns pour obtenir des vitesses équivalentes dans le cas sans rayonnement). Après le passage du choc aux alentours de 1,5 ns, l'interface est mise en mouvement et atteint sa vitesse maximale aux alentours de 2 ns puis elle se met à décélérer. Sur cette figure, nous pouvons constater que la décélération est plus importante dans l'hélium que dans le xénon avec rayonnement. Or le choc dans l'hélium n'est que peu radiatif. Cette différence de décélération est donc due à la présence de radiation, le cas xénon sans radiation rejoignant l'hélium en témoin.

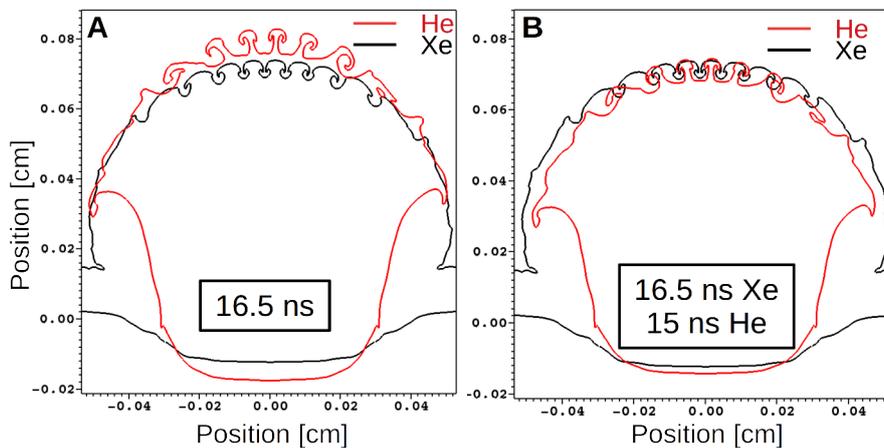


FIGURE 4.3 – Position du contour du pousueur, simulée à l'aide de FLASH (dans des conditions LULI2000 $1,2 \text{ W.cm}^{-2}$, 1,5 ns), en fonction de la nature du gaz utilisé. A : Simulation prise 16,5 ns après tir laser. B : Simulation prise 16,5 ns après tir laser pour le xénon et 15 ns pour l'hélium. La vitesse de l'interface est donc plus élevée dans le cas de l'hélium ce qui sous-entend une plus faible décélération. Cela devrait entraîner une plus lente croissance de l'IRT, ce qui n'est pas constaté. Nous remarquons aussi que les pics d'IRT sont fins dans l'hélium et larges dans le xénon.

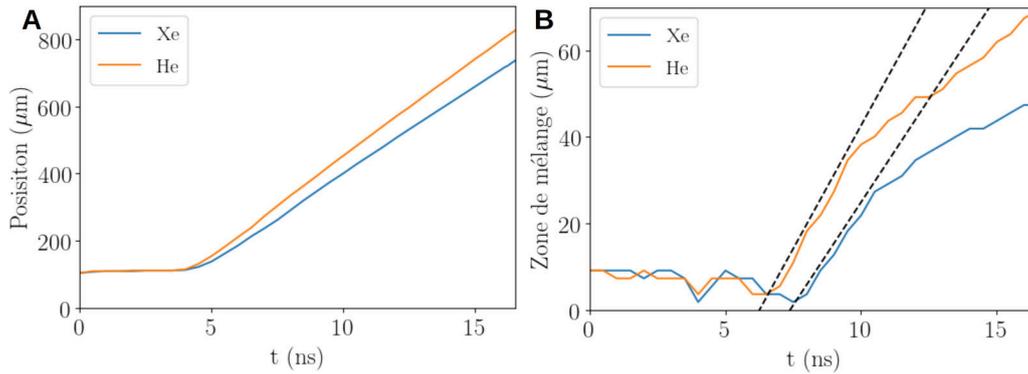


FIGURE 4.4 – Comparaison de la croissance des instabilités d’interfaces entre cas avec xénon et cas avec hélium, selon des simulations FLASH (dans des conditions LULI2000 $1,2 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, 1,5 ns). A : Comparaison de la position de l’extrémité des pics d’instabilité. Cette position correspond à celle de l’interface. Nous pouvons constater que l’interface va moins vite dans le xénon que dans l’hélium. Cela est dû aux pertes radiatives. B : Comparaison de la croissance de la zone de mélange, écart entre pics et bulle, au cours du temps. Cette zone croît plus vite en présence d’hélium et ce malgré une plus grande décélération dans le xénon. Les courbes pointillées sont des droites permettant une comparaison entre ces courbes et une croissance linéaire pouvant correspondre à l’IRM.

avancée dans le cas xénon, qui décélère plus que le cas hélium. Cela est anormal au vu du raisonnement précédent lié aux simulations MULTI, mais correspond à nos attentes théoriques. Par contre, dès la phase linéaire l’instabilité semble croître plus rapidement dans l’hélium, et cela même à position d’interface équivalente (ce n’est pas un effet lié au développement de l’interface). Ceci est anormal dans une approche linéaire de l’IRT car la plus grande décélération, constatée sur FLASH, devrait engendrer une plus forte croissance (tout autres paramètres garder constant - les gradient de densité pouvant influencer cette croissance). Cette anomalie est illustrée par la figure 4.4 qui compare la taille de la zone de mélange (distance entre bout des pics et des bulles) pour les deux gaz. Cette figure nous permet notamment de nous assurer que l’instabilité se développant correspond bien à une IRT, due à la décélération de l’interface, et non uniquement à l’IRM, due au passage du choc à l’interface. En effet, la croissance de la zone de mélange aurait dû être linéaire dans le cas de la seule IRM. En fait, elle est quasi-linéaire aux temps courts, et le reste pendant environ 2 ns, après quoi le taux de croissance chute fortement. Nous pouvons donc penser à la croissance initiale comme dominée par l’IRM, et à la rupture de pente comme à l’apparition d’effets non linéaires. C’est d’ailleurs vers ces temps que se forment les têtes des champignons. Le léger écart à la croissance linéaire initiale peut être attribué à l’IRT, celui-ci est néanmoins négligeable. Pour la partie croissance linéaire, il paraît difficile de pouvoir trancher entre IRT et IRM. Nous remarquerons néanmoins que la rupture de pente peut rappeler celle prédite théoriquement dans l’article [Nis+10], qui porte sur la croissance de l’IRM au travers d’une théorie non-linéaire se basant sur le dépôt de vorticité. Le défaut de croissance de l’instabilité constaté dans le cas du xénon ne peut pas s’expliquer par la proximité du choc, la pression post choc, ou la densité, qui sont tous comparables au cas de l’hélium. Il est donc probable que ces différences proviennent de l’effet du rayonnement produit par le choc, sur l’instabilité. Cela est d’ailleurs l’objet d’étude d’un article récent [Kur+18]. Par ailleurs une nette différence de morphologie de l’IRT dans sa phase non-linéaire semble exister entre les deux cas. Dans le cas du xénon, les pics d’instabilité sont très larges en comparaison aux bulles. Les têtes de ces pics, élargies par l’IKH, sont quasiment jointives. Dans le cas de l’hélium le contraire peut être constaté, les pics sont fins en comparaison aux bulles. Cela donne l’impression que l’IRT étudiée se développe dans le sens contraire d’un cas à l’autre. Cette différence ne peut pas être expliquée par les théories classiques de croissance de l’IRT et est donc sûrement liée à la présence du choc radiatif (constat aussi visible dans [Kur+18]).

En conclusion, la présence d’un choc radiatif devrait avoir une influence tant sur la position de l’interface que sur l’évolution de l’IRT. Nos objectifs lors de la réalisation des expériences utilisant un gaz sont donc de confirmer et de quantifier ces différences prédites par nos simulations. D’un point de vue pratique cela revient à mesurer la position de l’interface et la taille de la zone de mélange au cours du temps. Si le premier point nous paraît viable étant donné l’important écart entre les deux cas ($\sim 80 \mu\text{m}$ après 15 ns), le second peut sembler plus difficile (seulement $\sim 18 \mu\text{m}$ de différence au même temps). Cependant la différence de morphologie devrait pouvoir être observable. Il sera ben entendu nécessaire de vérifier que le choc est bien radiatif dans le cas du xénon, afin de compléter l’étude.

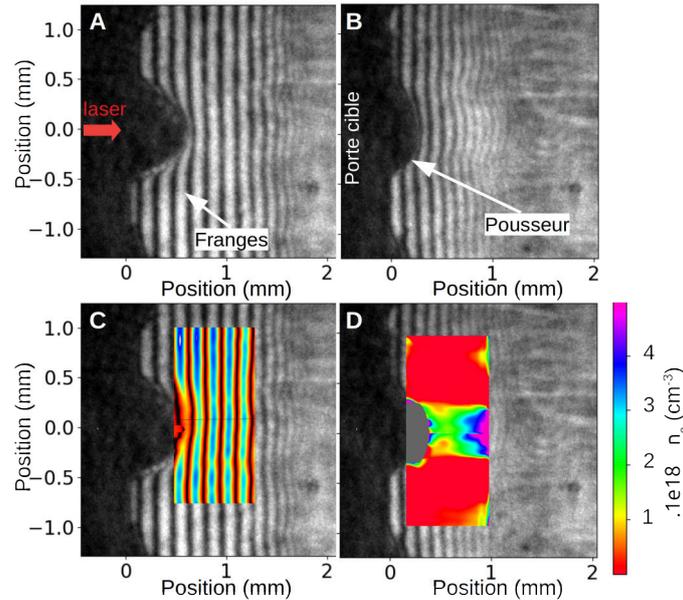


FIGURE 4.5 – Images d’interférométrie obtenues 8 ns après tir laser, sur GEKKO XII. Sur l’ensemble de ces images le laser arrive de gauche. A : Résultat obtenu avec hélium. Les franges d’interférences en amont du choc restent planes (C), la densité électronique demeure constante. B : Résultat obtenu avec xénon. Les franges d’interférences en amont du choc sont déformées. Il y a variation de la densité électronique. D : Carte de densité électronique associée à B calculé à l’aide de Neutrino.

4.1.2 Résultats expérimentaux

Comme nous l’avons décrit dans la partie précédente les expériences utilisant un milieu extérieur gazeux se sont déroulées sur deux installations laser différentes : GEKKO XII et LULI2000. Nous avons déjà évoqué la différence de diagnostics utilisés, impliquant des observations distinctes, mais n’avons pas encore évoqué conséquences des caractéristiques lasers propres aux deux installations. Sur l’installation GEKKO XII nous avons eu recours à 9 faisceaux lasers contre un seul au LULI2000. Si nous nous référons à la table 3.1 nous pouvons nous rendre compte que cela implique un facteur 4 sur l’intensité du laser et un facteur 2 sur la vitesse du choc dans l’ablateur. De ce fait le choc transmis dans le gaz aura une vitesse plus élevée sur l’installation GEKKO XII que sur l’installation LULI2000. Les effets radiatifs seront donc plus importants sur l’installation GEKKO XII. Comme nous le verrons par la suite ils sont quasiment négligeables pour l’expérience au LULI2000.

Du fait de ces écarts d’effet radiatif entre ces deux installations et des différences de diagnostics utilisés, nous aborderons séparément les résultats de ces deux expériences. Nous commencerons par ceux obtenus sur GEKKO XII. Pour chaque cas nous présenterons quelques données brutes, expliquerons nos méthodes d’analyse et leurs limites avant d’en résumer les résultats.

4.1.2.1 GEKKO XII

Comme énoncé précédemment, l’expérience menée sur GEKKO XII employait uniquement des diagnostics d’optique visible orientés de telle sorte que la modulation de l’interface de la cible (celle entre pousseur et gaz) puisse être observée. La multitude des diagnostics présents fait la richesse de cette expérience. Ils permettent de déterminer bon nombre de paramètres physiques pouvant théoriquement être comparés aux simulations. En particulier, nous commencerons par nous pencher sur le diagnostic d’interférométrie ainsi que les diagnostics utilisant des caméras à balayage de fente avant de nous intéresser à l’évolution de l’instabilité.

Le premier diagnostic d’intérêt est bien évidemment l’interférométrie. Ce diagnostic, dont des résultats bruts sont présentés sur la figure 4.5, présente des franges d’interférences dont l’écart est influencé par le chemin optique de la lumière traversant le milieu sondé. Autrement dit ces franges d’interférences sont directement liées à la densité électronique du plasma. En présence d’une densité électronique constante elles sont parallèles et équidistantes. En présence de gradient de densité électronique, elles se déforment, se rapprochant ou s’éloignant. Comme nous pouvons le constater sur la figure 4.5 ces franges restent droites en amont du choc dans le cas de l’hélium, mais

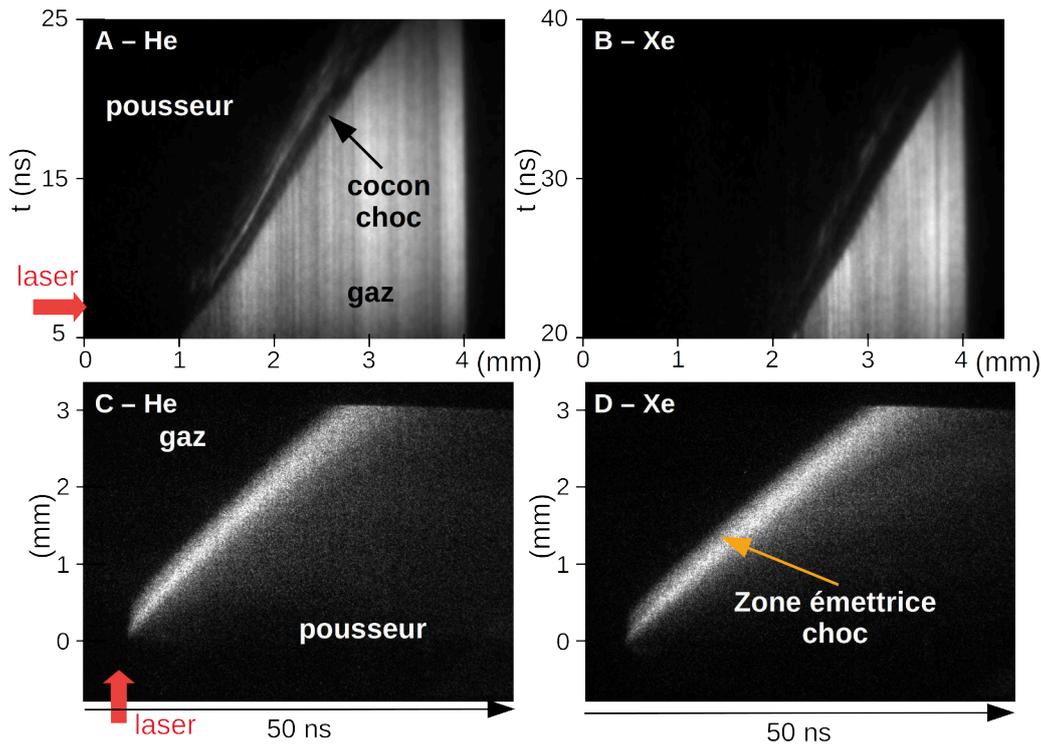


FIGURE 4.6 – Exemple de résultats expérimentaux de diagnostics streakés sur GEKKO. Ici des données d’ombroscopie (A et B) et de pyrométrie (C et D) sont présentées à la fois dans le cas de l’hélium (A et C) et du xénon (B et D). Grâce à ces images nous pouvons suivre temporellement la position de l’interface entre pousseur et gaz, la position du cocon (en amont de cette interface), ainsi que la position du choc (ligne opaque extérieure et ligne émettrice).

se trouvent déformées dans le cas du xénon. Autrement dit la densité électronique est uniforme en amont du choc dans le cas de l’hélium mais pas dans celui du xénon, où il y a donc un précurseur radiatif. À partir de ces données, il nous est possible de remonter à la densité électronique dans les deux cas en supposant une symétrie cylindrique. Pour ce faire nous avons eu recours au logiciel Neutrino développé par A. Flacco et T. Vinci¹. Les cartes de densité électronique ainsi obtenues sont présentées sur la figure 4.5. Bien que les valeurs exactes de ces densités ne nous intéressent pas de prime abord, elles peuvent servir en comparaison aux simulations. De ces résultats expérimentaux nous ne retiendrons que la présence ou l’absence de précurseur radiatif lors de l’utilisation de xénon ou d’hélium. L’étude que nous souhaitons mener est donc correcte dans le sens où nous atteignons les conditions physiques nécessaires à sa mise en place.

Une seconde classe de diagnostics d’intérêt sont ceux à dynamique temporelle 1D. Comme nous l’avons vu lors du chapitre dédié aux diagnostics, les données obtenues ici présentent une dimension spatiale et une autre temporelle. Ainsi à partir des images d’ombroscopie et de pyrométrie visible streakées, présentées sur la figure 4.6, nous pouvons obtenir l’évolution temporelle de la position du choc et de l’interface par mesure directe sur l’image (après calibration spatiale et temporelle). Les données ainsi obtenues peuvent être directement utilisées pour la calibration des codes (facteur de calibration de l’énergie laser employée), ou dans des modèles pour prédire la croissance des instabilités. La figure 4.7 A et B reprend l’évolution temporelle constatée sur les images de pyrométries précédentes et en donne la vitesse associée. En moyenne cette vitesse correspond à celle du choc mesurée sur l’ombroscopie, qui est $\sim 8\%$ supérieure à celle de la seconde interface pouvant être observée (ligne blanche entre pousseur et cocon (zone opaque de matière en avant du jet) sur les figures 4.6 A et B). Si nous considérons une vitesse initiale de débouché du choc d’environ $120 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (figure 4.7 B), en se référant à [Mic19] nous trouvons que le choc est radiatif selon des critères de ionisation du milieu amont ($< Z^* >$) dans le cas du xénon, mais pas dans celui de l’hélium. Dans le cadre de l’étude de l’IRT, nous avons utilisé cette évolution temporelle pour déterminer l’évolution de la vitesse et de l’accélération de l’interface au cours du temps (voir figure 4.7). Cela nous permet de calculer la

1. <https://github.com/NeutrinoToolkit>

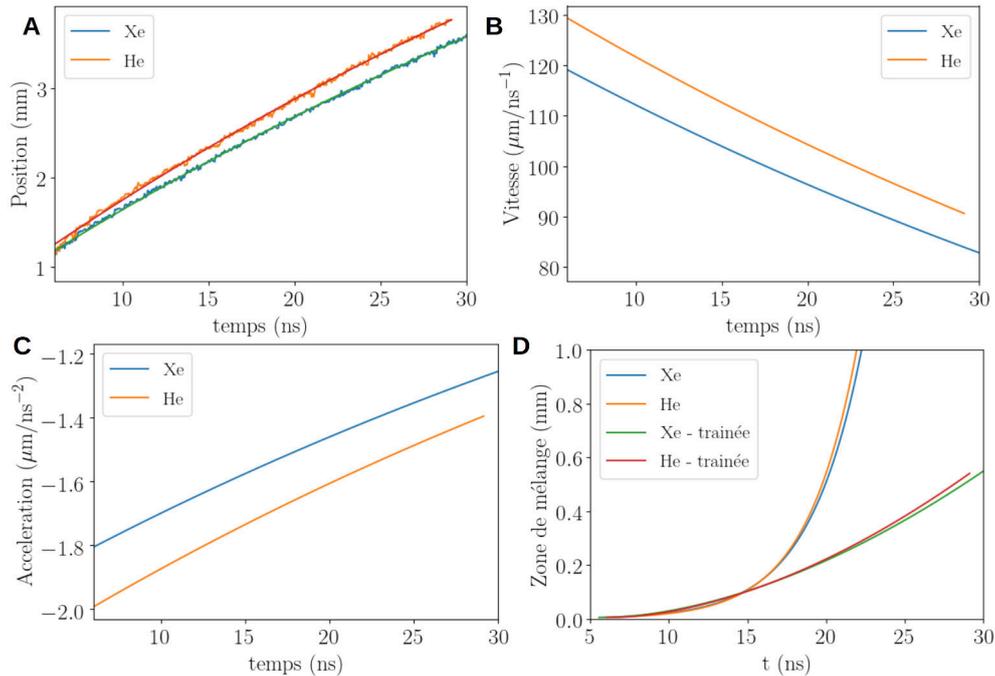


FIGURE 4.7 – A : Évolution de la position de l’interface au cours du temps déterminée à partir du diagnostic de pyrométrie streaké. Cela correspond aux images 4.6 à l’origine spatiale près. Les courbes continues correspondent à une approximation (lissage) des données expérimentales. B : Comparaison de l’évolution des vitesses d’interfaces obtenues à l’aide des courbes lissées de A. C : Comparaison de l’évolution des accélérations d’interfaces obtenues à l’aide des courbes lissées de A. D : Comparaison de la croissance théorique de l’IRT obtenue à l’aide de l’accélération (C) et en considérant une modulation et des densités constantes. Deux modèles sont présentés : le modèle classique de croissance de l’IRT, et le modèle de flottabilité traînée.

croissance de l’instabilité dans un cas idéal : phase linéaire, longueur d’onde de perturbation et nombre d’Atwood constants. D’autres modèles peuvent aussi être appliqués tel que celui de flottabilité-traînée présenté page 41. Les résultats ainsi obtenus peuvent alors être comparés aux autres mesures expérimentales afin de déterminer l’écart entre expérience et modèle ou de manière plus générale sa limite d’application.

L’ensemble des autres diagnostics non streakés permet l’observation de la morphologie du pousueur et du choc se propageant dans le gaz. La figure 4.8 présente quelques résultats typiques de ces diagnostics. Sur les images de type pyrométrie, seules les zones émettrices de lumière apparaissent. Cela correspond essentiellement au choc et au milieu post-choc qui lui est proche. L’information liée l’interface présente sur ces diagnostics est donc limitée. Les diagnostics d’ombroscopie et d’interférométrie quant à eux permettent l’observation de l’interface et du choc. Le pousueur y apparaît sombre, car étant opaque au laser sonde, le choc prend la forme d’une ligne sombre entourant le pousueur.

D’un point de vue morphologique le pousueur et le choc présentent bon nombre d’aspects intéressants. Nous pouvons observer que le pousueur prend une forme allongée pouvant rappeler celle d’un jet. Le choc quant à lui est très proche de l’extrémité du pousueur (il semble parfois être en contact avec celui-ci) et s’écarte sur les côtés du pousueur. Cette structure peut rappeler celle des chocs d’étrave apparaissant autour de jets astrophysiques tels que les objets de Herbig-Haro [BFK90]. Une différence de morphologie existe entre cette structure dans le xénon et dans l’hélium. Dans l’hélium, le choc sur les côtés du pousueur est net et lisse ; de plus le gaz choqué entre pousueur et choc semble assez uniforme. Dans le cas du xénon, le front de choc semble plus perturbé tout comme le milieu entre choc et pousueur. En particulier les nombreuses variations d’intensité lumineuse sur l’ombroscopie indiquent des variations d’indice optique (effet lentille) témoignant de l’existence d’inhomogénéités dans ce milieu. Cette différence de structure rappelle l’évolution au temps long de jets se refroidissant par radiation telle que figurant dans [BFK90]. Autrement dit la structure prise par notre pousueur et choc se détendant dans le xénon correspond à celle d’un jet sujet à un refroidissement radiatif. Le cas de l’hélium quant à lui correspondrait à un jet dans une situation adiabatique, ou suffisamment tôt dans le temps pour que les effets du refroidissement radiatifs soient

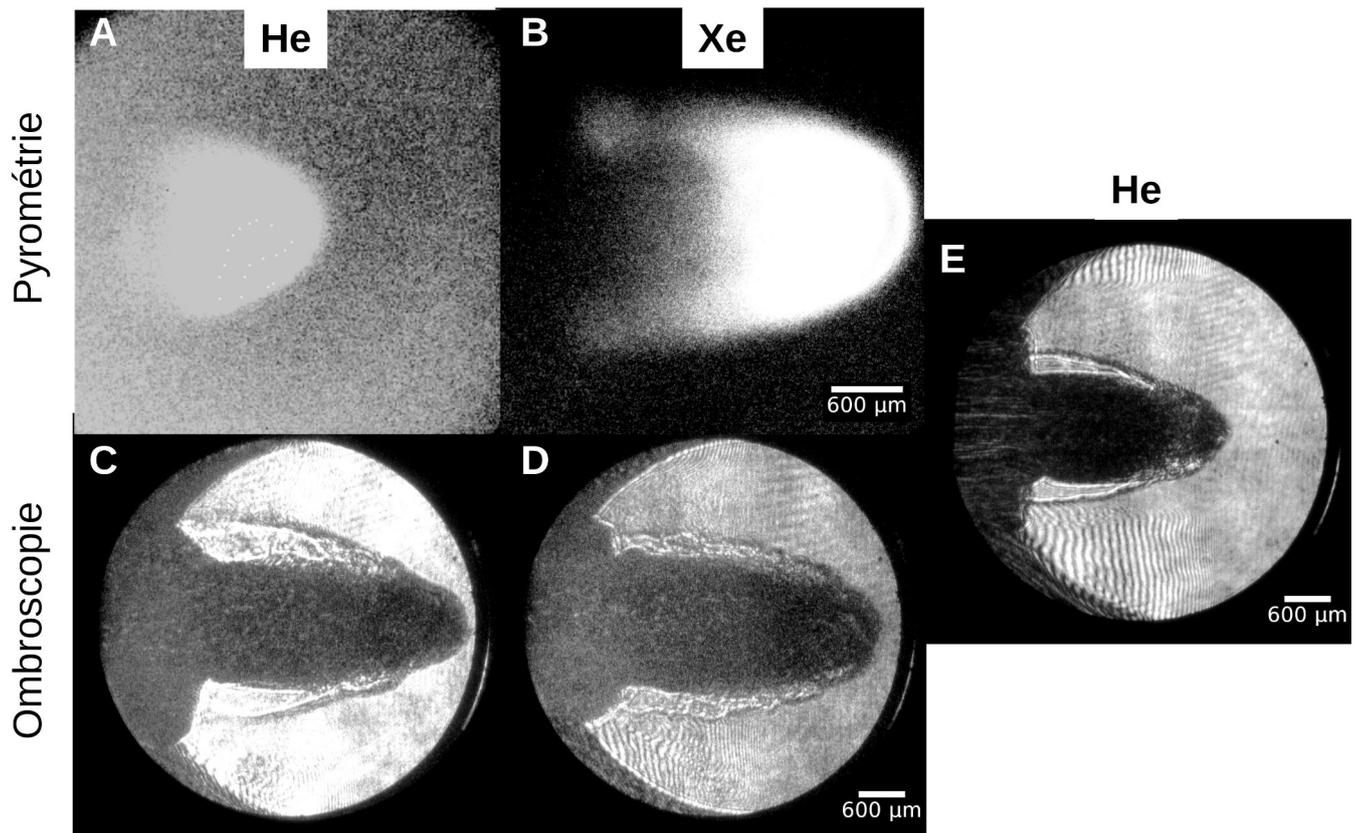


FIGURE 4.8 – Exemples d’images expérimentales obtenues à l’aide de diagnostic non streaké à la fois dans l’hélium (A, C, E) et dans le xénon (B, D). A et B : Image de pyrométrie optique bidimensionnelle prises 15 et 30 ns après le tir laser. C et D : Images d’ombroscopie prises 40 ns après le tir laser. Nous pouvons remarquer des différences de morphologie du jet entre les deux gaz, notamment au niveau du choc d’étrave. E : Image d’ombroscopie dans l’hélium prise 25 ns après le tir laser. Sur cette image le détachement entre cocon et pousseur apparaît nettement.

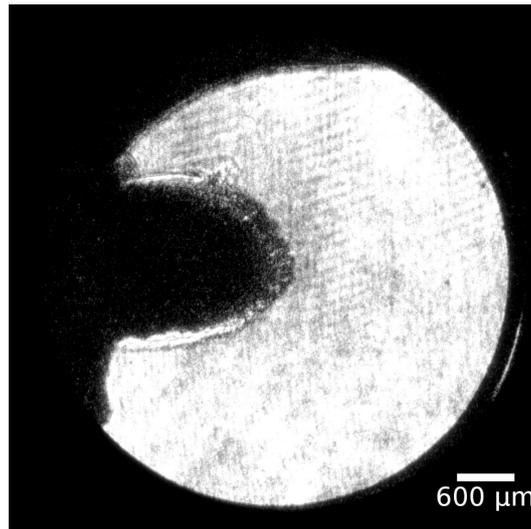


FIGURE 4.9 – Image d'ombroscopie obtenue dans le xénon 40 ns après tir laser. À l'extrémité du pousseur nous pouvons constater la présence de ce qui pourrait être une modulation. Néanmoins la trop faible résolution du diagnostic empêche une étude précise de cette instabilité. Par ailleurs, nous remarquons que le pousseur est moins avancé sur ce tir que sur nos autres exemples, cela est dû à une plus faible énergie laser 850 J seulement.

encore négligeables. Les perturbations du choc d'étrave et du milieu choqué semblent donc liées à la présence de rayonnement et au refroidissement induit par celui-ci. Cela pourrait entre autres correspondre au développement d'instabilités radiatives au front de choc tel que les instabilités de Vishniac [Vis83 ; RV87].

Un autre indicateur morphologique pouvant rapporter nos résultats aux jets tels que décrits dans [BFK90] est la formation d'un cocon de matière dense à l'extrémité du pousseur entre ce dernier et le choc. Ce cocon apparaît dans nos deux cas (hélium et xénon). Il pourrait correspondre à une fracturation du pousseur ou à une importante accumulation de gaz choqué. Il est peu vraisemblable que cette accumulation puisse rendre le plasma opaque, au vu des niveaux de compressions nécessaires à la création d'un tel milieu. En effet, il faudrait une compression d'environ 10 et un gaz totalement ionisé pour atteindre une densité électronique d'environ 10^{20} cm^{-3} à partir de laquelle le plasma commence à devenir opaque. Par contre, il est possible que la déviation des rayons lumineux traversant cette région soit telle qu'ils ne puissent pas être captés par nos détecteurs. En effet, une densité électronique de 10^{19} cm^{-3} sur plusieurs centaines de micron peut suffire pour que les phénomènes de réfraction empêchent de recueillir la lumière sur le système optique. Cette densité peut être atteinte par un taux de compression de 10 et des ionisations de 5 dans le xénon, ou par une compression de 2 et une ionisation de 1 dans l'hélium. D'après les différentes simulations ces conditions peuvent être atteintes. Une fragmentation du pousseur quant à elle pourrait être expliquée par l'apparition de chocs obliques au niveau de l'extrémité du jet [BFK90]. Ceux-ci entraîneraient l'apparition de nœuds de densité au sein du pousseur, la rupture de l'extrémité du pousseur et son détachement par l'apparition de mouvements de convections. Un autre phénomène pouvant entraîner la fragmentation du jet serait le développement d'autres instabilités telles que celle de Rayleigh-Plateau [Pla73]. Cette dernière est néanmoins peu probable car elle se base sur la tension de surface normalement négligeable pour ce type de plasma chaud. Nous remarquerons que ce cocon de matière est aussi présent dans le cas de l'hélium, ce qui laisse supposer qu'il ne peut être dû qu'au seul refroidissement radiatif. Une possibilité serait que ce refroidissement, existant bien que faible dans le cas de l'hélium, se couple à l'IRT et permet la séparation de l'extrémité des pics d'IRT de leur base (le corps des doigts d'instabilité étant fins en comparaison à leur extrémité dans la phase non linéaire).

L'ensemble de ces aspects morphologiques semblent nous indiquer une différence de processus physique entre le cas avec xénon et avec hélium. Ils mettent en exergue la présence de rayonnement dans le xénon. Nous limiterons à cela notre analyse de la morphologie globale des jets que nous avons obtenus pour consacrer le reste de notre étude à l'IRT.

L'interface entre pousseur (sombre) et gaz choqué (clair) peut être observée à l'aide de l'ensemble des diagnostics d'ombroscopie et d'interférométrie (voir figures 4.5 et 4.8). Cette interface est instable du point de vue de l'IRT et nous devrions donc pouvoir observer la croissance d'instabilité. Malheureusement cette observation n'a pu être réalisée au cours de cette expérience. Sur nos images obtenues aux temps longs (longtemps après tir laser) la

présence du cocon cache toute présence d'instabilités. Nous avons déjà évoqué la possibilité que ce cocon soit en partie constitué des doigts d'instabilité. Dans un tel cas, il serait impossible de les observer aux temps longs. Aux temps courts, nous n'observons pas plus d'instabilités. Cela est peut être dû à un grandissement (ou à la résolution) insuffisant de nos diagnostics optiques, qui devaient aussi servir pour d'autres expériences. Une seule image, présentée figure 4.9, semble suggérer la présence d'IRT. La résolution y est malheureusement insuffisante pour pouvoir affirmer que l'interface est bien modulée et que ce n'est pas simplement une perturbation du gaz post-choc (présentant une longueur d'onde proche de celle de l'interface) que nous observons.

En conclusion, nous pourrions qualifier l'expérience réalisée sur GEKKO XII d'échec en ce qui concerne l'étude expérimentale du développement de l'IRT. Nous avons néanmoins pu tirer de cette expérience des vitesses de choc et d'interface que nous avons pu comparer à celle de simulation FLASH afin d'adapter les paramètres d'énergie laser de ce code.

4.1.2.2 LULI2000

L'expérience avec gaz réalisée sur l'installation LULI2000 a eu lieu quelques mois après celle sur GEKKO XII. Afin de palier le problème rencontré sur l'expérience précédente nous avons utilisé des diagnostics bénéficiant d'un plus grand grandissement et donc d'une résolution plus importante que sur GEKKO. Nous avons aussi eu recours à un diagnostic de radiographie X présentant une résolution d'environ 25 μm .

Du fait de la plus faible intensité du laser LULI2000 en comparaison à GEKKO XII, la vitesse du choc transmis dans le gaz se trouve plus faible. De ce fait les phénomènes radiatifs seront moins importants. D'après nos estimations, le choc ne sera que peu radiatif même en présence de xénon.

Tout comme lors de l'expérience menée sur GEKKO XII, nous avons eu recours à des diagnostics optiques visibles regardant une face transverse de nos cibles. Cependant ces diagnostics ne permettent pas d'observer l'évolution de l'IRT du fait de l'orientation des cibles.

Ici aussi nous avons utilisé des diagnostics de pyrométrie optique à la fois streakée (observant la direction orthogonal à la cible) et bidimensionnelle (cf. figure 4.10). Ces diagnostics nous permettent de repérer les zones émissives du plasma, essentiellement au niveau du choc, et de les suivre dans le temps. En particulier, nous pouvons observer une succession de deux à trois zones émissives sur les images bidimensionnelles. Nous n'avons pas d'explication certaines sur la nature de ces multiples zones, mais avons tout du moins un certain nombre d'hypothèses vraisemblables. Les deux premières zones prennent la forme d'arc de cercle de forte luminosité possédant une surépaisseur en leur centre. Ces arcs correspondent aux parties les plus émissives du plasma, en l'occurrence le choc et l'accumulation du gaz choqué entre choc et pousseur. Ce gaz se caractérise par sa haute température due au passage du choc et par conséquent pas sa forte émissivité. Il est important de remarquer que nous retrouvons ici la morphologie observée sur GEKKO XII, un cocon de gaz se forme à l'extrémité du jet (pousseur), formant une boule centrale, et s'écoule de part et d'autre de ce dernier, formant ainsi un arc. La partie plus sombre suivant cet arc est composée des matériaux du pousseur plus froid rayonnant moins.

L'explication précédente permet d'appréhender la forme et l'émissivité d'un seul arc et non de deux. Le second arc peut soit être expliqué par la morphologie tridimensionnelle du pousseur, soit par un problème de diagnostic. Si nous considérons la morphologie globale du pousseur, nous pouvons nous le représenter comme une tête d'ogive ou un demi ballon de rugby précédé d'un choc de forme similaire. La présence et le développement d'IRT, ajoute à cela des rainures quasi parallèles entre elles, dont les extrémités s'écartent. Ainsi le gaz choqué pourrait se retrouver coincé dans ces rainures, il s'accumulerait donc à l'avant du pousseur mais aussi dans ces interstices latéraux, certains faisant quasiment face aux diagnostics transverses. Ainsi plusieurs zones émissives pourraient être formées en corrélation avec la modulation de l'interface. La distance entre les arcs lumineux serait alors entièrement corrélée à la longueur d'onde de la modulation, la croissance de l'instabilité et à la courbure de l'interface. Dans le cadre de cette explication le nombre d'arcs de cercle devrait être lié au nombre de modulations latérales apparentes, ce qui est le cas. En effet nous disposons d'une tâche focale d'environ 500 μm pour une longueur d'onde de 120 μm soit environ 4 modulations, dont seulement la moitié peut être apparente de chaque côté du pousseur. Ce résultat est en partie confirmé par les données obtenues à l'aide du diagnostic de pyrométrie face arrière (nous y reviendrons ultérieurement).

La seconde explication repose sur une possible erreur lors de la mise en place du diagnostic. Selon cette hypothèse le second arc serait dû à une image secondaire, sorte d'image fantôme de la première. Cela pourrait être dû à une réflexion parasite dans la ligne d'imagerie. Certains éléments poussent dans ce sens : une morphologie assez similaire des multiples arcs, un écart entre arc assez constant d'une image à une autre ($492 \pm 6 \mu\text{m}$ que ce soit 10, 15, 20 ou 30 ns après tir laser). Nous noterons néanmoins que l'arc extérieur est en moyenne plus épais que

l'arc intérieur. Cela pourrait contredire cette hypothèse d'image secondaire, sauf si la perte d'intensité lumineuse sur cette image secondaire est suffisante pour permettre cet effet (chute plus abrupte de l'intensité donnant l'impression que l'objet est plus large).

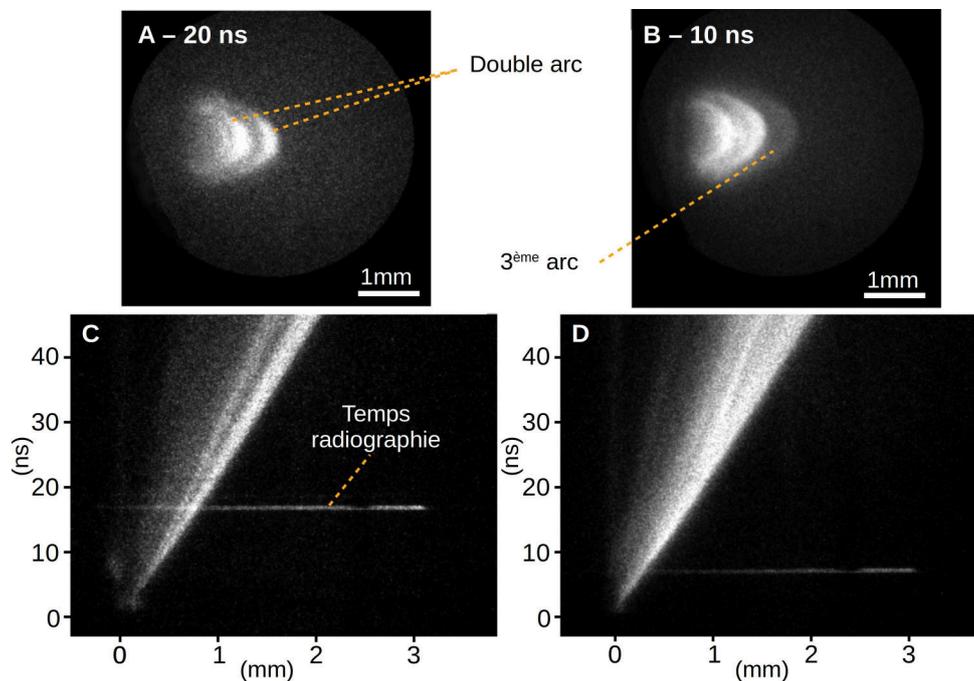


FIGURE 4.10 – Comparaison de résultats de pyrométrie obtenu dans l'hélium (A et C) et dans le xénon (B et D) au cours de l'expérience sur l'installation LULI2000. A et B : Image de pyrométrie optique 2D prise respectivement 20 et 10 ns après tir laser. Nous pouvons y voir plusieurs arcs lumineux. Le second (extérieur) est peut-être dû à une image parasite. Le troisième arc présent uniquement dans le xénon est lié à un précurseur radiatif. C et D : Images de pyrométrie streakée. Plusieurs sources lumineuses détachées spatialement peuvent être observées. Par ailleurs la ligne lumineuse à temps constant est dû à l'utilisation du laser pico2000 pour la réalisation des radiographies.

Le troisième arc n'apparaît que sur une seule image. De ce fait il est peu probable qu'il soit dû à une seconde réflexion. Il présente une faible intensité et est quasiment jointif à l'arc qui le suit. Il est peut-être produit par le gaz en amont du choc chauffé par le rayonnement du choc (précurseur radiatif). Cela serait cohérent avec son apparition uniquement dans le xénon. Par contre son absence de la plupart des tirs avec xénon (une seule apparition sur quatre tirs) laisse à penser que même en présence de ce gaz le choc n'est que peu radiatif.

La pyrométrie streakée latérale permet de suivre l'évolution temporelle du bout de ces différents arcs. De manière globale le second arc (celui suivant l'autre) se déplace à une vitesse plus faible que le premier. L'écart entre les deux arcs croît donc au cours du temps. Nous noterons une légère incohérence des résultats de ce diagnostic avec le précédent en ce qui concerne l'épaisseur relative de chaque arc. En effet sur ce diagnostic streaké le premier arc semble plus épais que le second contrairement à notre observation sur la pyrométrie bidimensionnelle. Nous n'expliquons pas ce dernier point. Nous noterons néanmoins qu'il est peut être lié à l'hypothèse de l'image secondaire (la pyrométrie streakée ne la verrait pas).

La vitesse de choc mesurée à l'aide de ce diagnostic est de $40 \pm 3 \mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$ (vitesse de l'élément le plus rapide) et ce quel que soit le gaz. La barre d'erreur correspond à l'écart type des vitesses mesurées. Nous noterons que l'ensemble des autres diagnostics statiques utilisés prédisent une vitesse moyenne supérieure (vitesse obtenue à partir de la position du choc constaté et du retard de déclenche du diagnostic). Par contre, lorsque leurs données sont mises en commun (courbe de trois points dont deux superposés), la vitesse obtenue est similaire à celle de la pyrométrie streakée. Autrement dit cela est révélateur d'un problème d'origine (spatiale ou temporelle) entre la streak et les autres diagnostics optiques. Une translation temporelle d'environ 15 ns ou spatiale d'environ 600 μm pourrait permettre de ramener l'ensemble des points expérimentaux sur une même courbe. Il paraîtrait surprenant qu'une erreur sur l'origine spatiale apparaisse sur les diagnostics transverses, car la position initiale de la cible est identifiée à l'aide d'une image de référence sur l'ensemble des diagnostics non streakés. Du point de vue de la pyrométrie streakée l'écart entre la zone émettrice et les bords du champ de vision du diagnostic laisse à penser

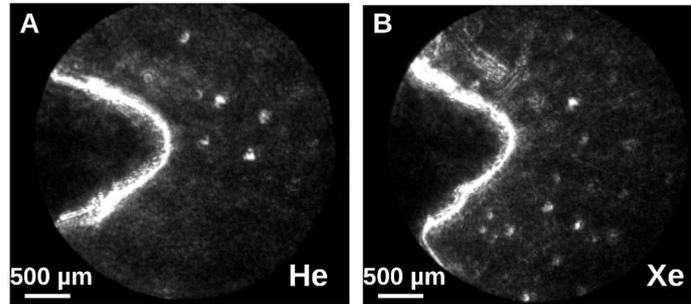


FIGURE 4.11 – Image de strioscopie obtenue au LULI. A : Image prise dans l'hélium 20 ns après tir laser. B : Image prise dans le xénon 15 ns après tir laser.

que cette erreur spatiale est inexistante. Une erreur sur l'origine des temps quant à elle est plus probable et aurait pu avoir lieu au moment de la synchronisation des différents diagnostics entre eux. Si nous supposons que la streak a été synchronisée avec les faisceaux nano2000 et pico2000, que le début du faisceau sonde (CFR) est synchronisé avec ces deux lasers, mais que l'ensemble des diagnostics bidimensionnels a été synchronisé avec la fin de l'impulsion CFR, il résulte une erreur systématique sur le timing de ces diagnostics. Ce retard correspondrait à la durée du CFR de l'ordre de 14 ns. Dans l'hypothèse où c'est effectivement l'origine de l'écart constaté cela représente une erreur expérimentale de notre part.

Nous retiendrons donc que la vitesse du choc est de $40 \pm 3 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$ pour un gaz d'hélium ou de xénon de densité $5,39 \times 10^{-5} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. En s'inspirant des travaux de Th. Michel [Mic19] sur les chocs radiatifs, la vitesse critique au-delà de laquelle de choc devient radiatif dans le xénon est de $24 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et de $383 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ dans l'hélium. Notre choc serait donc bien légèrement radiatif dans le cas du xénon mais pas dans celui de l'hélium.

Les autres diagnostics latéraux d'optique visible utilisés lors de cette expérience sont des diagnostics de strioscopie (deux en tout). Ils mettent en évidence les variations d'indice optique du milieu généralement liées à des changements de densité ou de température. Tout comme les diagnostics d'ombroscopie utilisant un laser sonde, ces diagnostics ne peuvent pas sonder un plasma dont la densité électronique dépasse une densité critique. Quelques résultats typiques obtenus à l'aide de ces deux diagnostics sont présentés sur la figure 4.11. Nous pouvons y observer le pousseur (zone opaque) entourés d'un halo blanc, le choc, se détendant dans le gaz. Nous remarquerons que le milieu amont du choc apparaît uniforme sur l'ensemble des images. Autrement dit, les modifications d'indice optique liées à la présence d'un précurseur radiatif sont faibles voire négligeables. Or ce chemin optique (indice optique intégré sur le parcours du rayon lumineux) dépend de la densité du milieu. Cela suggère que ce type de précurseur est soit totalement absent de l'expérience (hélium), soit extrêmement faible (xénon au vu des émissions). S'il était suffisamment important, la strioscopie donnerait soit un fond lumineux (gradient), soit un trait l'entourant s'il est uniforme.

D'un point de vue morphologie nous ne retrouvons pas les résultats obtenus lors de l'expérience GEKKO XII comportant un choc d'étrave. Nous remarquerons que le choc reste proche du pousseur dont il ne se détache pas. La zone apparaissant comme trouble autour du pousseur opaque semble marquer la présence du gaz comprimé, celle-ci fait $68 \pm 8 \mu\text{m}$ sur l'image B et ne dépasse pas les $110 \pm 8 \mu\text{m}$ d'épaisseur (distance entre zone opaque et extrémité extérieure du halo blanc), la distance entre choc et pousseur. Cela semble normal si l'on considère que la vitesse fluide et donc la vitesse initiale de l'interface est proche de la vitesse du choc. Elles sont respectivement de $47,5$ et $53 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ dans le cas du xénon, d'après les équations d'état SESAME. De ce fait l'écart entre choc et interface après 20 ns devrait être de $110 \mu\text{m}$. Cela ne rend néanmoins pas compte des différences de décélération qui peuvent exister entre choc et pousseur. Si ces différences sont suffisamment grandes, elles peuvent entraîner la séparation entre choc et pousseur. Cela ne semble pas être le cas ici.

Enfin nous remarquerons que la position de l'extrémité du choc observé par strioscopie correspond à celle du premier arc (arc intérieur) observé par pyrométrie (voir figure 4.12). Cela va corroborer la théorie selon laquelle le second arc correspond à une réflexion parasite dans le système optique.

En plus des diagnostics latéraux présentés précédemment, nous disposons d'un diagnostic de pyrométrie streaké regardant la face arrière de la cible. Ce diagnostic, dont des résultats typiques sont présentés sur la figure 4.13, apporte de nombreuses indications sur l'évolution initiale du système. Dans un premier temps, nous pouvons observer une émission sur une grande largeur correspondant à la tâche focale. Cela correspond à l'émission produite par le choc au sein du pousseur, qui n'est pas opaque. Dès que le choc débouche du pousseur et

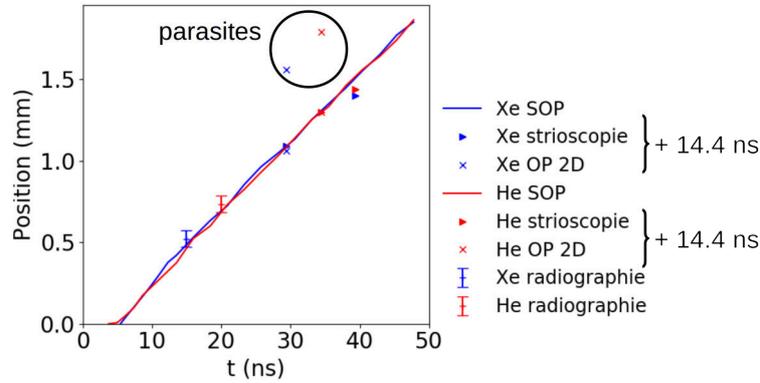


FIGURE 4.12 – Comparaison de la position du choc selon les différents diagnostics optiques utilisés durant l'expérience LULI2000 avec gaz. Les diagnostics optiques non streakés ont une erreur systématique de synchronisation de 15 ns, que nous compensons sur ce graphique par une translation temporelle. Par ailleurs les secondes images observées en pyrométrie optique sont des images parasites.

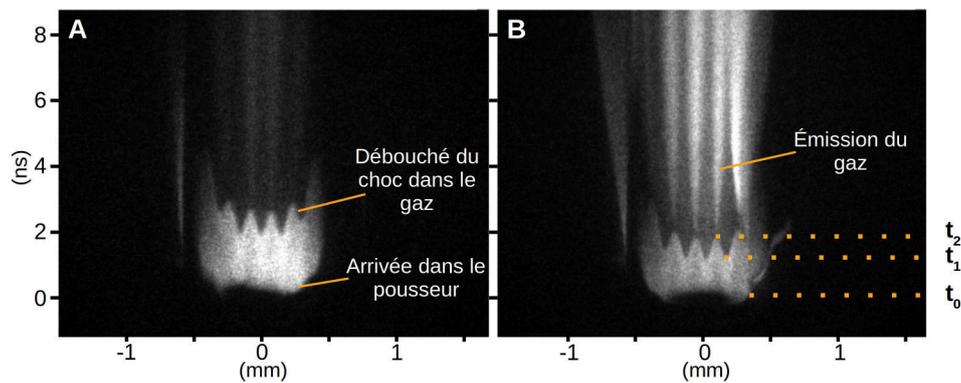


FIGURE 4.13 – Images expérimentales de pyrométrie optique streakée regardant la face arrière de la cible dans le cas de l'hélium (A) et du xénon (B). Dans ces deux cas, ce diagnostic nous permet d'observer l'arrivée du choc dans le poussoir, ainsi que son débouché dans le gaz. Cela nous donne une indication sur l'épaisseur du poussoir. Par ailleurs, il fournit des indices sur la présence d'IRM, notamment par comparaison de l'émission dans le gaz par rapport à la position de la modulation initiale.

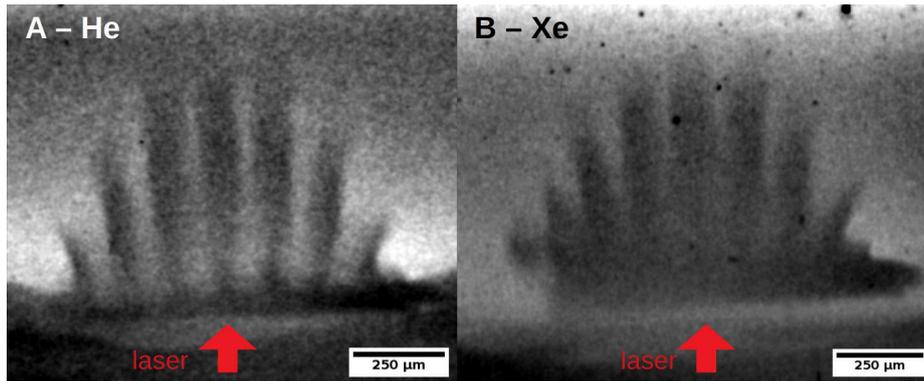


FIGURE 4.14 – Image expérimentale de radiographie X obtenue 20 ns après tir laser dans l'hélium (A) et dans le xénon (B). Les parties sombres sont celles absorbant le plus de rayons X, à savoir le porte cible en bas et le pousseur modulé. Une modulation est visible sur l'ensemble de l'épaisseur du pousseur (jusqu'à sa base). Les images présentées ici ne sont pas des données brutes mais des images filtrées pour enlever le bruit et les variations d'intensité à grande échelle pouvant nuire à leur lecture (filtre passe-bande de type FFT laissant passer le signal compris entre 7 et 423 μm de longueur d'onde).

atteint le milieu gazeux l'intensité lumineuse reçue par notre détecteur diminue fortement. Autrement dit nous pouvons voir l'arrivée du choc dans le pousseur (le bouclier d'or étant opaque au rayonnement visible) puis le débouché du choc dans le gaz. Du fait de la modulation du pousseur le choc ne débouche pas simultanément sur l'ensemble de la largeur du pousseur. Après le débouché du choc nous pouvons voir la formation de lignes droites s'élargissant. Ces zones de forte émission apparaissent dans le prolongement des pics de la modulation initiale du pousseur, qui correspondent aux bulles de l'IRT à cause de l'inversion due à l'IRM. Ces zones d'émission restent stables et localisées au cours de l'expérience et devraient être dues à la présence de gaz chauffé par le choc. Nous reviendrons ultérieurement à l'explication plus complète de leur origine et de leur formation.

La mesure des différents temps d'arrivée (apparition du signal, t_0) et de débouché du choc au niveau de la modulation (disparition du signal sur les pics, t_1 , ou bulles, t_2 , au niveau de la modulation), nous permet de déterminer la vitesse du choc à la sortie du pousseur, $c_s = 2h/(t_2 - t_1)$ (l'amplitude de modulation, h , étant connue) et de vérifier l'épaisseur des pousseurs, l . Ainsi nous mesurons une vitesse de choc moyenne de $13,9 \pm 1,9 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$ en sortie du pousseur, ce qui peut nous permettre de calibrer nos simulations (en y faisant varier l'intensité laser pour retrouver cette vitesse). Par ailleurs si nous supposons la vitesse du choc constante au sein du pousseur nous pouvons en déterminer l'épaisseur, $l = c_s((t_1 - t_0) + (t_2 - t_0))/2$, qui serait en moyenne de $34,0 \pm 8,5 \mu\text{m}$ soit moins que celle prévue pour l'expérience. Nous remarquerons néanmoins que l'épaisseur que nous avançons est une sous-estimation de la valeur réelle étant donné la présence de multiples chocs se rattrapant dans le pousseur. La vitesse du choc de tête, que nous observons, augmente au cours du temps (le choc débouchant est le plus rapide). Nous préciserons aussi que les valeurs données précédemment représentent des valeurs moyennées sur l'ensemble des tirs comparables (mêmes paramètres de caméra) et que la barre d'erreur correspond à l'écart type à cette moyenne, autrement dit cela représente une dispersion des valeurs mesurées. Nous arrivons donc à la conclusion que l'épaisseur du pousseur variait de cible en cible avec un écart d'épaisseur pouvant atteindre les 25 %. Cette variation peut bien entendu être due à des différences d'amplitude de modulation ou à des variations d'énergie laser (et donc de vitesse de choc), plutôt qu'à l'épaisseur du pousseur.

Le principal diagnostic employé lors de cette expérience est une radiographie à rayons X. Elle se compose d'un fil de titane de 25 μm de diamètre employé conjointement au faisceau pico2000 qui génère la source de rayons X et d'une IP filtrée par 12,5 μm de titane et 150 μm de plastique. Cette radiographie s'effectue selon l'axe orthogonal au plan équatorial comportant l'ensemble des diagnostics visibles selon une géométrie bas-haut. Sa ligne de visée permet donc l'observation de la modulation de l'interface, et par conséquent l'étude de l'IRT.

La figure 4.14 montre quelques résultats de radiographie typique obtenus lors de cette expérience. Nous pouvons y observer le porte cible, opaque, le gaz, transparent, et le pousseur, absorbant une partie des rayons X. Nous remarquerons qu'une modulation du pousseur est clairement observable et que sa longueur d'onde, 120 μm , correspond à celle pré-imposée à la surface du pousseur. Sur ces images, nous pouvons constater que l'interface entre pousseur et gaz n'est pas nette, il y a un manque de contraste. Cela rend l'obtention d'une mesure précise difficile.

D'un point de vue morphologique, le pousseur prend une forme similaire à celle observée sur les diagnostics optiques transverses, si nous ne tenons pas compte de la modulation. Par ailleurs nous pouvons remarquer que la modulation continue jusqu'à la base du pousseur. Nous pouvons donc observer une modulation de densité au sein même du pousseur. Nous reviendrons sur ce point et ainsi que sur l'évolution de l'instabilité dans la partie suivante lors de comparaison entre expérience et simulations.

Un dernier point à considérer est la comparaison des résultats de ce diagnostic avec ceux évoqués précédemment. La position de l'extrémité du pousseur telle que mesurée par radiographie correspond à celle du choc obtenu à l'aide de la pyrométrie latérale streakée. Cette position est dans ce cas obtenue par la mesure de la distance entre le bout du pic le plus éloigné du support de cible et la surface plane de la partie ne se déformant pas de la cible (hors axe laser). Cette mesure souffre de l'incertitude sur la position exacte de l'extrémité, à cause des problèmes de contraste, ainsi que de problèmes de réelle définition de la position initiale dans l'hypothèse où la surface initiale de la cible n'était pas plane mais bombée à cause des pressions mises en jeu. D'un point de vue comparaison aux autres diagnostics, cette mesure conforte l'hypothèse selon laquelle l'ensemble des diagnostics optiques bidimensionnels était sujet à un problème de synchronisation les faisant retarder de ~ 15 ns par rapport au temps voulu. Par ailleurs cette mesure semble nous indiquer que la zone émettrice (vue par la streak transverse) se trouve au sommet des pics observés.

En conclusion, l'expérience effectuée sur le LULI2000 semble pouvoir permettre l'étude de l'IRT. L'ensemble des résultats obtenus semble cohérent. Nous noterons toutefois la présence probable d'une réflexion parasite sur la pyrométrie bidimensionnelle. Celle-ci est très certainement due au mauvais emploi d'un miroir semi-réfléchissant (mis à l'envers).

4.1.3 Analyse détaillée et comparaisons aux simulations

Dans la partie précédente nous avons présenté les résultats de deux expériences utilisant un milieu extérieur gazeux. Puis nous en avons effectué une première analyse en comparant les différents résultats entre eux, et en émettant des hypothèses sur leur nature. Dans cette partie, nous allons établir la dynamique du plasma au cours de ces expériences. Pour cela nous comparerons les résultats expérimentaux à différentes simulations.

Nous décomposerons notre analyse selon trois grandes thématiques. Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux instants initiaux de l'instabilité, à la forme de jet que prend le pousseur, et aux zones émissives du plasma. Dans un second temps nous parlerons de la croissance de l'IRT vue par la radiographie X et de son interprétation. Enfin nous expliquerons l'origine de la courbure de l'interface constatée sur les radiographies. Ce dernier point sera aussi valable pour les expériences utilisant une mousse comme milieu extérieur.

4.1.3.1 Jet, émission du plasma, et IRM

Le premier point sur lequel va se porter notre analyse est la morphologie globale du jet formé par le pousseur (sans tenir compte de l'IRT). Une compréhension plus fine de cette structure permet de comprendre quelles sont les zones émettrices au sein du plasma et par extension de comprendre les instants initiaux de l'évolution de l'instabilité tel que vue par la SOP face arrière.

Avant de commencer cette analyse nous rappellerons que les zones émissives d'un plasma sont celles présentant une densité ionique et une température élevée. En particulier, l'intensité lumineuse produite par un élément de plasma (émission bremsstrahlung) vaudra [ZR67; Vin06] : κI avec I l'émission de Planck et κ l'opacité de ce même élément.

$$I = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (4.1)$$

$$\kappa(\text{cm}^{-1}) = 7.13 \cdot 10^{-16} \frac{N_i(\text{cm}^{-3})(Z^* + 1)^2 e^{y-y_1}}{T^2 y^3} \quad (4.2)$$

avec N_i la densité ionique du plasma, Z^* son niveau de ionisation, T la température électronique et y un facteur valant :

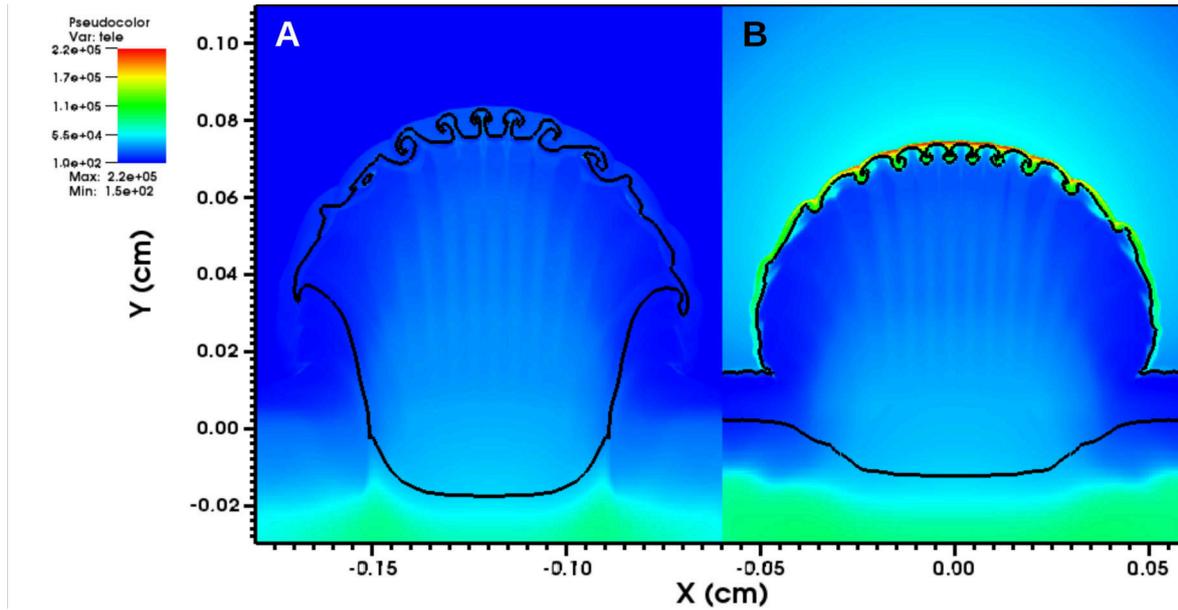


FIGURE 4.15 – Résultats de simulation FLASH montrant les cartes de température électronique 16,5 ns après le tir laser dans le cas de l'hélium (A) et du xénon (B). Le pousueur est entouré d'un trait noir. La température électronique est la plus élevée dans le gaz post-choc, c'est cette zone qui est responsable de l'émission lumineuse du plasma dans nos expériences. Dans le cas de l'hélium elle reste à peu près constante sur l'ensemble du gaz choqué, alors que dans le cas du xénon, elle chute rapidement après le passage du choc (refroidissement radiatif). Par ailleurs un précurseur radiatif peut être observé dans le cas du xénon.

$$y = \frac{1240}{\lambda(\text{nm})T} \quad (4.3)$$

$$y_1 = \frac{10.4Z^{4/3}}{T} \frac{(Z/Z^*)^2}{(1 - Z/Z^*)^{2/3}} \quad (4.4)$$

De telles zones émissives se retrouvent donc : au niveau du choc, dans le précurseur radiatif (s'il existe et est suffisamment chaud et dense), ou dans le reste du gaz choqué, si les pertes radiatives du gaz sont suffisamment faibles et que le gaz choqué reste donc chaud (les pertes radiatives du xénon entraînent une rapide chute de sa température post-choc, ce n'est pas le cas dans l'hélium). D'après nos simulations (voir figure 4.15), le pousueur présente une température électronique trop faible pour avoir une forte émissivité.

Si nous résumons les résultats que nous avons obtenus, hors radiographie, sur la morphologie globale du jet lors de ces deux expériences, nous pouvons dresser un tableau assez cohérent de la structure que nous avons observée (celle-ci est en accord avec [BFK90]). Cette structure se rapporte assez bien aux jets astrophysiques et peut se diviser en quatre parties : un faisceau, un cocon, un suaire et un choc d'étrave (voir figure 4.16). Le faisceau est constitué uniquement des matériaux du pousueur. Du fait de sa forte densité comparée au gaz, il a un mouvement quasi balistique et en conséquence il prend une forme allongée. Le cocon est un amas de matière se trouvant en amont du faisceau. Dans notre cas, il est en partie composé de gaz comprimé et de matériaux du pousueur. Lorsque le gaz est fortement radiatif (xénon), il refroidit rapidement après le passage du choc. Le cocon est alors constitué de matériau froid et dense présentant une certaine inertie. Il aura donc tendance à s'aplatir et à s'écouler sur les côtés du faisceau (où il se fracturera). Lorsque le gaz est quasi-adiabatique (hélium), il restera chaud longtemps après passage du choc. Le cocon comportera donc ce gaz chaud profitant ainsi d'une pression thermique plus importante. Il aura une forme plus rebondie. Le suaire est constitué du gaz choqué traversant directement le choc d'étrave ou s'écoulant du cocon. Sa forme, étroite et perturbée ou large et lisse, dépend de la pression thermique du gaz le constituant et donc de la vitesse du refroidissement radiatif. Enfin le choc d'étrave est une onde de choc entourant le reste de ces structures. Ce type de choc se forme en amont d'un objet (le faisceau) se déplaçant de manière supersonique dans le milieu. De par sa nature il reste proche de l'extrémité du faisceau et son élargissement latéral dépend de l'évolution du suaire (et de ses instabilités).

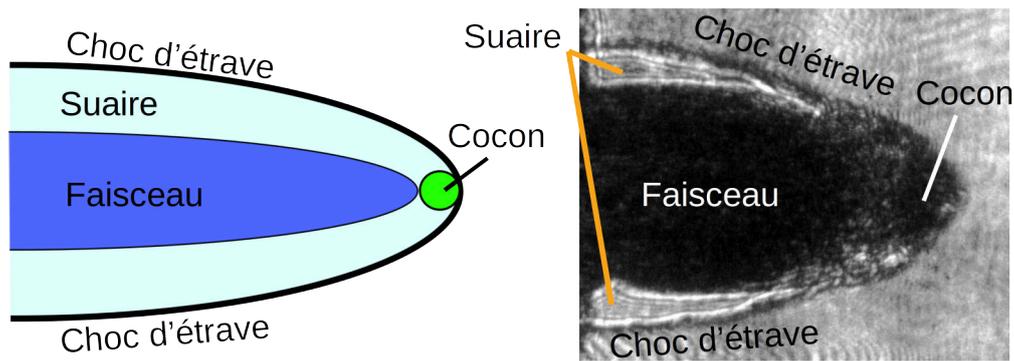


FIGURE 4.16 – Représentation schématique d'un jet astrophysique sujet à un refroidissement radiatif et comparaison avec une image expérimentale obtenue sur GEKKO XII. Un tel jet est composé de quatre éléments : un faisceau, un cocon, un suaire, et un choc d'étrave.

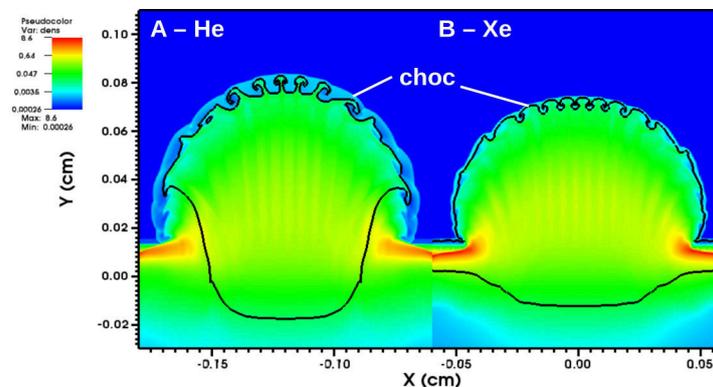


FIGURE 4.17 – Résultats de simulation FLASH montrant les cartes de densité 16,5 ns après le tir laser dans le cas de l'hélium (A) et du xénon (B) (cas identique à la figure 4.15). Nous pouvons y retrouver un faisceau plus large qu'en expérience, ainsi qu'un choc d'étrave et un suaire plus étroit qu'en expérience. Par contre il n'y a pas de cocon. Nous remarquerons que le suaire est plus large dans l'hélium que dans le xénon tout comme les résultats expérimentaux nous le montrent.

Comme nous l'avons vu, nous retrouvons l'ensemble de ces caractéristiques lors de l'expérience sur GEKKO XII et quelques unes, un peu moins marquées, sur LULI2000. En particulier, la largeur du suaire et donc du choc d'étrave y est moins élevée tout comme l'épaisseur du cocon (faible au LULI2000). Cela est en partie dû à une plus faible vitesse de jet et donc par conséquent à une température post-choc moins élevée (ce qui influe la pression thermique).

Nous ne retrouvons pas l'ensemble de ces structures lors de nos simulations (voir figure 4.17). En particulier, notre faisceau y est bien plus large qu'en expérience et il n'y a pas de formation de cocon. Nous pouvons néanmoins y observer la proximité entre choc et pousueur ainsi qu'une plus grande épaisseur du suaire dans le cas de l'hélium par rapport à celui du xénon. De plus nous observons bien une chute rapide de température électronique après le passage du choc dans le xénon (voir figure 4.15). Nos simulations indiquent donc bien un refroidissement radiatif dans le cas du xénon non présent dans l'hélium. Les zones émissives devraient donc bien correspondre au choc.

Jusque-là nous avons fait une approche globale de la morphologie du jet et des zones émettrices de lumière, nous allons maintenant nous concentrer plus précisément sur la zone entre extrémité du pousueur et choc. Du fait de la présence d'instabilités hydrodynamiques, l'interface entre pousueur et gaz choqué est modulée, de plus cette modulation se retrouve au niveau du choc. La figure 4.18 montrant l'évolution du système (zoom sur cette zone) à différents temps illustre parfaitement ce point. Ainsi au niveau des pics d'instabilité la couche de gaz choqué est extrêmement fine. Le gaz choqué est écarté par les pics d'instabilité et se retrouve concentré au niveau des axes des bulles (simple mouvement latéral). À cet endroit (au niveau du choc sur l'axe des bulles) se déverse l'ensemble du gaz choqué des pics adjacents. Cela forme des nœuds de haute densité et de température élevée, comme en

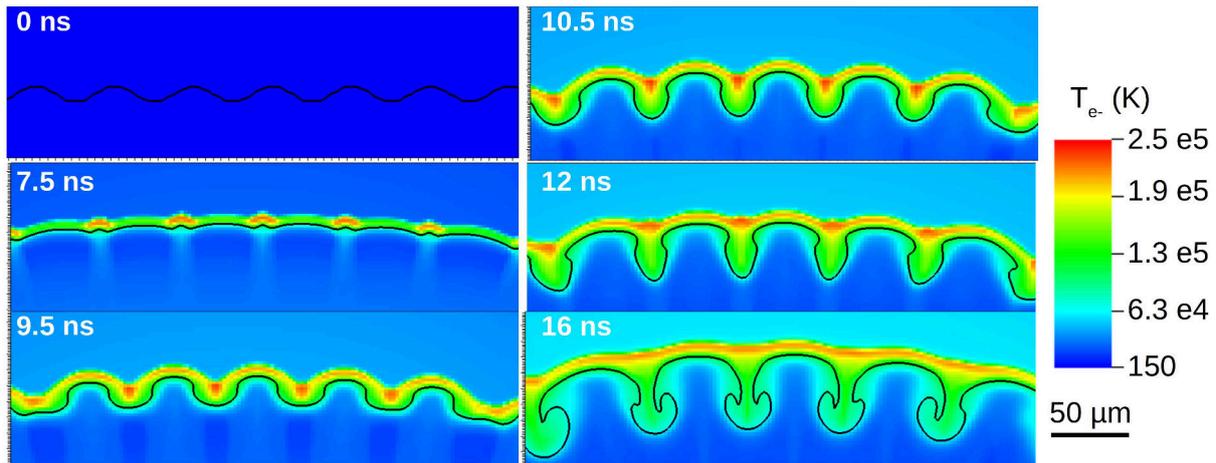


FIGURE 4.18 – Évolution temporelle de la température électronique autour du choc, selon des simulations FLASH avec xénon. Après débouché du choc dans le gaz, nous pouvons constater une accumulation du gaz chaud au niveau du choc dans l'axe des bulles d'instabilité. Ce sont les zones émissives du plasma. Plus tard dans le temps (16 ns) ces zones semblent devenir plus diffuses. Les zones d'émission s'élargissent et correspondent au choc.

témoignent les simulations. Ce sont précisément ces nœuds de gaz choqué qui seront responsables de la majorité de l'émission lumineuse. Ils se trouvent donc au niveau du choc dans l'axe des bulles d'instabilités.

Au regard de cette information, il est maintenant possible de comprendre l'ensemble des résultats du diagnostic de pyrométrie streakée utilisé en face arrière au LULI2000. Les lignes lumineuses apparaissant après le débouché du choc dans le gaz sont donc dues à ces nœuds. Nous avons remarqué que ces lignes se trouvent dans l'axe des pics initiaux de la modulation du pousueur. Ceux-ci proviennent des bulles de l'IRM après le passage du choc. En effet cette situation, le passage d'un choc d'un milieu dense vers un milieu moins dense, entraîne l'inversion de la modulation de l'interface dans le cadre de l'IRM. Nos résultats expérimentaux sont donc des témoins de cette inversion.

Le gaz une fois piégé entre les pics d'instabilité ne pourra que s'écouler dans les rainures de la surface du pousueur créées par l'instabilité. Cela devrait donc former des arcs de cercles lumineux que nous pouvons observer à l'aide de nos diagnostics de pyrométrie latéraux. Il serait utile d'avoir recours à des simulations tridimensionnelles afin de vérifier ce dernier point. À ce jour, nous ne les avons pas encore réalisées.

4.1.3.2 Radiographie X et IRT

Dans la partie précédente nous avons mis en évidence le développement de l'IRM. De par sa nature, cette instabilité aura un effet prédominant sur les instants initiaux de l'évolution du système. Nous comptons à présent discuter de l'évolution de la modulation de l'interface. Celle-ci devrait à la fois être influencée par l'instabilité de Richtmyer-Meshkov et de Rayleigh-Taylor. Afin de pouvoir faire la part de l'effet de chaque instabilité sur l'interface, il est nécessaire de réaliser une mesure précise de la modulation de l'interface en expérience. Nous avons déjà vu que le seul diagnostic nous ayant permis d'observer cette modulation est la radiographie X employée au LULI2000.

La figure 4.19 fait une comparaison entre des radiographies obtenues lors de l'expérience ou par post-traitement des simulations. Dans les deux cas nous observons des bandes sombres légèrement courbées ressortant d'un amas sombre accroché au plan opaque (le porte cible). Nous avons déjà remarqué que ces zones sombres correspondent au pousueur absorbant les rayons X. L'amas est donc le corps du pousueur, mais qu'en est-il des bandes sombres. Nous pourrions croire qu'elles correspondent aux doigts d'instabilités. Mais comme nous l'avons remarqué le contraste au niveau de ce qui seraient des bulles est trop faible pour pouvoir suivre une interface (certaines bulles semblent même atteindre la base du pousueur). La comparaison avec la radiographie synthétique nous révèle que ces bandes sombres ne sont pas des doigts d'instabilité, mais plutôt des sur-densités au sein du pousueur. L'interface se trouve donc, en réalité, vers l'extrémité des bandes sombres, dans l'axe desquelles se situent les pics de l'instabilité. Ceux-ci, pouvant être mis en évidence sur les simulations, ne sont en réalité pas visibles en expérience, à cause du trop faible contraste de la radiographie (la résolution aurait aussi été assez limitante). Au vu de la comparaison entre radiographie synthétique et expérimentale, nous pensons que l'interprétation que nous venons

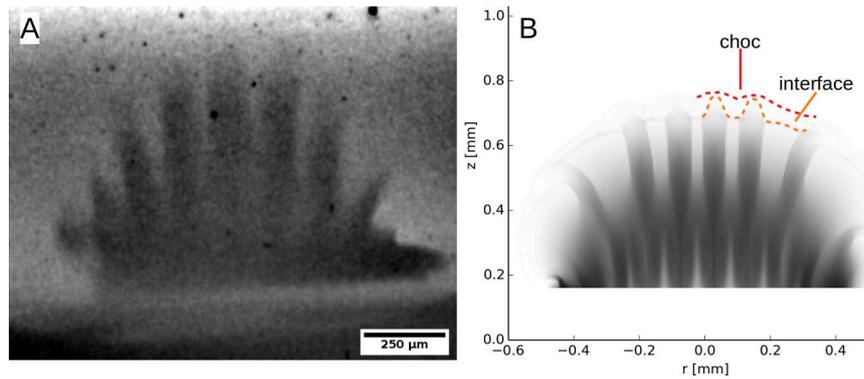


FIGURE 4.19 – Comparaison d'une radiographie expérimentale et d'une radiographie synthétique (simulation FLASH) dans le cas du xénon. A : Radiographie expérimentale prise 20 ns après tir laser. B : Radiographie synthétique calculée 11 ns après tir laser. L'interface instable et le choc sont matérialisés par des lignes pointillées présentes seulement sur une partie de l'image.

de dresser de nos résultats expérimentaux est correcte. Autrement dit nous n'avons pas été en mesure d'observer l'instabilité lors de l'expérience au LULI2000.

Les bandes sombres visibles par radiographie sont donc des modulations de densité au sein du pousseur. Il nous semble intéressant d'essayer de comprendre les mécanismes entraînant la création de cette modulation. Pour cela il nous faut considérer la dynamique du choc au sein du pousseur. Malheureusement, du fait de la limitation de résolution spatiale dont nous souffrons avec FLASH, nous ne pourrions expliquer cette modulation qu'à partir d'un raisonnement qualitatif et d'hypothèses sans support d'expérience ni de simulation si ce n'est 1D (MULTI).

Initialement le pousseur est un solide prenant la forme d'une feuille mince dont l'une des surfaces est modulée. Ce pousseur va recevoir plusieurs ondes de choc en provenance de sa surface plane qui, d'après nos simulations MULTI, vont se recombinaison en son sein. Nous pouvons donc considérer le pousseur comme une feuille modulée parcourue par un unique choc. Celui-ci va atteindre l'interface modulée et une onde de raréfaction sera réfléchi. Cette onde de raréfaction sera modulée avec une modulation semblable à celle de l'interface initiale et elle sera stable (pas d'inversion de modulation comme dans le cas d'un choc modulé). Cette onde de raréfaction va se propager au sein du pousseur. Lorsqu'elle atteint la base du pousseur une onde de compression est réfléchi. Ici nous parlons d'onde de compression et pas forcément de choc. Cela dépend à priori des conditions à l'interface entre pousseur et bouclier. Cette onde de compression est modulée et sa modulation est en opposition de phase avec l'onde de raréfaction lui ayant donné naissance (principe de la réflexion). Elle sera donc en phase avec l'interface après l'inversion due à l'IRM. C'est cette onde de compression qui sera responsable de la répartition de densité au sein du pousseur. Elle induit une modulation de densité (les courbes d'iso-densité suivent la modulation de cette onde), ce qui génère des barres de densité, en phase avec l'instabilité, que nous observons.

Des explications alternatives peuvent être avancées. Ainsi si l'onde de compression réfléchi est suffisamment énergétique pour constituer un choc, nous nous retrouvons avec l'arrivée d'un second choc au niveau de l'interface. Celui-ci induira mécaniquement le développement d'une seconde IRM qui rentrera en concurrence avec la première et l'IRT se développant. Cela pourra alors résulter en une seconde inversion d'interface et la création d'une autre onde de raréfaction, ramenant ainsi le raisonnement à son point initial. Nous noterons que cette double inversion d'interface a pu être observée en simulation avec une intensité laser importante. Dans les simulations en question, la pression d'ablation plus élevée, due à la forte intensité laser, entraîne la création d'un choc plus énergétique et plus rapide. Celui-ci d'une part reste sous forme de choc lors de son aller-retour dans le pousseur (sa décroissance est suffisamment faible), d'autre part sa vitesse plus élevée réduit le temps de son aller-retour. Il atteint l'interface instable plus rapidement ne laissant pas le temps aux instabilités de se développer (le taux de croissance dépend du nombre d'Atwood et de la décélération mais pas de la vitesse). L'amplitude de la modulation de l'interface est donc encore faible, il l'inversera donc plus facilement.

Un second point pouvant être considéré est l'arrivée d'une onde de raréfaction suite à l'arrêt du laser. Si les deux ondes de raréfaction se croisent au sein du pousseur et qu'elles entraînent une dépression suffisamment intense, il peut y avoir endommagement du pousseur et écaillage [Cuq10] (s'il n'est pas encore totalement sous forme plasma). Le lieu de cette rupture pourrait alors être responsable de l'apparition de l'onde de compression organisant la densité du pousseur. Il est néanmoins peu probable que nous atteignons les conditions permettant

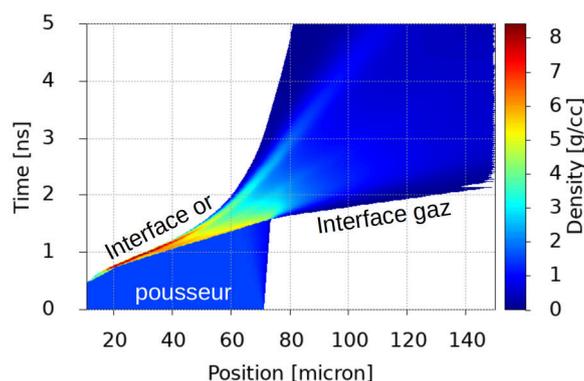


FIGURE 4.20 – Simulation MULTI montrant l'évolution temporelle du pousseur et de sa densité. Comme nous pouvons le constater sur cette image l'interface entre bouclier (or) et pousseur a tendance à s'éloigner de celle entre pousseur et gaz. Il est donc peu probable que l'or puisse remonter dans le pousseur jusqu'à l'interface avec le gaz, même par le biais d'effets 2D.

l'écaillage du pousseur. Cela est d'autant plus vrai que nous n'observons rien laissant penser qu'une telle déchirure est présente.

Enfin nous pourrions aussi penser à la place que pourrait prendre notre bouclier d'or sur l'ensemble de ces mécanismes. Après l'arrivée de l'onde de raréfaction sur la base du pousseur, cette interface devient modulée en phase avec l'interface d'étude. Autrement dit des doigts d'or remontent au sein du pousseur dans l'axe des doigts d'IRT. L'or absorbant plus efficacement les rayons X que le plastique bromé, les bandes sombres pourrait correspondre à des inclusions d'or. Cependant il paraîtrait surprenant que ces doigts puissent remonter loin (et atteindre l'interface) au sein du pousseur. Nous pourrions bien entendu penser que les canaux de basse densité et basse pression créés par l'onde de raréfaction pourraient faciliter la montée de l'or sur des distances plus importantes que celles prévues par les simulations MULTI (voir figure 4.20). Néanmoins la quantité de mouvement, et donc l'énergie, nécessaire à un tel processus semble difficilement atteignable. Cela est d'autant plus vrai si nous considérons qu'il n'y a pas d'apport d'énergie extérieur au système (le laser étant coupé à ces instants). Cela reviendrait à supposer que la couche d'or peut se déplacer à des vitesses supérieures ou égales à celle de l'interface entre pousseur et gaz. Nous pouvons évaluer l'énergie nécessaire pour qu'une couche d'or de 1 μm d'épaisseur et de $120 \times 400 \mu\text{m}$ de côté (dimension des barres sombres) puisse se déplacer à $\sim 50 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$. Cela représente une énergie cinétique proche de 230 J, ce qui nous amène à 460 J si l'on considère les deux barres centrales. C'est la quasi-totalité de l'énergie apportée par le laser ce qui rend cette hypothèse peu probable. Nous remarquerons cependant que l'interface entre or et pousseur est sujet à l'IRT tout comme l'interface entre pousseur et gaz. En effet cette interface décélère et l'or est plus dense que le pousseur. Nous verrons par la suite des résultats expérimentaux présentant cette modulation de densité pour des cibles ne possédant pas cette couche d'or (voir chapitre 4.3). Cela nous amène à penser que la couche d'or n'est pas à l'origine de cette modulation. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Nous retiendrons donc que les expériences réalisées au LULI2000 et à GEKKO XII avec un milieu extérieur gazeux ne nous ont pas permis d'observer directement la croissance de l'IRT. La radiographie X nous a révélé une modulation de densité au sein même du pousseur se détendant dans le gaz. Cette observation est comparable aux résultats de nos simulations. Par ailleurs nous pensons que ces variations de densité sont liées à la propagation d'ondes de compression et de raréfaction au sein du pousseur. Nous verrons par la suite que ces modulations sont aussi présentes dans d'autres expériences (notamment avec de la mousse).

4.1.3.3 Courbure de l'interface

Sur les images de radiographie et les simulations associées nous pouvons constater que le pousseur, ou plutôt son interface avec le gaz, est courbée. Étant donné que nous retrouvons cette courbure sur l'ensemble de nos autres expériences, il nous semble intéressant d'en expliquer l'origine.

Un premier point à prendre en compte est le mécanisme de mise en mouvement de l'interface. Celui-ci est relativement simple, un choc la traverse et y dépose de l'énergie qui est en partie convertie en énergie cinétique. Donc dans le cas où un choc plan atteint l'interface, nous nous attendons à voir la mise en mouvement d'une interface quasi plane (mise en mouvement de tous les points de l'interface simultanément et à la même vitesse),

comme nous pouvons l'observer dans les articles [Kur+10 ; Nag+17 ; Kur+18] où l'utilisation d'une moitié d'hohlraum (attaque indirecte [Cas+15 ; Mar+15]) permet d'obtenir un choc plan. Dans notre cas le choc n'est pas plan. Cela est dû en partie à la tâche focale de notre laser. Celle-ci étant quasi-gaussienne l'intensité du laser en son centre y est plus élevée que sur les bords. Pour rappel la pression d'ablation présente une dépendance en $I^{2/3}$, or au LULI2000, la tâche focale, que nous avons utilisée, présente une répartition d'énergie super-gaussienne d'ordre 3. Cela entraînera une répartition quasi-gaussienne de la pression d'ablation et donc une onde de choc courbée dès son origine (vitesse plus faible sur les bords). De plus la taille finie de ce choc l'assujettit à des effets de bord. Entre autres des phénomènes de transport thermique radiaux et des ondes de raréfaction latérales apparaissant en aval du choc entre matière choquée et non choquée. Cela entraîne une chute de la pression des matériaux choqués en commençant par les bords du choc (extérieur vers intérieur). Cela représente une baisse de la pression soutenant le choc et donc une décélération (radiale) à partir des bords. La différence de vitesse de choc entre le centre et les bords entraînera donc sa déformation.

Un second point à prendre en compte est la déformation de l'interface même. Dans l'hypothèse où le choc n'est pas suffisamment puissant pour induire une rupture des matériaux (déformation plastique des solides), l'interface entre pousseur et milieu extérieur est soumise à des conditions de continuité. Dans ce cadre nous pouvons aussi comprendre la déformation de l'interface comme une résultante de cette continuité. En effet, si l'interface restait plane elle devrait alors être constituée de deux parties distinctes : une derrière le choc se déplaçant, l'autre fixe. Si l'interface restait continue, ces éléments compris entre les deux parties précédemment définies seraient fortement étirés. Passé une certaine distance de propagation cela entraînerait une rupture de cette interface (déformation d'un solide). Si maintenant nous considérons que les matériaux considérés sont des fluides, et donc que l'interface est sujette à réorganisation, il y aura apparition de frottement entre les deux parties (viscosité). Cela entraînera la déformation de l'interface par effet de bord. Seul des écoulements non visqueux (fluide parfait) ne seraient pas sujet à ces effets, ce qui n'est pas le cas ici.

4.1.4 Conclusion sur les expériences avec gaz et perspectives

En résumé nous avons réalisé deux expériences utilisant un milieu extérieur gazeux. Ces expériences avaient pour objectif l'étude du développement de l'IRT dans un environnement radiatif. Ces expériences n'ont fourni aucunes données permettant une visualisation directe de l'instabilité du pousseur. La résolution des diagnostics optiques sur GEKKO XII et le contraste de la radiographie sur LULI2000 furent insuffisants pour cette étude. Cependant les données expérimentales obtenues lors de ces expériences, en particulier la morphologie du jet de matière dans le gaz et sa vitesse, nous ont permis d'opérer une première calibration en énergie des codes de simulations que nous utilisons, en particulier FLASH. Ainsi un abattement en énergie d'environ $\sim 65\%$ s'est révélé être nécessaire afin de restituer la vitesse du pousseur dans le gaz au LULI2000.

Outre la calibration en énergie l'expérience au LULI2000 a révélé une modulation de densité au sein même du pousseur. Cette modulation a pu être observée sur bon nombre de nos autres expériences, comme celles avec mousse, et nous a amené à formuler différentes hypothèses sur son origine. En particulier nous avons émis l'hypothèse que cette modulation est due à la présence du bouclier en or. Cela nous a, bien entendu, amené à essayer d'inclure cette couche dans nos simulations et ce sans réel succès (la couche d'or est trop fine pour FLASH, cf. 3.4.2.2). L'observation de cette modulation avec des cibles ne présentant pas cette couche d'or (expérience SACLA, voir la section 4.3 de ce chapitre) nous a conduit à abandonner cette hypothèse au profit de celle basée sur la réflexion d'ondes de raréfaction et de compression, présentée précédemment.

Dans un autre registre, l'expérience réalisée sur GEKKO XII a révélé une morphologie de jet inattendue. Bien que celle-ci rend l'observation des doigts d'IRT quasi-impossible, elle se révèle être un objet d'étude fortement intéressant. Ce jet et le choc d'étrave associé peuvent en effet être comparés aux objets de Herbig-Haro et autres jets intergalactiques, qui sont encore sujet à des questionnements physiques. Cela nous laisse entrevoir une thématique de recherche expérimentale pouvant compléter l'étude astrophysique observationnelle et numérique. Entre-autre, il serait intéressant d'étudier l'effet de la modulation pré-imposée sur cette morphologie. A-t-elle un effet sur le jet ? Facilite-t-elle la formation du cocon ?

Enfin il serait possible d'améliorer les expériences que nous avons effectuées afin d'obtenir des résultats concernant l'évolution de l'IRT. Pour la partie GEKKO XII, cela passerait par une amélioration de la qualité des diagnostics optiques et de leur résolution (grandissement plus élevé). Pour la partie LULI2000, plusieurs diagnostics seraient à changer. Pour la radiographie, il serait nécessaire d'augmenter le contraste. Cela peut passer par l'utilisation d'une source de rayons X de plus faible énergie, un fil d'aluminium fournissant une $K\alpha$ de 1,49 keV par exemple. Cela est

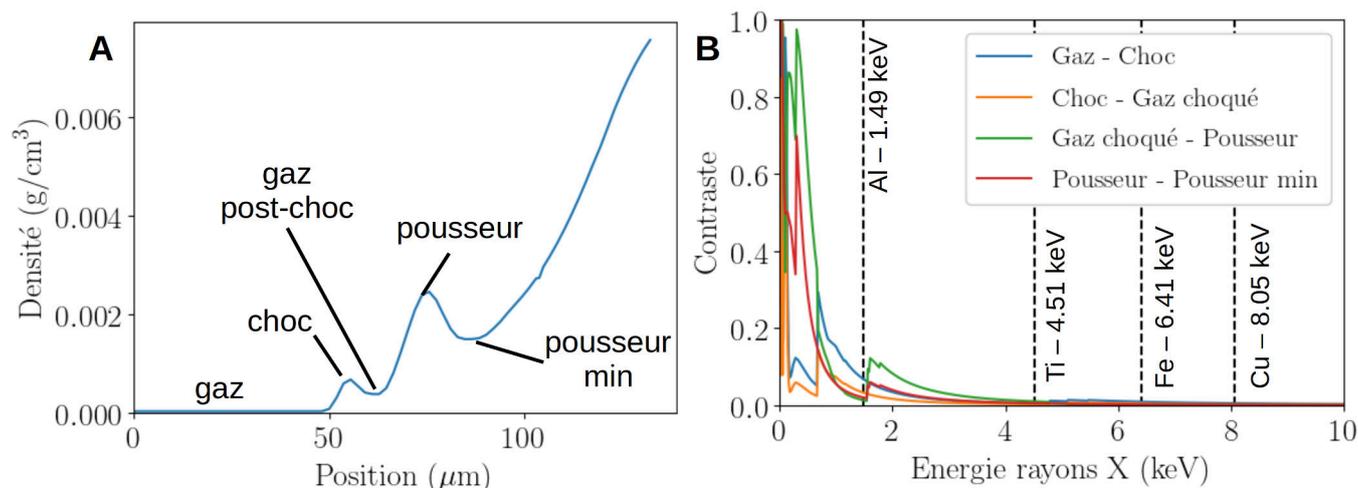


FIGURE 4.21 – Courbe numérique d’optimisation de l’énergie de la source de rayons X pour les expériences avec gaz. A : Courbe de densité entre gaz et pic d’IRT obtenue à l’aide de FLASH 11 ns après tir laser. Cette courbe correspond à la simulation présentée figure 4.19. B : Courbe de contraste calculée à partir des différentes densités (A) et de l’absorption à froid des différents éléments, en supposant une épaisseur de 500 μm pour l’ensemble des éléments. L’énergie de différentes sources usuelles de rayons X figurent en guise de comparaison. Afin de pouvoir observer clairement les doigts d’instabilité, il est nécessaire de maximiser le contraste entre gaz choqué et pousseur. Un contraste supérieur à 0,5 peut être obtenu pour des rayonnements d’énergie inférieure à 570 eV. Pour pouvoir observer le choc, il est nécessaire de maximiser le contraste entre gaz et choc. Un rayonnement de 710 eV devrait être utilisé (impossible à cause des fenêtres).

illustré par la figure 4.21. Sur celle-ci sont tracées les courbes de contraste en fonction de l’énergie de la source de rayons X (B). Ce contraste est calculé comme $(T_{\max} - T_{\min}) / (T_{\max} + T_{\min})$ (formule d’optique classique), où T_{\max} est la transmission du gaz post-choc à proximité des pics d’IRT et T_{\min} est la transmission du pousseur au niveau des pics (cf. 4.21 A pour la densité influençant cette transmission). D’après cette figure, un faible niveau d’énergie de photons X est nécessaire. Cela peut rentrer en conflit avec l’absorption des fenêtres des cellules à gaz (densité solide). Il serait nécessaire d’en adapter les matériaux. Nous pouvons aussi penser à un changement de géométrie du dispositif de radiographie afin d’augmenter le flux surfacique de photon et donc d’accentuer les différences d’absorption. Cela pourrait passer par le rapprochement entre source de rayons X et cible. Il serait alors aussi nécessaire de rapprocher l’IP afin de garder le grandissement et effectivement bénéficier de cette augmentation de flux. Du point de vue diagnostic optique, il pourrait être utile de remplacer les diagnostics de stioscopie par de l’ombroscopie ou de l’interférométrie, qui nous ont permis d’obtenir plus d’information sur GEKKO XII. Il va sans dire que la suppression des images parasites et la bonne synchronisation des différents diagnostics sont aussi un point d’amélioration souhaitable.

Nous envisageons d’adapter cette expérience à l’installation LMJ. La plus forte intensité, qui y est atteignable, peut permettre de former plus facilement un choc radiatif, car sa vitesse est plus élevée. Il serait alors envisageable d’utiliser des densités de gaz plus importante, par exemple du xénon à 1 bar. Cela aurait a priori deux effets sur l’expérience. Tout d’abord, une densité de gaz (et donc une pression) plus élevée entraîne mécaniquement une décélération d’interface plus forte. Cela est propice au développement de l’IRT, qui pourrait alors être observée, si sa taille est suffisante. D’autre part, le pousseur serait moins dilué. En conséquence, le contraste des doigts d’IRT par radiographie X sera plus important. L’IRT pourrait donc être observé par radiographie. Bien entendu, cette expérience est encore à l’état de projet. Il serait nécessaire d’effectuer une étude préliminaire et des simulations pour savoir si elle est réalisable et pour bien préparer l’ensemble des diagnostics et des cibles.



Résumé

- Afin d'étudier l'effet d'un choc radiatif sur l'IRT deux expériences ont été réalisées, une sur GEKKO XII l'autre sur LULI2000.
- Afin de réaliser cette étude un milieu (gaz) radiatif, 10 mbar de Xe, et un milieu de référence, 330 mbar de He, ont été utilisés.
- Ces expériences n'ont pas fournis de résultat sur l'IRT à cause de problèmes de résolution (GEKKO XII) et de contraste (radiographie X sur LULI2000)
- La morphologie de choc et de pousseur obtenue sur GEKKO XII rappelle celle de jets intergalactiques refroidissant par rayonnement. Elle pourrait servir de base pour une étude d'astrophysique de laboratoire sur l'effet de l'IRT sur ces jets par exemple.
- Sur LULI2000, l'inversion de la modulation par l'IRM a été clairement observée.
- Des modulations de densité à l'intérieur du pousseur se détendant ont été radiographiées. Nous les expliquons pas les aller-retour de l'onde de choc et de raréfaction le traversant.
- Ces expériences nous ont permis de calibrer nos codes de simulations, en particulier FLASH. Ce dernier restitue convenablement les résultats de l'expérience au LULI2000, au travers de ses radiographies synthétiques.

4.2 Mousses : une étude paramétrique de l'évolution de l'IRT jusqu'à son régime non-linéaire

En parallèle des expériences avec gaz présentées précédemment, nous avons effectué des expériences utilisant un plastique sous forme de mousse comme milieu extérieur. Du fait de la densité plus importante de ce milieu, la décélération de l'interface et par conséquent le développement de l'IRT ont été fortement accrus. Par ailleurs, cette densité plus importante réduit la détente du pousseur qui conserve ainsi une densité élevée et permet la réalisation de radiographies plus contrastées. Nous pourrions commencer cette section par cette simple conclusion : les expériences avec mousses ont fourni des résultats de meilleure qualité et plus facilement utilisables que celles avec gaz. Nous avons notamment pu étudier l'évolution de l'IRT jusqu'au stade fortement non-linéaire. Nous avons donc privilégié ce genre d'expériences, qui comme nous pourrions le constater, constitue la partie la plus importante de cette thèse.

L'ensemble des expériences avec mousse que nous allons aborder dans cette partie ont été effectuées au LULI2000 au travers d'une série de trois campagnes échelonnées sur trois années de décembre 2016 à novembre 2018. Tout comme dans la partie précédente nous nous proposons d'en rappeler la conception avant d'en montrer les résultats et d'expliquer l'analyse effectuée.

4.2.1 Objectif

Les expériences utilisant une mousse comme milieu extérieur ont pour objectif l'étude de l'IRT jusqu'à sa phase non-linéaire. Ces expériences font appel à une mousse de densité comprise entre 20 et 500 mg.cm⁻³. Du fait de la densité élevée de la mousse, l'interface entre pousseur et milieu extérieur décélère fortement. Cette décélération favorise la croissance de l'IRT, qui, rappelons-le, possède un taux de croissance proportionnel à la racine carrée de cette décélération dans sa phase linéaire. Nous visons donc à maximiser cette décélération afin d'obtenir un développement de l'IRT plus rapide. Lors de sa phase linéaire, l'IRT croît de façon exponentielle sans modification de la morphologie de l'interface. Il n'y a ni couplage entre mode ni déformation de l'interface. Il est couramment admis que cette phase dure jusqu'au moment où l'amplitude de la perturbation de l'interface atteint 10 % de sa longueur d'onde. Au-delà, la phase non-linéaire de l'instabilité commence à se développer. Il y a alors modification du taux de croissance, couplage entre modes, et déformation de l'interface sous l'effet d'autres instabilités (IKH). Les marqueurs expérimentaux nous permettant de reconnaître cette phase sont donc : le changement de taux de croissance, qui marque réellement le début de l'influence des effets non linéaires, et l'apparition des champignons de RT dus à l'IKH, qui n'apparaissent réellement que lorsque la phase non-linéaire est déjà développée. L'apparition de modes supplémentaires bien qu'étant un marqueur net des phénomènes de couplage entre modes nécessite un bon suivi et une bonne définition de l'interface pour pouvoir être mesurée. De ce fait, ce point est difficilement observable et mesurable en expérience. Il pourra néanmoins être observé lors de simulation.

Lors des chapitres précédents nous avons déjà présenté des situations de HDE dans lesquelles le développement de l'IRT est lié à la décélération de l'interface. Nous avons notamment présenté le cas de la FCI et celui des RSNs, notamment lors de leur développement initial (quelques centaines d'années). L'étude de l'IRT dans ces situations, et plus particulièrement dans le cas des RSNs, est fortement dépendante des simulations du fait du manque de données précises d'observation. La résolution des observations astrophysiques est insuffisante pour permettre de distinguer ces instabilités. Afin de fournir des informations d'intérêt pour ces situations nous avons recours à des expériences dimensionnées (expérience d'astrophysique de laboratoire) pour permettre une comparaison. Le tableau 4.1 compare différents nombres dimensionnés et adimensionnés caractéristiques de ces systèmes et des expériences menées. Les valeurs données pour nos expériences correspondent à celles fournies par des simulations FLASH (avec une intensité laser de 1×10^{14} W.cm⁻²) dont les résultats sont comparables à ceux que nous avons obtenus en expérience, à l'exception des mousses de densité 500 mg.cm⁻³ (voir la suite de ce chapitre pour plus de détails). Les expériences avec mousse de 100 mg.cm⁻³ présentent des nombres adimensionnés comparables à ceux des SNla. Les résultats de cette expérience sont donc pertinents pour l'étude de ces SNs.

Du point de vue expérimental, les expériences utilisant une mousse comme milieu extérieur ont été exclusivement menées sur l'installations LULI2000 pour un total de 139 tirs. Le faisceau nano2000 étaient utilisé pour déposer en moyenne 500 J en 1,5 ns ($\sim 1,7 \times 10^{14}$ W.cm⁻²) sur une cible multi-couches. Le laser pico2000 était utilisé conjointement à un fil de titane de 25 µm de diamètre pour réaliser une radiographie selon la direction bas-haut, permettant de voir les modulations du pousseur (voir partie précédente). Les cibles, que nous avons utilisées, étaient les cibles multi-couches décrites précédemment. Les résultats obtenus lors de ces expériences présentent

	SN Ia (100 ans)	SN II (13 ans)	ICF	Mousse 20 mg/cm ³	Mousse 100 mg/cm ³	Mousse 500 mg/cm ³
Longueur (cm)	$1,3 \times 10^{18}$	3×10^{16}		1×10^{-1}	5×10^{-2}	4×10^{-2}
Vitesse (km.s ⁻¹)	4000	9500		30	15	10
Densité (g.cm ⁻³)	$7,3 \times 10^{-23}$	$1,0 \times 10^{-22}$		0,27	0,4	2,8
Euler	$\lesssim 1$	0,11		0,05–0,6	0,6–1,1	2–20
Atwood	0,5–0,7	0–0,8		0,97 et 0,64	0,86 et 0,34	0,44 et 0,1
Reynolds		6×10^8		1×10^7	2×10^6	2×10^5
Péclet	$\gg 1$ ($\sim 10^{12}$)	10^7		6×10^5	2×10^5	5×10^5
Refroidissement	$\gg 1$	$2,8 \times 10^6$		1300	1600	15000

TABLE 4.1 – Tableau comparant différentes grandeurs et nombres adimensionnés caractéristiques des systèmes étudiés. Les valeurs données pour la SN Ia à 100 années ont été déterminées à partir des articles [Fra+10; Fer+10] (simulation numérique) et de discussions avec J. Ballet et E. Falize. Les valeurs données pour la SN II correspondent à celles figurant dans [Ryu+99], selon des simulations du reste SN 1987A. Les valeurs données pour la mousse correspondent à nos estimations obtenues à partir de simulation FLASH (1×10^{14} W.cm⁻², 1,5 ns). Ces valeurs sont obtenues 30 ns après tirs lasers, à l'exception du nombre d'Atwood dont la valeur est aussi donnée pour l'état initial (avant tir laser).

une qualité suffisante pour l'étude de l'IRT. De ce fait nous avons procédé à une étude paramétrique de l'évolution de cette instabilité, en changeant la modulation initiale et le nombre d'Atwood initial. Plus précisément, nous avons utilisé quatre densités de mousses différentes 20, 100, 200 et 500 mg.cm⁻³, entraînant des nombres d'Atwood initiaux respectifs de 0,97, 0,87, 0,75 et 0,47. Dans un même temps nous avons utilisé trois types de modulation : une mono-mode de 120 μ m de longueur d'onde et de 20 μ m de distance crête à creux, une bi-mode de 70 et 130 μ m de longueur d'onde et de 20 μ m de distance crête à creux, et une interface plane.

L'utilisation de plusieurs densités de mousse permet de faire varier les paramètres initiaux du plasma et d'explorer différents cas d'intérêt variant de l'astrophysique à la FCI. Ces variations de densité auront un effet direct sur la croissance de l'instabilité en changeant le taux de croissance au travers du nombre d'Atwood. Ainsi plus la densité de la mousse est élevée (donc proche de celle du pousseur), plus le taux de croissance de l'instabilité devrait être faible. En parallèle, la densité a un effet indirect sur la croissance de l'instabilité en raison de la modification de la décélération de l'interface. Ainsi une densité de mousse plus élevée entraîne mécaniquement une plus forte décélération de l'interface. Nous pouvons voir cela comme une conséquence directe de l'inertie de la mousse liée à sa densité. Cela devrait en conséquence entraîner une augmentation du taux de croissance. En résumé la variation de la densité de la mousse devrait être responsable de deux effets contraires sur la croissance de l'IRT. L'un des objectifs de nos expériences réside en la détermination de l'effet dominant.

L'utilisation de plusieurs types de modulation a pour objectif l'étude du couplage entre modes lors de la phase non linéaire de l'instabilité. En l'absence d'effet non-linéaire, le taux de croissance de l'instabilité est proportionnel à l'inverse de la racine carrée de la longueur d'onde ($\propto \sqrt{1/\lambda}$). De ce fait les modulations de faible longueur d'onde auront tendance à croître plus rapidement. En l'occurrence, le taux de croissance du mode de 70 μ m de longueur d'onde devrait être supérieur de 36 % à celui de 130 μ m et de 31 % à celui de 120 μ m. Autrement dit la modulation devrait croître plus rapidement dans le cas bi-mode par rapport au cas monomode. Le cas contraire serait une conséquence des effets non-linéaires ou d'un phénomène stabilisant tel que la viscosité ou la tension de surface. Nous noterons néanmoins que pour des valeurs typiques d'accélération (1μ m.ns⁻²), de nombre d'Atwood (0,34) et de viscosité ($3,5 \times 10^{-2}$ cm².s⁻¹) trouvées dans nos simulations le maximum de taux de croissance tel que décrit par la formule (2.5) est obtenu pour une longueur d'onde de 0,4 μ m. Ces effets n'ont donc que peu d'influence sur les longueurs d'ondes que nous utilisons et ne change donc pas le raisonnement linéaire précédent (70 μ m croît le plus rapidement).

Afin d'observer la croissance de l'instabilité un diagnostic de radiographie X utilisant le laser pico2000 a été mis en place. Ce diagnostic est le seul réel diagnostic utilisé lors de ces expériences, l'ensemble des diagnostics optiques utilisés ne pouvant pas fonctionner à cause de l'opacité du tube. De ce fait nous ne disposons que d'une seule image par cible et par tir laser. Nos résultats expérimentaux et l'interprétation de nos résultats souffrent invariablement de ce fait. Il est en effet quasi-impossible de déterminer les problèmes liés à des mesures inattendues (dues à des fluctuations expérimentales). Ainsi, il ne nous est pas possible de mesurer directement la vitesse de l'interface et de pondérer nos résultats de radiographie par cette donnée (renormalisation temporelle des résultats). Nous signalerons tout du moins l'utilisation d'un second diagnostic de radiographie X dans l'axe perpendiculaire

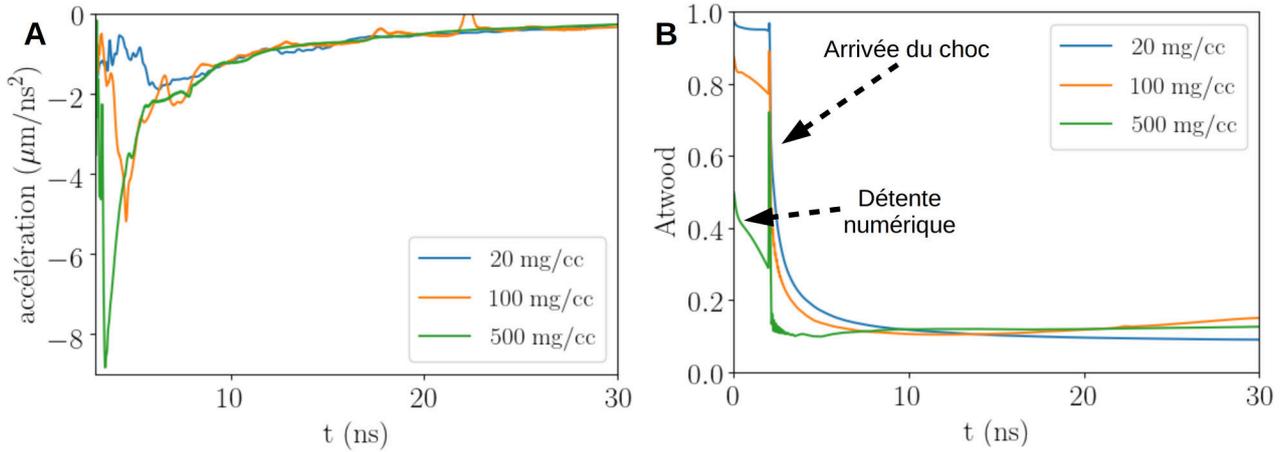


FIGURE 4.22 – Simulations MULTI des expériences avec mousse du LULI2000. L'accélération de l'interface instable (A) et l'évolution du nombre d'Atwood (B) sont tracées en fonction du temps pour les trois densités de mousse 20, 100 et $500 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$.

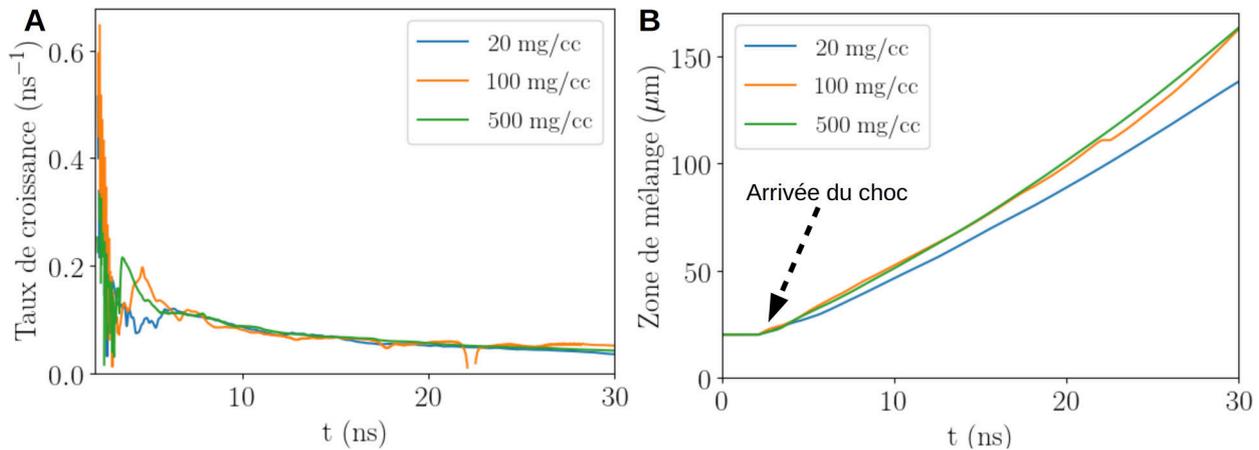


FIGURE 4.23 – Évolution du taux de croissance (A) et de la zone de mélange associée (B) selon la théorie linéaire de l'IRT. Ces évolutions sont calculées pour les trois densités de mousse 20, 100 et $500 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ à partir des données de simulation MULTI, présentées sur la figure 4.22.

du premier sur certains de nos tirs. Ce second diagnostic fait appel à un laser nanoseconde délivrant une dizaine de joule (chaîne bleue) et ne présente qu'un faible grandissement (géométrie limitée). De ce fait il présente une mauvaise résolution spatiale et n'apporte que peu d'information.

Enfin nous précisons que nous n'avons pas conservé une géométrie de radiographie constante sur l'ensemble de nos expériences. Au fil des années nous avons amélioré ce diagnostic afin d'obtenir des images de qualité supérieure. Nous avons notamment augmenté le grandissement qui est passé de 18,5 à 38. Nous noterons aussi des modifications des parties non mise en mouvement des cibles. En particulier des changements de porte cible et l'ajout en face arrière de rondelles occultantes ont été effectués afin de limiter tout rayonnement parasite du plasma de couronne pouvant nuire à notre imagerie. Nous décrivons plus en détails la forme finale ou autre forme fonctionnelle pouvant être utilisée pour de futures expériences dans notre partie consacrée aux améliorations possibles.

Afin de préparer ces expériences nous ne nous sommes bien entendu pas contentés du raisonnement qualitatif précédent et avons effectué des simulations numériques. Comme pour les cas présentés précédemment, les simulations monodimensionnelles effectuées à l'aide de MULTI nous permettent d'évaluer l'évolution de l'interface et de l'état des fluides de part et d'autre de l'interface. La figure 4.22 montre l'évolution des accélérations d'interfaces et du nombre d'Atwood en fonction du temps pour différentes densités de mousse. Comme nous l'avons remarqué précédemment une densité de mousse plus élevée entraîne une décélération d'interface plus importante ainsi d'un

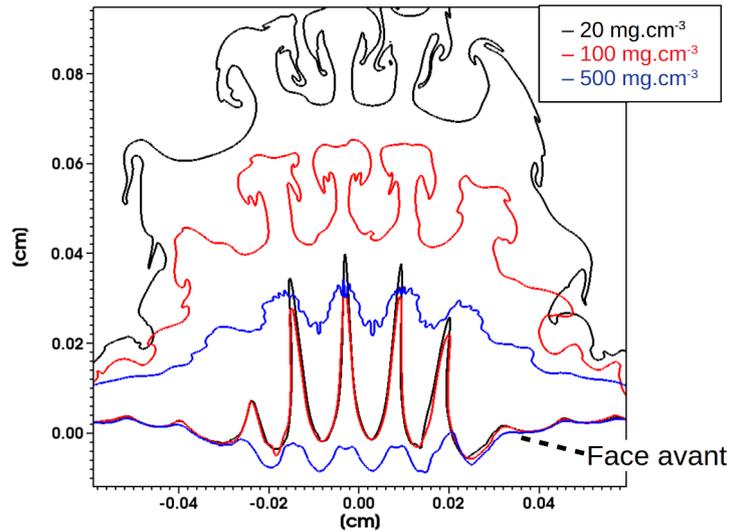


FIGURE 4.24 – Images de simulations FLASH obtenues dans les conditions LULI ($1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-3}$, 1,4 ns, cible : C_8H_8 10 μm / $\text{C}_8\text{H}_7\text{Br}$ 40 μm modulée / mousse) 30 ns après tir laser. Les contours des pousseurs de trois simulations indépendantes, présentant différentes densités de mousse (tout autre paramètre maintenu constant), sont superposés.

nombre d'Atwood plus faible, tout du moins peu après le passage du choc. En effet, les simulations MULTI semblent suggérer une égalité de ces paramètres après ~ 9 ns d'évolution (soit environ 8 ns après le débouché du choc). La figure 4.23 présente les variations du taux de croissance linéaire de l'IRT correspondant à ces accélérations et nombres d'Atwood, ainsi que la croissance de l'IRT associée. Il peut être constaté que des différences de taux de croissance existent aux temps courts (< 10 ns), mais semblent se résorber aux temps longs. Le taux de croissance des mousses de densités élevées est plus important que celui des plus faibles densités. Une intégration de ce taux de croissance, par une méthode Runge-Kutta d'ordre 4, nous donne une évolution, selon le modèle linéaire, de l'instabilité pouvant être associée à ces simulations (figure 4.23 B). Il est bien évident que cette évolution n'est pas réaliste passé 5 ns. En effet, l'amplitude de l'instabilité dépasse alors 10 % de sa longueur d'onde et il faudrait donc considérer les phénomènes non-linéaires.

En plus de ces considérations sur ces effets de couplage entre modes, il peut être aussi intéressant de considérer l'effet des autres instabilités présentes (IKH, IRM) ainsi que ceux liés de l'ajout d'une dimension spatiale sur l'évolution de l'interface et des densités des fluides l'entourant. Les simulations FLASH prennent en compte ces effets. La figure 4.24 montre la morphologie de l'interface pour les différentes densités de mousse 30 ns après tir

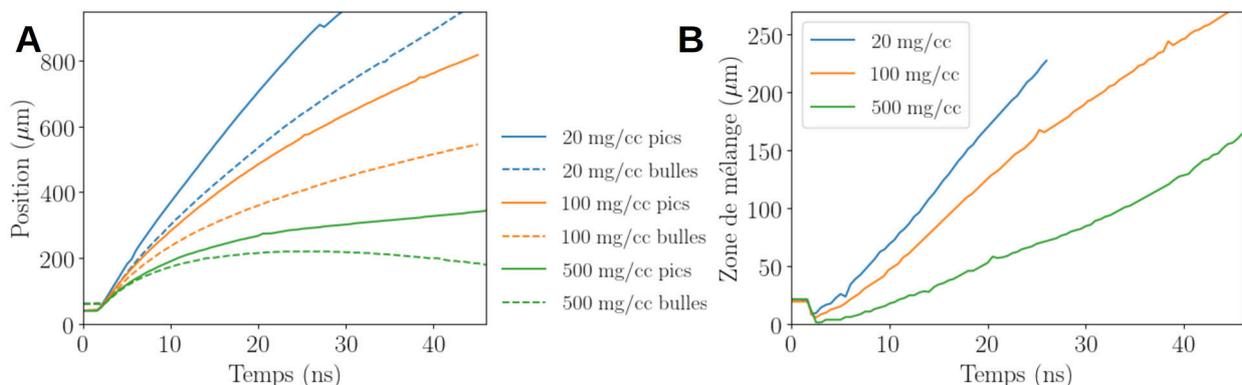


FIGURE 4.25 – Évolution temporelle de la position des pics (lignes) et des bulles (pointillés) (A) et taille de zone de mélange associée (B) pour trois densités de mousse (20, 100 et 500 mg.cm^{-3}) selon les simulations FLASH présentées sur la figure 4.24. Ces positions distances sont mesurées à chaque pas de temps de simulation au niveau de la modulation centrales (position 0 cm).

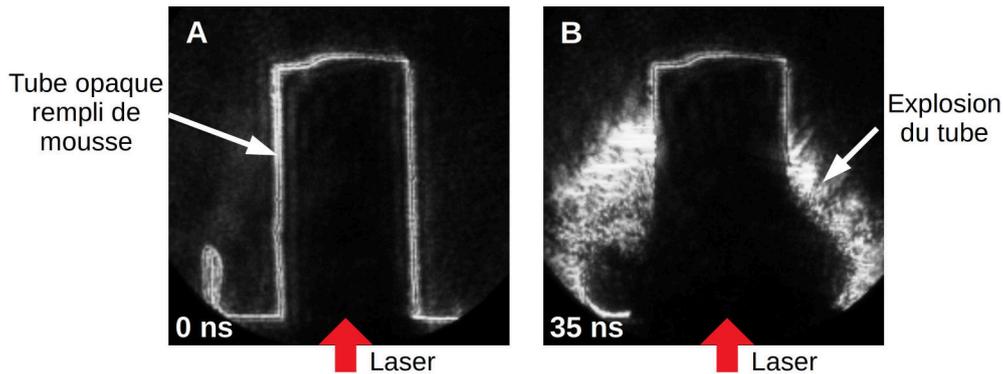


FIGURE 4.26 – Images expérimentales de cible avec mousse obtenues par strioscopie optique. Le tube étant opaque nous observons seulement ce qui se passe à l'extérieur. La direction d'arrivée du laser est marquée par la flèche rouge. A : Image de référence avant tir. B : Image obtenue 20 ns après tir laser. Nous y observons l'explosion du tube.

laser. Comme nous pouvons le constater l'interface est courbée (effet 2D). La déformation de l'extrémité des doigts d'instabilité montre que la phase non-linéaire de l'IRT est bien atteinte. En accord avec les simulations MULTI précédentes (figure 4.22) la position de l'interface est plus avancée pour des densités de mousse plus faibles. Par contre l'instabilité semble plus développée pour ces faibles densités. L'évolution de la zone de mélange de l'instabilité telle que prévue par FLASH est présentée sur la figure 4.25 B. Celle-ci correspond à l'espace compris entre l'extrémité des pics et des bulles les plus développés. Elle est mesurée au centre des simulations et sa taille revient, dans le cas mono-mode, à la différence de position des pics et des bulles. Nous pouvons remarquer que pour ces simulations la zone de mélange grandit plus vite pour les densités faibles, contrairement à notre modèle appliqué à MULTI. Cela peut être dû aux phénomènes non-linéaires présents. Nous noterons que seul le cas 500 mg.cm^{-3} présente une concavité compatible avec une croissance de zone de mélange en phase linéaire. Nous noterons aussi que, selon ces mêmes simulations, seul le cas 500 mg.cm^{-3} présente des bulles dont la croissance est suffisante pour qu'elles puissent rebrousser chemin sous l'effet de la flottabilité (voir figure 4.25 A). La vitesse de croissance des bulles y est donc supérieure à la vitesse de l'interface.

Par ailleurs la taille atteinte par l'instabilité, $50 \mu\text{m}$ après 7 à 20 ns selon les cas, est suffisamment importante pour qu'elle puisse être résolue à l'aide de notre montage de radiographie X, présentant une résolution de l'ordre de $25 \mu\text{m}$. Nous noterons par la même occasion que les plus fortes densités mises en jeu favorisent l'absorption des rayons X, ce qui devrait rendre possible l'observation expérimentale de l'instabilité.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Du fait de l'opacité dans le visible du tube contenant la mousse ainsi que de la diffusivité de la mousse, nous n'avons pas pu utiliser de diagnostics optiques lors de ces expériences. Tout au mieux ces diagnostics peuvent nous renseigner sur le débouché du choc hors de la mousse ou sur l'explosion du tube (voir figure 4.26). Nous ne nous sommes pas intéressés à ces points, ni n'avons mené d'analyse sur ces sujets. De ce fait nos expériences ne présentaient effectivement qu'un seul diagnostic, une radiographie X utilisant une source picoseconde. Nous allons donc consacrer cette partie à la présentation des résultats de ce diagnostic ainsi qu'à une plus ample description de nos méthodes d'analyses et de ses limitations.

La figure 4.27 montre des résultats de radiographies typiques obtenus en expérience. Sur cette image nous pouvons distinguer les différents éléments composant nos cibles. Nous pouvons observer une masse opaque, le porte cible, témoignant de la direction d'arrivée du laser nanoseconde. Perpendiculaire à celle-ci se trouve le tube rempli de mousse. Les parois du tube sont discernables sur les côtés. Ici, elles sont plus opaques que le reste du tube du fait d'une épaisseur d'intégration plus importante (projection d'un cylindre creux). Cet aspect est observable, car la matière remplissant le tube, la mousse, possède une absorption moins élevée, due à sa plus faible densité. En effet, dans le cas d'une mousse de 100 mg.cm^{-3} , il faut une épaisseur de mousse dix fois supérieure à celle du tube pour atteindre une opacité équivalente. Dans le cas d'un tube de 1 mm de diamètre extérieur et d'épaisseur $20 \mu\text{m}$, l'épaisseur d'absorption du tube la plus importante (corde intérieure) mesure $280 \mu\text{m}$, il faudrait donc une épaisseur de près de 3 mm de mousse à $0,1 \text{ g.cm}^{-3}$ pour obtenir une absorption équivalente. Cela est bien entendu

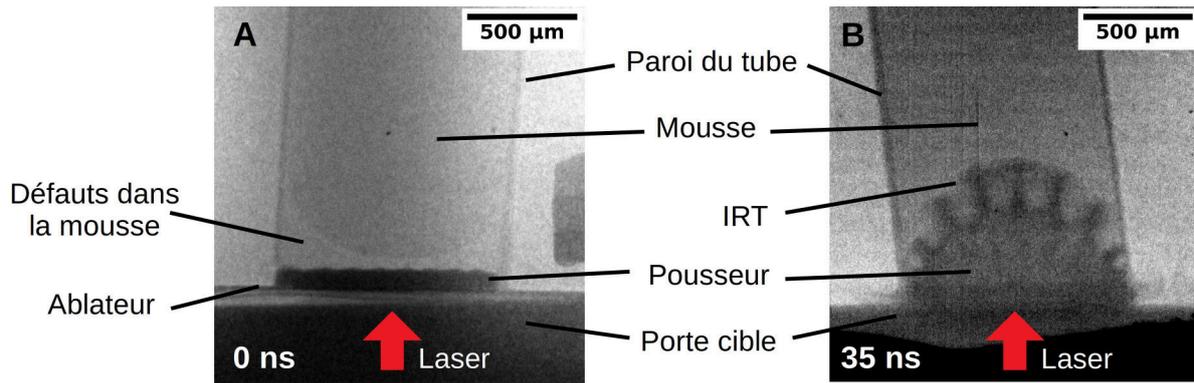


FIGURE 4.27 – Images de radiographie d'une cible avec mousse 200 mg.cm^{-3} utilisée sur l'installation LULI2000. A : Cas statique, le laser nano2000 n'est pas utilisé. B : Radiographie obtenue 35 ns après tir laser. Le pousseur s'étend dans la mousse et l'IRT se développe.

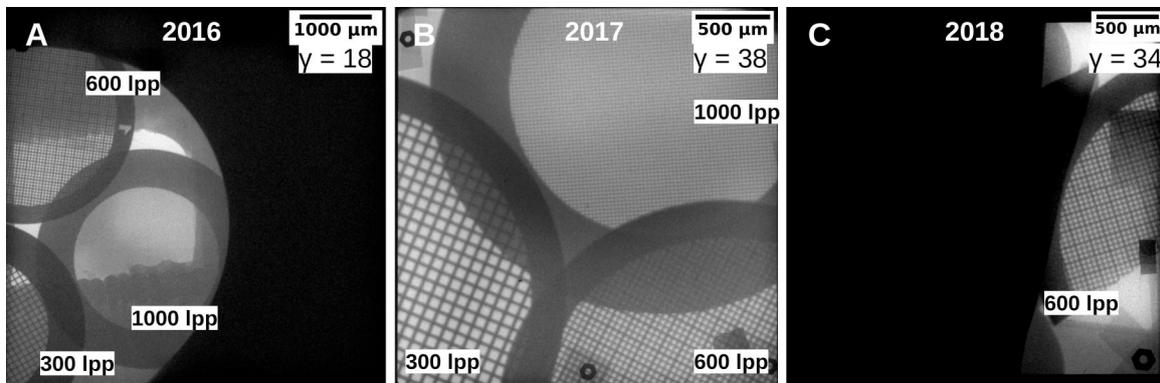


FIGURE 4.28 – Radiographies de grilles 300, 600 et 1000 lignes par pouce (lpp) ayant servies à la calibration chaque année. Le grandissement, γ , variait d'année en année et était de 18 en 2016 (A), 38 en 2017 (B), et 34 en 2018 (C).

impossible dans le cadre d'un tube de mousse de 1 mm de diamètre. Enfin, nous pouvons aussi observer une partie plus absorbante que la mousse se trouvant dans le tube, c'est le pousseur. Comme nous pouvons le constater sur ces radiographies, nous pouvons résoudre la modulation que ce soit dans le cas initial (statique) ou lorsqu'il se détend dans la mousse (après tir laser). À l'extérieur du tube, il n'y a rien (vide) ou parfois une grille d'or, qui est placée dans le plan du tube afin de vérifier la calibration spatiale du diagnostic.

Au sujet de cette calibration, nous signalerons que seulement quelques tirs y étaient uniquement dédiés. Ces tirs étaient effectués en début d'expérience. Ils consistaient en une radiographie de grille de différent pas, 300, 600 et 1000 lignes par pouce (voir figure 4.28). Comme nous pouvons le constater sur cette figure le grandissement utilisé variait d'année en année. Nous n'avons jamais réalisé de seconde calibration en fin d'expérience bien que celle-ci aurait pu être utile pour vérifier la stabilité de notre diagnostic. Nous avons néanmoins ajouté des grilles à côté de certain de nos tubes en cours d'expérience. Celles-ci témoignent d'un grandissement constant, mais de variations de résolution. Ces variations sont dues aux inhomogénéités d'éclairage de l'IP (émissions principalement liées au plasma de couronne).

Un autre point à soulever avant de commencer la réelle étude de l'instabilité est l'apparition de bande de sur ou sous intensité lumineuse lors de l'utilisation du laser nanoseconde (voir figure 4.29 A). Ces inhomogénéités de l'éclairage en rayons X de l'IP proviennent principalement de sources de rayons X secondaires non souhaitées (autre que celle picoseconde). Ces sources semblent principalement liées au plasma de couronne créé lors de l'interaction entre laser nanoseconde et cible. Ceci semble d'autant plus vrai que ces inhomogénéités n'ont jusqu'à présent pas été observées lors de tirs picoseconde seuls. Ces tirs laser de calibration était néanmoins rares (seulement deux à trois en début d'expérience), il n'est donc pas possible d'exclure l'hypothèse selon laquelle certaines sources secondaires seraient dues au laser picoseconde. Nous avons bien entendu modifié notre schéma expé-

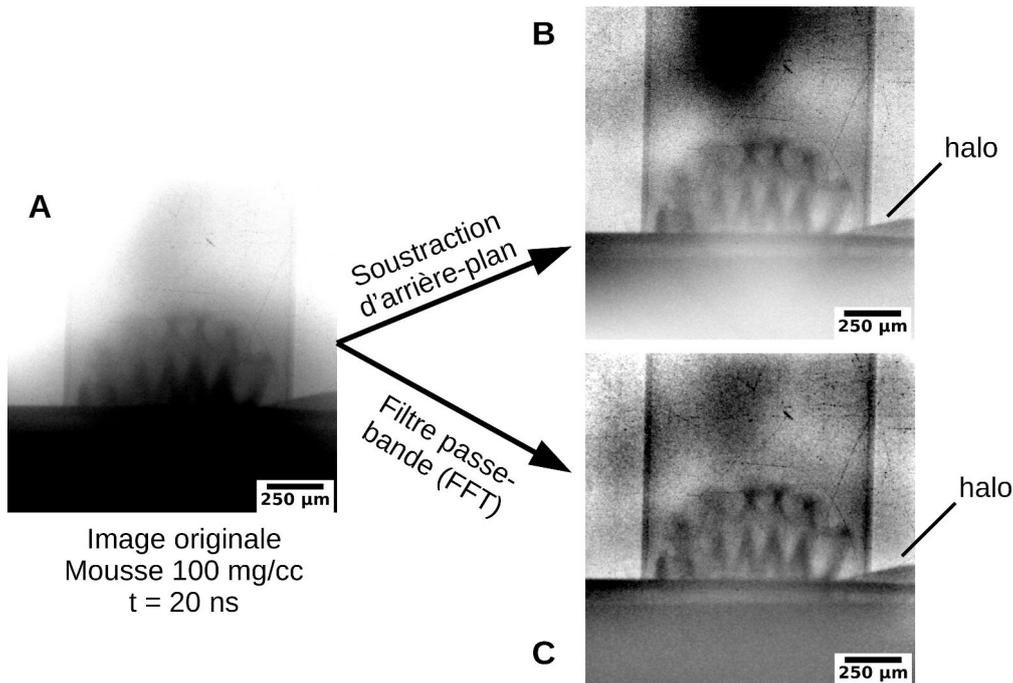


FIGURE 4.29 – Effets des techniques de post-traitement sur une image de radiographie. L'image originale a été obtenue en 2017, pour une mousse de $100 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ 20 ns après tir laser (A). Elle présente des sur-intensités. Les techniques de post-traitement : soustraction d'arrière-plan (B), filtre passe-bande (C), permettent de faire ressortir des détails mais introduisent des artefacts (notamment des halos).

rimental afin de limiter au plus ce rayonnement parasite. Nous présenterons lors de nos conclusions et conseils d'amélioration, les modifications qui selon nous permettront de se prémunir partiellement de ce rayonnement. Pour le moment nous souhaitons expliquer les techniques numériques de post-traitement des images auxquelles nous avons eu recours afin de pouvoir analyser nos résultats. Deux techniques ont principalement été utilisées : une soustraction d'arrière-plan local, un filtre passe-bande. Ces deux méthodes sont déjà implémentées dans le logiciel *fiji* [Sch+12].

La première consiste en un calcul d'un arrière-plan dans la proximité de chaque pixel de l'image (voir figure 4.29 B). Cela passe par la recherche du maximum de l'histogramme de l'intensité du signal autour de chaque pixel dans une zone de taille prédéterminée. Cette valeur est considérée comme la valeur de l'arrière-plan, l'image ainsi obtenue est convoluée avec une gaussienne, pour la lisser, avant d'être soustraite de l'image initiale. Il est nécessaire de tester plusieurs tailles de zones de proximité afin d'obtenir un résultat utilisable. Nous noterons que cette méthode introduit de nombreux artefacts. Elle a initialement été développée afin de soustraire l'arrière-plan lié à des effets d'élargissement du signal tel que la saturation des pixels limitrophes à un pixel éclairé sur une caméra CCD par exemple, ou aux cascades électroniques au sein d'un détecteur. Cette technique est particulièrement utile pour des images d'auto-luminescence. Dans notre cas, elle introduit des artefacts sous forme de halo de sur ou sous-intensité autour de larges objets. En particulier une bande sombre apparaît au niveau du porte cible.

La seconde technique consiste en l'application d'un filtre passe-bande à l'image (voir figure 4.29 C). Cela peut aisément être réalisé en faisant appel à la transformée de Fourier rapide du signal. Dans notre cas nous coupons à la fois les basses et les hautes fréquences spatiales afin de retirer à la fois les larges inhomogénéités (tâches, bandes et gradients d'intensité lumineuse) ainsi que le bruit local, pour des longueurs d'onde inférieures à notre résolution. De manière générale nous ne gardons que les longueurs d'onde comprises entre 3,8 et $250 \mu\text{m}$ (ces valeurs ont pu être modifiées dans certains cas). Ces valeurs n'entraînent pas une détérioration de la résolution de l'image, qui de base est plus importante ($\sim 25 \mu\text{m}$), ni ne gênent l'observation de la modulation de l'interface, dont la longueur d'onde la plus élevée est de $130 \mu\text{m}$. Nous remarquerons que cette méthode crée aussi des aberrations, sous forme de halos entourant les structures. Cependant la taille de ceux-ci correspond à la longueur d'onde basse de coupure. Leur taille est donc bien maîtrisée et est fortement inférieure à notre barre d'erreur, qui correspond à notre résolution.

Au vu, des plus faibles aberrations créées par la seconde méthode nous l'avons privilégiée à la première lors de

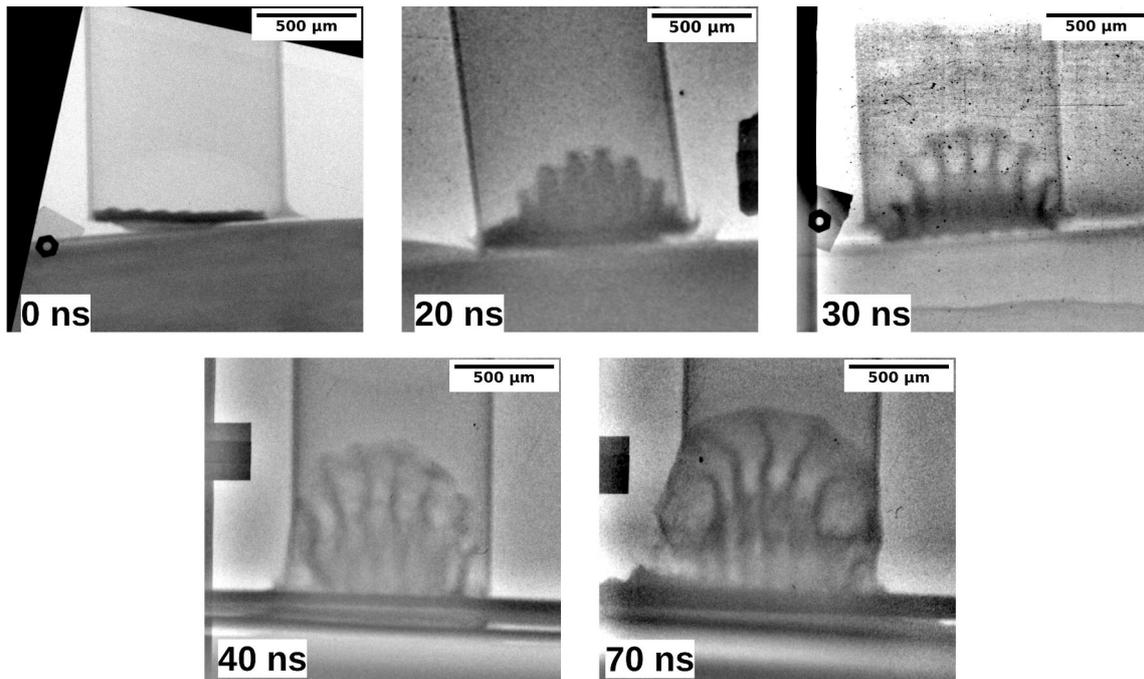


FIGURE 4.30 – Images expérimentales de radiographie d'une mousse 100 mg.cm^{-3} prise à différents instants 0, 20, 30, 40 et 70 ns après tir laser, nano2000.

la plupart de nos études.

Le grand nombre de radiographies que nous avons obtenues à différents temps, nous permet de reconstruire une dynamique d'évolution de la cible. La figure 4.30 retrace les phases principales de l'évolution d'une cible avec mousse de $0,1 \text{ g.cm}^{-3}$. Après le tir laser et l'arrivée du choc, le pousseur se détend dans la mousse et l'IRM et l'IRT commencent à évoluer. Nous pouvons distinguer trois grandes phases dans l'évolution de l'instabilité. Aux temps courts (20 ns), l'instabilité est dans sa phase linéaire. La perturbation de l'interface croît sans autres déformations. Dans cette phase l'amplitude de la perturbation reste faible. Dès 30 ns, des déformations de la modulation peuvent être observées. En particulier, l'extrémité des pics du pousseur commencent à s'élargir pour finalement former la tête des champignons d'instabilité. Cela est un marqueur indéniable du développement d'instabilité secondaire de type IKH. À ce point l'IRT est déjà entrée dans sa phase non-linéaire et un couplage entre modes de perturbation (multiples longueurs d'onde) est effectif. Nous noterons que ce couplage existe même dans le cas de modulation mono-mode, il se fait alors avec les harmoniques du signal. Enfin aux temps longs, nous remarquons l'amplification de l'ensemble des phénomènes non-linéaires présents dans la phase précédente. En particulier les extrémités des pics deviennent tellement étendues que le contraste entre eux et la mousse choquée chute fortement. Il devient alors extrêmement difficile d'observer cette interface. De plus les doigts d'instabilité qui jusqu'alors étaient droits se mettent à serpenter. Cette perte de linéarité peut être associée à la perte de moment de l'interface, qui, comme nous le verrons, présente de très faibles vitesses à ces instants.

Un dernier point est à soulever pour compléter ces observations : celui de l'absence de choc apparent. Nous pouvons en effet remarquer cette absence, qui semble surprenante, sur la quasi-totalité de nos images. Celle-ci est singulière car c'est bien le choc qui met en mouvement l'interface. Il devrait donc la précéder au sein de la mousse. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer cette disparité entre nos attentes et nos observations. Cela pourrait être directement dû aux cibles que nous utilisons. Par exemple si un écart existe entre extrémité du pousseur et début de la mousse (ce qui est le cas sur certaines cibles) le choc atteignant l'extrémité du pousseur débouchera sur le vide. Il n'y aura donc pas de choc transmis dans la mousse. Cependant le pousseur se détendant dans le vide devrait impacter la mousse créant ainsi une onde de compression voire une onde de choc. Il serait donc surprenant que cet écart puisse à lui seul justifier l'absence de structure en amont de l'interface. Dans la même veine, un autre point pouvant être considéré est la nature même du milieu extérieur : une mousse. Le fonctionnement et la propagation d'une onde de choc dans un milieu de nature aussi inhomogène sont soumis à une physique plus complexe que celle dans un milieu continu. Ainsi les ondes de compression ont tendance à voir leur vitesse diminuer dans de tels

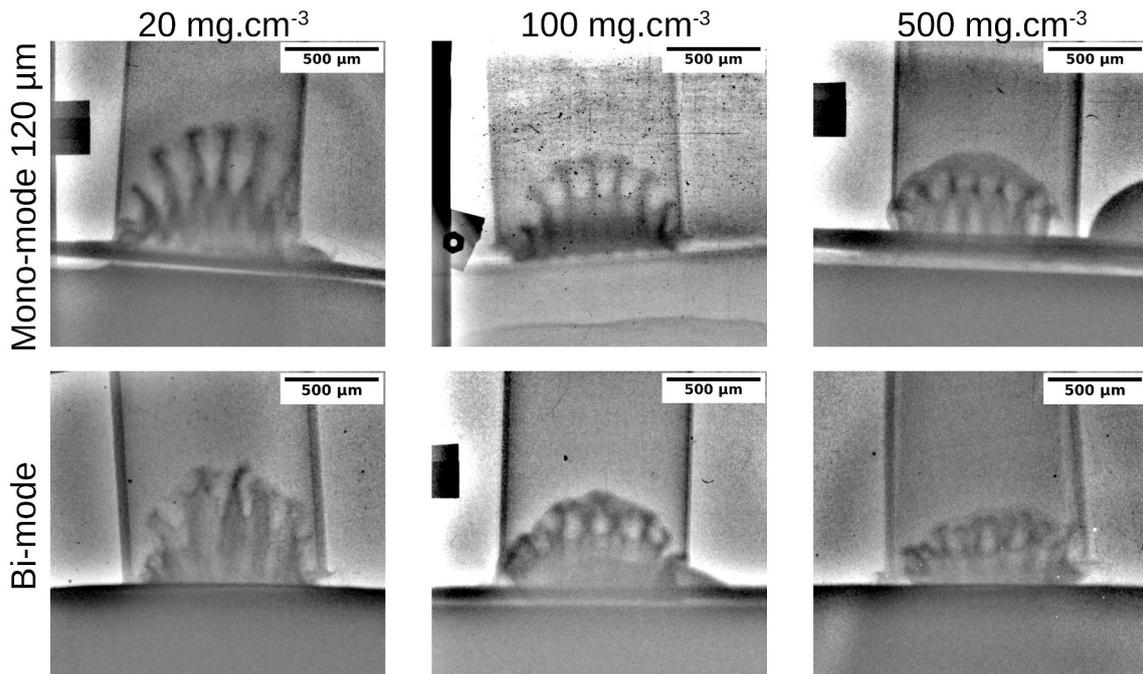


FIGURE 4.31 – Radiographies expérimentales obtenues lors d'expériences sur LULI2000 30 ns après tir laser. La densité de la mousse (20 , 100 et 500 mg.cm^{-3}) et ou la modulation initiale de l'interface (mono-mode, bi-mode) changent entre les images.

milieux [Kan05]. Il ne serait donc pas impossible que la vitesse de l'onde de choc soit trop faible pour permettre son détachement de l'interface ou que la compression induite par le passage du choc soit trop faible pour être perçue. D'autres hypothèses supposeraient la présence du choc mais notre incapacité à l'observer. Nous pourrions ainsi penser à l'aspect 3D du choc rendant tout contraste avec la mousse non-choquée faible, ou à une trop grande proximité entre interface et choc ne nous permettant pas de résoudre ces deux objets. Nous reviendrons sur ces deux points lors de nos comparaisons aux simulations.

Comme nous l'avons énoncé dans la partie précédente, l'un de nos objectifs consistait en l'étude de l'influence des paramètres initiaux sur la croissance de l'interface. À cette fin des variations de densité de mousse et de modulations initiales d'interface ont été effectuées. La figure 4.31 illustre ses variations par le biais de radiographies des différents types de cibles effectuées 30 ns après tir laser. À partir de ces images obtenues pour trois densités de mousse distinctes 20 , 100 et 500 mg.cm^{-3} nous pouvons remarquer plusieurs différences relatives à l'évolution de la position de l'interface et du développement de l'instabilité.

Le premier effet remarquable est la différence de position absolue de l'interface par rapport à son point de départ. Le poussoir est en effet bien plus avancé dans le cas d'une densité de mousse faible que dans celui d'une densité élevée. Cela n'a rien de surprenant. En effet, les conditions lasers étant les mêmes, l'impulsion déposée par le choc dans le poussoir sera la même quel que soit la densité de mousse. Pour un même déplacement de l'interface la masse de mousse s'accumulant en amont (mousse balayée) sera donc plus importante dans le cas d'une mousse de haute densité (la masse balayée sera cinq fois plus importante dans le cas 100 mg.cm^{-3} que dans le cas 20 mg.cm^{-3} et cinq fois plus importante dans le cas 500 mg.cm^{-3} que dans le cas 100 mg.cm^{-3}). Par analogie avec les SNr et leur ralentissement dû à la masse balayée, cela entraînera donc une plus forte décélération de l'interface dans le cas des fortes densités. Nous expliquons donc bien qualitativement les différences de positions observées.

Un second point concerne le développement de l'instabilité. Sur ces trois images, il paraît clair que l'instabilité est bien plus développée dans le cas 20 mg.cm^{-3} que dans le cas 500 mg.cm^{-3} . Par cela nous entendons la taille des doigts d'instabilité. Cela arrive à la fois comme une surprise et comme naturel au vu des images. Tout d'abord une surprise si nous considérons l'analyse précédente, car en effet la décélération plus importante due à la mousse dense aurait dû entraîner un taux de croissance plus élevé de l'instabilité. "Naturel" pour deux raisons : le nombre d'Atwood, participant au taux de croissance, est plus élevé dans le cas des faibles densités ; et par

simple balance des proportions de l'image. Ce dernier point n'a rien à voir avec le développement de l'instabilité d'un point de vue théorique mais seulement pratique. En effet l'extrémité des pics est cantonnée par la position du choc, qu'elles ne peuvent pas dépasser. Quant aux bulles, elles sont dans tous les cas limitées par l'extension du pousseur (la position de sa base). En cela une forte densité de mousse gêne la détente du pousseur et entraîne un ralentissement du choc, la zone de développement de l'instabilité comprise entre base du pousseur et choc sera donc plus petite que pour de faibles densités. L'instabilité aura donc une gamme de développement possible plus limitée. Ce point n'affecte que le domaine des possibles de l'évolution de l'instabilité et ne concerne en rien sa dynamique. Autrement dit l'effet de la densité de la mousse sur la croissance de l'instabilité semble être prédominé par les modifications du nombre d'Atwood plutôt que par celles de la décélération de l'interface.

Un troisième point d'intérêt concerne la morphologie de l'extrémité des pics d'instabilité, les têtes de champignons. Pour les trois densités cette extrémité s'est élargie témoignant du développement d'instabilités secondaires. Quand bien même cette hypertrophie est effective sur l'ensemble des cas, elle semble être nettement plus développée pour les densités de mousse plus élevées. En particulier, les têtes des champignons, dans le cas 500 mg.cm^{-3} , sont extrêmement larges leurs donnant un aspect diffus et jointif. C'est pratiquement un bloc reliant l'ensemble des doigts qui se dessine à leur extrémité. À l'opposé les champignons d'instabilité à 20 mg.cm^{-3} sont bien plus discrets. Ils ne sont qu'un peu plus larges que les pics (environ deux fois leur largeur), ne sont que peu diffus (ils sont aisément visibles) et ne sont pas jointifs. Autrement dit, les instabilités secondaires y sont moins développées. Nous en déduisons donc que malgré un développement de l'IRT plus faible les hautes densités de mousse sont sujettes à plus d'instabilités secondaires et donc par extension d'effets non-linéaires.

Ce surdéveloppement de l'IKH dans les cas de forte densité peut être compris si nous considérons le taux de croissance de cette instabilité ($k\Delta U \sqrt{\rho_1\rho_2}/(\rho_1 + \rho_2)$). La partie dépendant du rapport des densités sera initialement plus élevée dans le cas de mousse de haute densité. À l'opposé la différence de vitesse de part et d'autre de l'interface devrait être maximisée dans le cas des faibles densités de mousse, car les doigts d'IRT s'y développent plus rapidement. Dans ce cas, la modification de la densité de la mousse semble avoir un effet plus important sur l'IKH en raison des modifications du nombre adimensionné relatif aux densités qu'aux effets liés à la vitesse.

Enfin, il nous semble important de modérer quelque peu nos propos quant aux effets non-linéaires moins marqués en présence de faible densité de mousse. En effet, même si les instabilités secondaires y sont moins développées nous remarquerons tout de même une déformation des pics d'IRT. Ils n'apparaissent pas droits mais légèrement tordus, rappelant les effets observés aux temps longs pour une mousse de 100 mg.cm^{-3} (voir figure 4.30). Sur les images à plus hautes densités cet effet ne peut pas être observé notamment en raison de la longueur réduite des doigts.

Le second paramètre d'étude influençant la morphologie est la modulation initiale. Sur la figure 4.31 pour chaque densité de mousse une perturbation bi-mode est confrontée à son équivalent monomode. De prime abord peu de différences peuvent être directement observées entre mono et multi-modes. La position de l'interface (détente du pousseur) semble la même dans les deux cas, tout comme la taille des doigts d'instabilité. La principale différence réside dans l'interaction entre les différents modes plus visible dans le cas bi-mode. En effet, les doigts d'instabilité n'apparaissent pas droits et parallèles mais sont obliques et semblent se croiser ou fourcher. Nous pourrions comparer leur forme à une série de "X" dont les extrémités se touchent, tout du moins dans les cas 100 et 500 mg.cm^{-3} . Cette forme et le contact apparent entre leurs extrémités témoignent d'une interaction prononcée entre modes.

Le cas 20 mg.cm^{-3} quant à lui présente une morphologie des plus intéressantes. Nous n'y distinguons pas la présence des deux modes, mais nous observons la présence de doigts d'instabilité très larges en comparaison avec le cas mono-mode. Ces doigts semblent fourcher au niveau de leur extrémité. Cela pourrait correspondre à une fusion entre deux doigts sur une grande partie de leur longueur, entraînant le passage d'une forme de X à une forme de Y. Cela peut faire penser au modèle de croissance non-linéaire d'IRT de type fusion de bulle. Selon ce modèle les petites bulles proches ont tendance à se regrouper pour former de plus grosses bulles. Cependant nous observons ici un effet sur les pics et non les bulles d'instabilité. Pour comprendre ces résultats il nous paraît nécessaire de présenter des images de mousse 20 mg.cm^{-3} dans le cas d'une modulation bi-mode à d'autres temps. La figure 4.32 fait étalage de tels résultats. Nous pouvons y observer une morphologie similaire pour des observations à temps plus court et plus long, mais aussi une morphologie différente à ces mêmes temps. En particulier nous pouvons observer sur certaines images, notamment à 20 et 50 ns, une forme de Y très marquée avec des doigts d'instabilité fins qui se séparent en deux branches à mi-distance dans la direction des pics. Cette morphologie témoigne de l'existence des deux modes non fusionnés. Autrement dit, nos précédentes observations ne font pas sens du point de vue évolution dynamique du système. Effectivement, une fusion suivie d'une désolidarisation paraît improbable. Mais comme l'observation à 30 ns n'est pas un cas isolé dans la dynamique, il paraît possible que ces deux morphologies différentes soit en réalité dues à des différences intrinsèques aux cibles. Cela semble

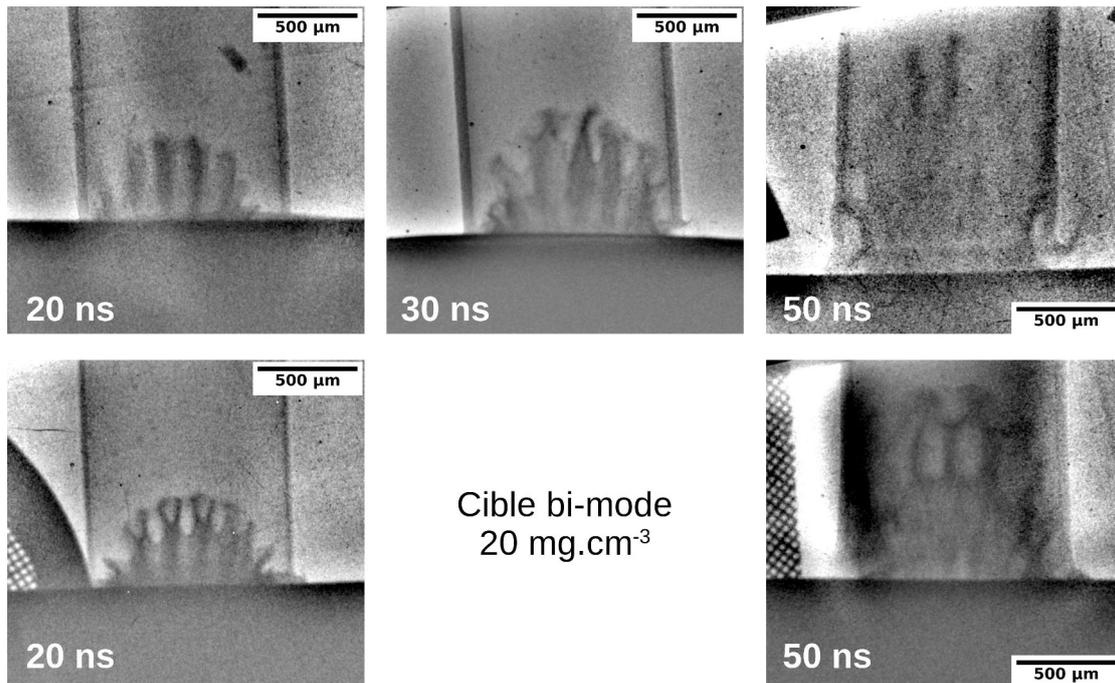


FIGURE 4.32 – Radiographies expérimentales obtenues lors d'expériences sur LULI2000 pour une cible bi-mode et une mousse de 20 mg.cm^{-3} à différents temps, 20, 30 et 50 ns après tir laser. Les deux différentes morphologies de pousseur peuvent être associées à la fabrication des cibles.

d'autant plus probable que l'ensemble des cibles n'a pas été produit et livré en une seule fois. Si nous supposons que les différences de morphologie sont effectivement dues à une différence de modulation initiale (par exemple un déphasage entre modes différents), alors il devient nettement plus difficile de tirer des conclusions relatives à la comparaison entre densités. Nous pouvons néanmoins dire que nous sommes bien dans une phase non linéaire.

Une dernière remarque relative à la figure 4.31 concerne le cas bi-mode 500 mg.cm^{-3} . Dans ce cas nous pouvons assez bien distinguer l'extrémité des pics. Nous retrouvons sur cette image la forme caractéristique de tête de champignon, extrémité élargie et courbée, témoin du développement de l'IKH. Dans le même esprit, nous signalerons l'obtention d'autres radiographies où cet aspect peut être clairement distingué. Ce sont des radiographies de cibles mono-modes présentant une modulation de longueur d'onde de $100 \mu\text{m}$ et une densité de mousse de 20 et 100 mg.cm^{-3} qui nous ont fourni les plus beaux résultats (voir figure 4.33). Nous n'expliquons pas la raison de ces meilleures observations associées à une longueur d'onde légèrement plus petite. Elles sont peut-être dues au plus grand nombre de pics au niveau du centre du pousseur (5 au lieu de 4 pour une modulation de $120 \mu\text{m}$ pour une tâche focale de $500 \mu\text{m}$ de diamètre), ou tout simplement à l'amélioration de nos techniques expérimentales. En

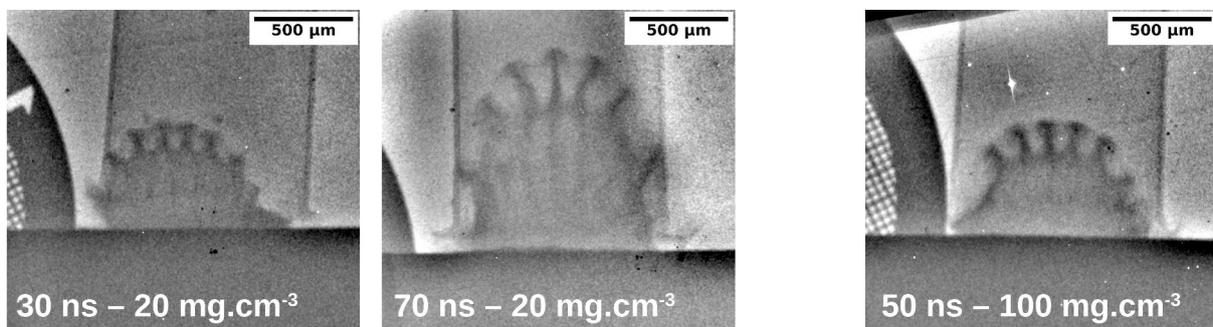


FIGURE 4.33 – Radiographies expérimentales obtenues sur LULI2000 avec des cibles de modulation de $100 \mu\text{m}$. Ces images se caractérisent par une bonne définition de l'extrémité des pics qui peuvent être mieux observés que sur l'ensemble des autres radiographies.

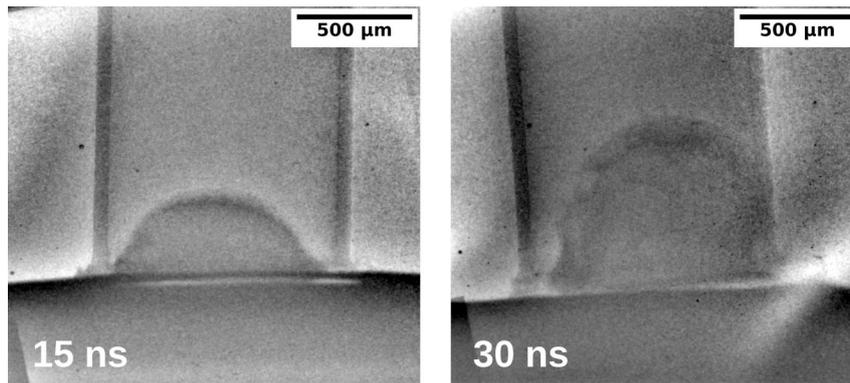


FIGURE 4.34 – Radiographies expérimentales de cible plane avec mousse de 100 mg.cm^{-3} obtenues en 2018 au LULI2000 15 et 30 ns après tir laser.

effet, ces tirs sont les derniers que nous avons effectués au LULI2000. De ce fait ils représentent à la fois l'aboutissement des techniques de production de cible de notre fournisseur, qui peu à peu les améliorait, mais aussi celui de nos techniques expérimentales. De fait ces tirs ayant eu lieu en fin de campagne expérimentale, ils ont été sujet à des techniques (ajout d'une rondelle, radiographie) déjà optimisées sur les cibles précédentes. L'ensemble de ces facteurs font que ces images présentent une meilleure qualité qui contribue probablement à nos observations.

Le dernier type de cible que nous n'avons pas encore abordé sont celles ne présentant pas de modulations. Les radiographies de ces cibles, présentées sur la figure 4.34, sont relativement simples à comprendre. Nous y voyons le pousseur s'étendant dans la mousse. Nous pouvons arguer de la présence de deux structures plus ou moins éloignées l'une de l'autre au niveau de l'extrémité du pousseur. Celles-ci peuvent correspondre soit au pousseur et au choc soit à des surdensités au sein du pousseur. L'écart entre ces deux structures est relativement faible, il est de $23 \pm 13 \mu\text{m}$ à 15 ns et de $66 \pm 13 \mu\text{m}$ à 30 ns. Nous nous attendrions à ce que cet écart soit plus grand s'il correspondait à celui entre choc et interface, car l'interface décélère plus que le choc d'après nos simulations préliminaires. L'analyse globale de nos expériences nous montrera que cela ne semble néanmoins pas être le cas. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement. Nous remarquerons aussi que l'interface intérieure semble être perturbée. Cela peut correspondre au développement d'instabilité (l'IRT se développe car l'interface décélère) qui ici n'ont pas de mode imposé.

L'ensemble de nos observations précédentes sont purement qualitatives. De ce fait, elles ne nous permettent pas l'étude plus poussée des IRT, ni une comparaison étendue avec nos simulations. Pour cela, il est nécessaire d'extraire un paramètre quantitatif de nos expériences. Le paramètre représentant la croissance de l'instabilité et dont la mesure est la plus sûre est la zone de mélange. Cette zone est définie comme se trouvant entre l'extrémité des pics et des bulles. C'est la zone où se trouve l'instabilité. Dans nos cas nous la mesurons expérimentalement au niveau du centre du pousseur (voir figure 4.35). Pour cela nous repérons la position de l'extrémité du pic et de la bulle centrale, ceux où le pousseur est le plus avancé. Nous pouvons également tenter de mesurer l'évolution temporelle de la position absolue des pics et des bulles à condition de trouver la position initiale de la cible. Cette condition n'est malheureusement pas toujours évidente. En effet il arrive régulièrement que des écarts existent entre cible et porte cible ou entre rondelle et porte cible. Ces écarts entraînent une difficulté lors de la définition cohérente de la position initiale de la cible et donc de la position absolue des pics et des bulles. Il en résulte parfois des sauts dans la dynamique mesurée uniquement dus à cette difficulté de définition de l'origine. Cela peut être compensé, mais nous ne considérerons donc pas ces paramètres comme les mesures les plus fiables.

À l'opposé, la zone de mélange, quant à elle, présente une mesure bien plus certaine. Comme elle dépend de la distance relative entre deux points bien définis, elle n'est pas affectée par la définition de l'origine. De ce fait ces mesures apparaîtront plus cohérentes sur l'ensemble de l'évolution de l'IRT.

Toutes les mesures présentées ici sont soumises à un certain nombre d'incertitudes, découlant toutes de la détermination de la position des différents objets d'intérêt. Il est important de déterminer la nature de ces incertitudes afin de pouvoir les évaluer et de pouvoir ainsi déterminer la fiabilité de chaque résultat. La première source d'incertitude à prendre en compte est celle liée directement au processus d'imagerie : la résolution spatiale. Nous avons déjà expliqué l'importance de cette résolution dans le chapitre précédent. Elle dépend à la fois de la nature de la source de rayons X, de sa taille, de la géométrie du système de radiographie et du détecteur (une IP), pouvant

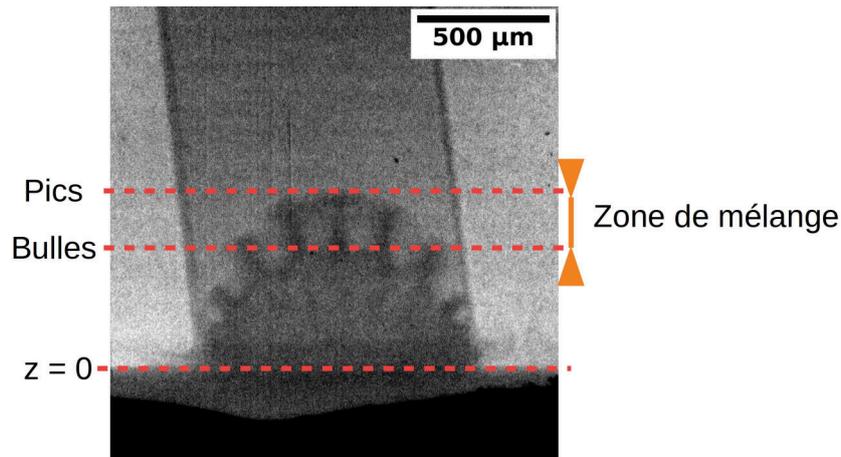


FIGURE 4.35 – Schéma explicatif de la mesure des positions des pics et des bulles sur une radiographie. La taille de la zone de mélange est définie comme la distance entre pics et bulles.

être sujet à des cascades électroniques. L'ensemble de ces points donne lieu à une résolution spatiale statique effective que nous pouvons mesurer sur nos radiographies de grille servant à la calibration. Il ne nous est pas possible d'avoir une précision supérieure à cette résolution. Un second point dépend aussi du système d'imagerie : la résolution temporelle, ou plutôt la détérioration de la résolution spatiale par floutage. Notre système est soumis à une évolution suffisamment rapide ($10 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$) pour que l'aspect temporel puisse entraîner une détérioration de l'ordre ou inférieure au micron. Ces points sont des sources d'incertitudes systématiques.

Enfin, un dernier type d'incertitude s'ajoute à ceux mentionnés ci-dessus, celui des erreurs aléatoires. Ce type d'erreur existe dans les mesures du fait de deux facteurs : le biais de mesure de l'expérimentateur, et la non définition absolue de l'interface. Pour le premier point nous entendons tout biais de mesure lié aux choix spécifiques de l'expérimentateur lors de l'analyse d'une image donnée. Cela découle du caractère unique de chaque radiographie, qui, rappelons le, correspondent à des tirs lasers et à des cibles différentes. De ce fait il y a toujours une part non négligeable d'interprétation des résultats et ce quelles que soient les règles de mesures définies au préalable. Nous avons beau vouloir effectuer les mesures au niveau du pic central, le plus avancé, il y aura toujours une part d'interprétation sur quel est ce pic, quelle bulle lui est associée, où se trouve le centre du pic au niveau duquel la mesure est souhaitée. Ce biais cognitif est difficilement gérable. Le fait que j'ai effectué l'ensemble de l'analyse devrait limiter cet effet (une seule et même personne donc le même biais) et assurer une certaine cohérence des résultats. Cependant face à des radiographies inattendues, multiples lobes du pousseur (problème laser), cible déchirée (problème de cible), l'analyse même réalisée par un unique expérimentateur risque de présenter des incohérences. Nous noterons que celles-ci peuvent néanmoins être reprises à posteriori. L'exemple le plus parlant, auquel nous avons été confrontés, est l'aspect de déchirure de cible présentée sur la figure 4.36. Sur cette image la position de la bulle peut paraître difficile à définir. En effet, les doigts d'instabilité semblent présenter une bosse quasi-jointive au niveau de leur milieu. Celle-ci pourrait correspondre à un nœud caractéristique de processus de ré-accélération de l'IRT [Ram+12 ; RKL13] ou tout simplement à la position de la bulle d'IRT dans l'hypothèse où l'interface n'est pas assez contrastée. Dans ce cas précis, le suivi temporel de la croissance de la zone de mélange nous amène à penser que la seconde hypothèse est la bonne. En effet, la première hypothèse induit un saut dans la dynamique de sa croissance et paraît donc moins probable.

L'exemple que nous venons de présenter peut-être aussi vu comme faisant partie du problème de la non définition absolue de la position de l'interface. Ce point que nous identifions comme source d'incertitude sur nos mesures correspond à la difficulté même de définir la position exacte de l'interface. Cela est en grande partie dû à la présence de gradient de densité autour de cette interface. En effet, le pousseur qui se détend a tendance à voir sa densité chuter fortement pour se rapprocher de celle de la mousse choquée. Dès lors le contraste n'est dû qu'à la différence d'absorption des rayons X liée à la nature des matériaux. À cela il faut aussi ajouter l'aspect 3D du problème. En somme, l'interface entre pousseur et mousse ne sera que peu marquée en présence de faible gradient de densité. Cela sera d'autant plus accentué s'il y a mélange entre les différents matériaux, comme par exemple au niveau des têtes de champignons lorsqu'elles s'étendent fortement (voir la radiographie à 70 ns de la figure 4.30). La figure 4.37 présente des coupes réalisées dans l'axe des pics et des bulles de radiographie. Nous pouvons remarquer que, comme énoncé précédemment, l'interface n'apparaît pas franchement. Il est donc souvent nécessaire d'utili-

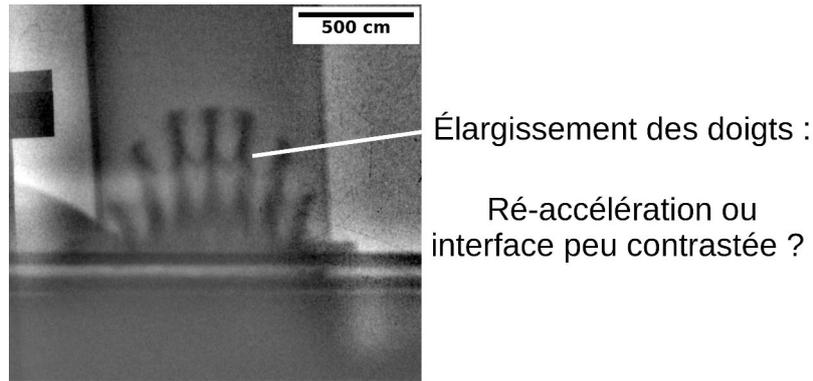


FIGURE 4.36 – Radiographie expérimentale d'une cible mono-mode avec mousse 20 mg.cm^{-3} prise 25 ns après tir laser au LULI2000 en 2017. Les doigts d'instabilité semblent s'élargir à mi-hauteur. Est-ce un phénomène de ré-accélération ou un manque de contraste ?

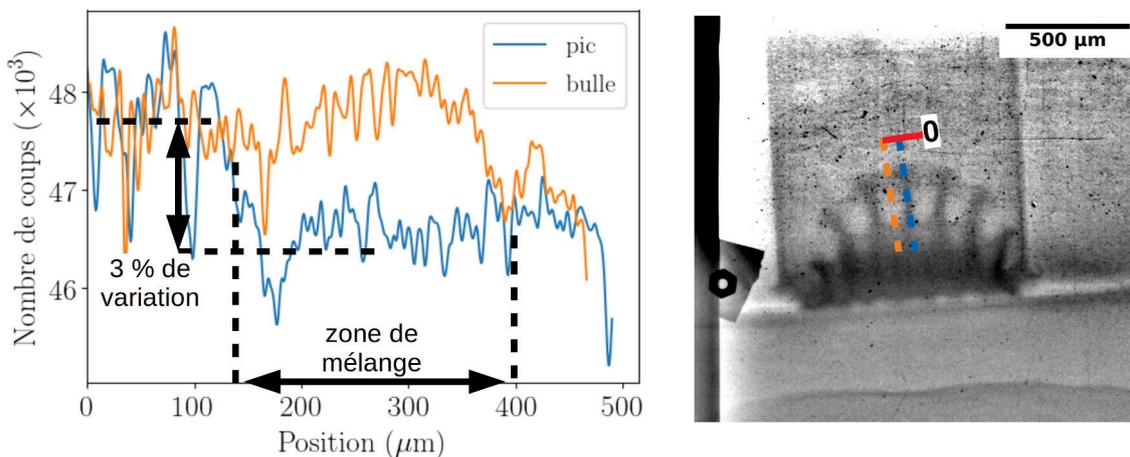


FIGURE 4.37 – Coupes réalisées au niveau des pics et des bulles sur une radiographie (2017, 100 mg.cm^{-3} mono-mode, 30 ns après tir laser). La variation d'intensité au passage de l'interface est de l'ordre de 3 % rendant son repérage difficile. Seul l'utilisation de l'aspect 2D de l'image permet de bien définir la zone de mélange.

ser l'aspect 2D des radiographies et de se fier au jugé de l'expérimentateur. Il est à noter que ce point a aussi été rapporté dans [Swi+15].

Un dernier point contribuant aussi à ces incertitudes de caractère aléatoire est lié aux inhomogénéités de l'éclairage en rayons X de l'IP. Celles-ci contribuent à rendre difficilement définissable la position de l'interface, notamment lorsqu'une sur ou une sous-intensité ponctuelle s'y trouve.

L'ensemble de ces incertitudes aléatoires varie de radiographie en radiographie. La valeur de certaines d'entre elles peut être déterminée. C'est le cas de certains gradients au niveau de l'interface. Il est en effet possible de mesurer à la fois la position de l'interface et les positions extrêmes au-delà desquelles il est sûr que l'interface ne se trouve pas. Cela peut alors servir comme définition d'une nouvelle barre d'erreur. Dans d'autre cas, un tel exercice n'est pas possible et cette erreur demeure incertaine. Dans l'ensemble des cas la barre d'erreur finale sera toujours supérieure ou égale à celle mesurée dans un cas statique (erreur systématique).

4.2.3 Analyse et comparaison aux simulations

Maintenant que nous avons décrit l'ensemble de nos résultats expérimentaux, nos méthodes d'analyses et leurs limites, nous allons présenter les résultats de notre analyse globale. Nous séparerons cette partie en deux. La première concernera uniquement nos résultats expérimentaux. Nous porterons un intérêt particulier à la croissance de l'IRT et tenterons d'en expliquer les différentes caractéristiques. Dans un second temps nous comparerons nos résultats aux simulations. Cette confrontation nous permettra d'étayer nos raisonnements et de les opposer aux

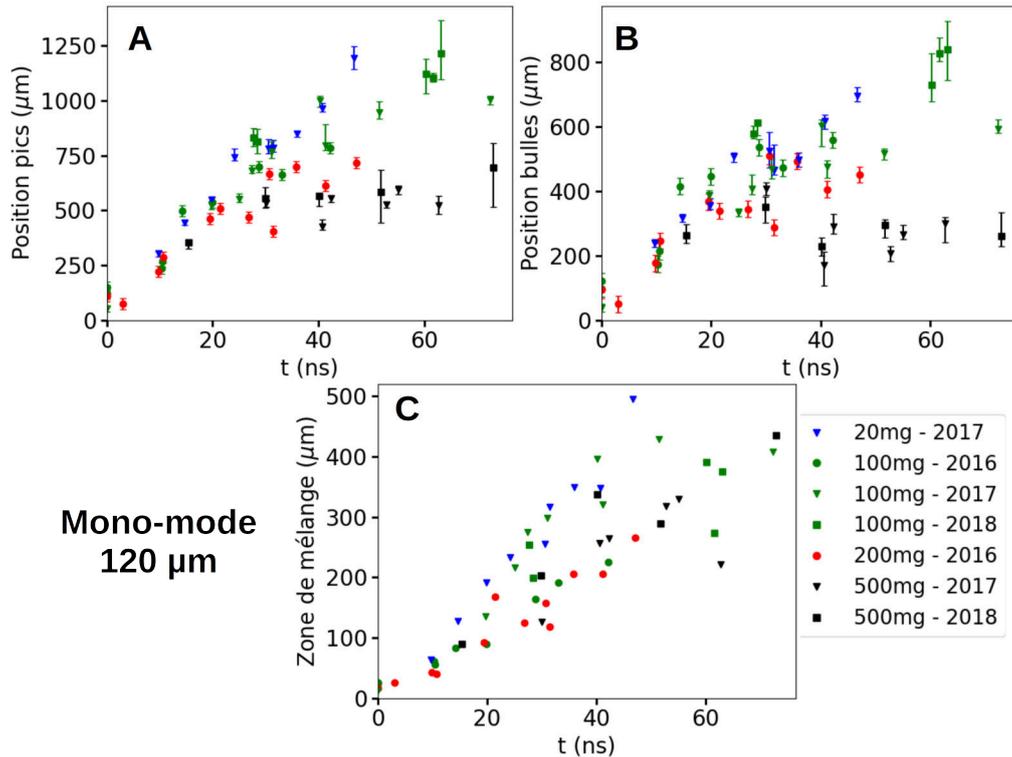


FIGURE 4.38 – Variations temporelles de la position des pics (A), des bulles (B) et de la taille de la zone de mélange associée (C) pour les cibles mono-modes, 120 µm de longueur d'onde, obtenues à partir des données d'expériences LULI2000. Cette figure compare les différentes densités de mousse utilisées, et précise l'année d'expérience de chaque donnée.

modèles de croissance existant.

4.2.3.1 Analyse des résultats expérimentaux : croissance paramétrique de l'IRT

La première partie de notre analyse repose sur les mesures expérimentales de position de pics, bulles et taille de zone de mélange. Du fait du grand nombre de données que cela représente nous travaillerons par étape afin de rendre nos graphiques plus lisibles et notre analyse plus compréhensible. Notons que l'ensemble des résultats présentés dans cette section est renormalisé par un facteur temporel valant $(E/E_0)^{1/3}$, comme décrit dans la partie 3.1.5. Dans cette section nous avons imposé 500 J comme valeur de E_0 car elle correspond à une énergie moyenne attendue sur tir de nano2000 (en réalité 529 ± 53 J). Le facteur de renormalisation variait entre 0,85 et 1,09 dans les cas extrêmes.

Effet de la densité sur les cibles mono-modes Dans un premier temps nous nous proposons d'étudier l'effet de la densité de la mousse sur l'évolution du système, toutes les autres conditions étant gardées constantes. La figure 4.38 représente l'évolution temporelle de la position des pics et des bulles au cours du temps, ainsi que celle de la taille de zone de mélange qui en découle. Sur cette figure deux distinctions sont réalisées. La première est une distinction en densité de mousse, qui est le paramètre nous intéressant. La seconde est une distinction sur l'année de réalisation de l'expérience. Ce second paramètre ne devrait en rien changer nos résultats, la physique ne dépendant a priori pas de la date de réalisation d'une expérience. Cependant ce qui devrait être normal n'est pas toujours vérifié, ne serait-ce que en raison des améliorations des procédés expérimentaux et de qualité des cibles, qui existent même s'ils ne correspondent pas à une modification mesurée ou souhaitée. Par exemple, nous pouvons remarquer sur cette figure (4.38) que la série correspondant aux mousses de $100 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ est sujette à l'influence de l'année d'expérimentation. Cela se remarque particulièrement lors de la comparaison de la taille de la zone de mélange entre les années 2016 et 2017. Cette zone est en effet plus large en 2017. Dès lors, il paraît difficile de pouvoir tirer des conclusions solides de l'ensemble de nos observations. Fort heureusement, ces variations ne sont

pas suffisamment importantes pour nuire à une approche qualitative.

Revenons maintenant aux résultats présentés sur la figure 4.38 et plus précisément sur l'évolution de la position des pics et des bulles. Nous pouvons voir que ces évolutions sont fortement influencées par la densité de la mousse : plus celle-ci est dense moins les pics et bulles sont avancés. Nous avons déjà discuté de ce point précédemment et avons argumenté sur son apparente logique. Pour rappel nous avons associé ce phénomène aux évolutions de RSN dont la décélération dépend de la masse de milieu extérieur (ici la mousse) balayée. Nous voyons donc ici quatre dynamiques de position de pic au cours du temps associées aux quatre densités de mousse présentées.

Penchons-nous maintenant sur nos deux extrêmes (20 et 500 mg.cm⁻³), qui représentent les valeurs asymptotiques de nos expériences. Pour le cas 20 mg.cm⁻³, les bulles et pics ont un mouvement quasi-linéaire au cours du temps. Une simple régression linéaire pondérée par l'erreur en chaque point nous donne une vitesse de pic de $21 \pm 1 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$ et une vitesse de bulle de $11,7 \pm 1,0 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$. De ce fait il n'est pas étonnant de retrouver une croissance quasi-linéaire de la zone de mélange, qui croît avec une vitesse de $10,2 \pm 0,5 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$. Nous insisterons sur le fait que cette croissance n'est pas linéaire comme en témoigne la figure 4.39, où l'évolution de la zone de mélange est représentée sur une échelle logarithmique. Nous remarquerons que la zone de mélange pour une mousse de 20 mg.cm⁻³ semble avoir une croissance en $t^{1.54}$ avant de tendre vers une croissance linéaire, après 20 ns. Ce point, pouvant paraître anodin, a une importance certaine pour ce qui concerne la nature exacte de l'instabilité observée. En effet, si la croissance avait été purement linéaire nous aurions été en présence d'une IRM. Le fait que initialement la zone de mélange croît d'une façon plus rapide que linéairement indique indéniablement un effet non-négligeable de l'IRT. Une partie de cette croissance étant bien entendu due à l'IRM. Étant donné que la décélération de l'interface est plus importante dans les autres cas, il n'est pas étonnant de constater que l'IRT y a aussi un effet visible. Nous en concluons que notre étude porte bien en partie sur l'IRT, nous n'observons pas l'effet de l'IRM uniquement.

À l'opposé du spectre des densités se trouve la mousse de 500 mg.cm⁻³. Celle-ci présente une dynamique bien différente de celle décrite précédemment tant pour les pics que pour les bulles. Ces deux éléments semblent suivre initialement une dynamique proche de celle des autres mousses et ce jusqu'à 20–30 ns (notre faible nombre de tir ne nous permet pas d'obtenir une estimation plus précise). L'évolution de ces éléments s'effectue jusque-là à vitesse quasi-constante. Après 30 ns la dynamique présente un changement abrupt. La vitesse des pics diminue fortement voire même stagne, elle tend alors vers $1 \pm 1 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$. La vitesse des bulles, quant à elle, s'inverse ($-0,7 \pm 1,0 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1}$). Autrement dit, les bulles qui avançaient jusqu'alors dans la mousse se retrouvent à remonter dans le pousseur. Ce phénomène, pouvant de prime abord paraître étonnant, apparaît dès lors que la vitesse de croissance des bulles dans le référentiel de l'interface dépasse (en valeur absolue) celle du mouvement de l'interface dans le référentiel du laboratoire. Cela marque donc soit une croissance rapide des bulles, soit une faible vitesse d'interface. Dans le cas présent, il est bien entendu question d'une faible vitesse d'interface comme en témoigne le mouvement des pics. En résumé, après un mouvement à vitesse quasi-constante, que nous qualifierons de balistique, il y a stagnation de la position des pics et des bulles, qui semblent rebrousser chemin. Nous pouvons donc penser que l'interface, se trouvant entre pic et bulle, suit la même dynamique. Ces deux phases fortement marquées dans ce cas peuvent rappeler le comportement asymptotique des RSN, qui après une expansion à vitesse constante, phase balistique, subissent un fort ralentissement, phase de Taylor-Sedov (voir chapitre 2.2.2.2 ; l'éjecta y a un mouvement asymptotique en t^δ avec $\delta = 2/3$ en géométrie cartésienne, $2/5$ en sphérique).

Malgré cette apparente stagnation la zone de mélange croît sur l'ensemble de la dynamique observée. Au vu du faible nombre de points d'observation avant 30 ns, il nous semble difficile de statuer avec certitude sur un éventuel changement dans la dynamique de la croissance de l'instabilité. Tout au mieux nous pouvons dire que la pente semblant se dessiner à partir de 30 ns ne pourrait pas contenir le point à 15 ns. Il y aurait donc possiblement diminution de la vitesse de croissance de cette zone. À partir de la figure 4.39, nous pouvons évaluer ces tendances. Avant 30 ns la zone de mélange semble croître en $t^{1.2}$ (seulement deux points de mesure), après 30 ns elle croît en $t^{0.9}$. Dans ces deux cas la croissance n'est pas linéaire, il y a développement d'IRT. Nous remarquerons que la croissance de l'instabilité après 30 ns est, dans ce cas, assurée par le mouvement des bulles. C'est la seule densité de mousse où nous observons ce phénomène.

Enfin intéressons-nous aux mousses de densités intermédiaires, 100 et 200 mg.cm⁻³. Comme nous aurions pu nous attendre, celles-ci présentent des évolutions comprises entre les deux cas extrêmes précédents. La dynamique de leurs pics et de leurs bulles peut être séparée en deux phases : une balistique aux temps courts, suivi d'une décélération. La phase balistique présente approximativement les mêmes vitesses de pics et de bulles que pour la mousse à 20 mg.cm⁻³ (et que celle à 500 mg.cm⁻³). Au cours de la seconde phase la vitesse des pics et des bulles est comprise entre les deux extrêmes précédents. Il ne semble pas étonnant que dans cette phase le mouvement observé dans la mousse à 100 mg.cm⁻³ est plus rapide que dans celle à 200 mg.cm⁻³.

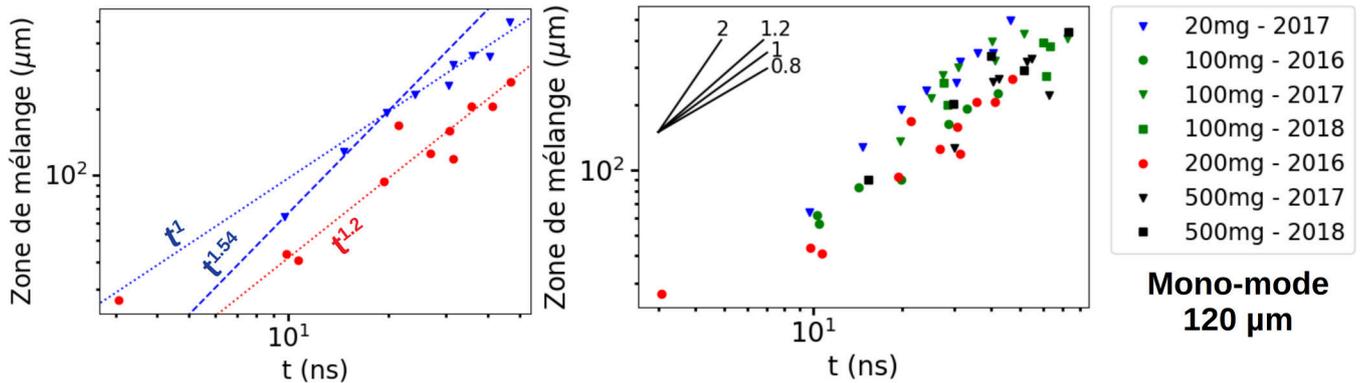


FIGURE 4.39 – Variation de la taille de la zone de mélange des cibles mono-modes avec échelle logarithmique. Des droites de pentes t^α sont représentées pour comparaison. Cela correspond aux données de la figure 4.38 C. Les deux graphiques reprennent les mêmes données, mais le premier en comporte moins pour en faciliter la lecture.

La transition entre ces deux phases s'effectue à un temps dépendant de la densité de la mousse. La phase balistique semble durer plus longtemps pour des densités faibles. En particulier, si nous ne considérons que l'évolution de la position des pics la transition semble apparaître autour de 22 ± 3 ns pour une mousse de 500 mg.cm^{-3} , 28 ± 3 ns pour 200 mg.cm^{-3} , et 30 ± 3 ns pour 100 mg.cm^{-3} . La dépendance en densité suggérée par ces valeurs ne correspond bien entendu pas à la dépendance classique du temps de transition des SNR entre régime balistique et régime de Taylor-Sedov. En effet, cette valeur théorique, en $\rho^{-1/3}$, dépend de la géométrie sphérique supposée. Dans l'hypothèse d'un choc plan et d'une géométrie cartésienne, il y aurait pour ce temps de transition une dépendance en ρ^{-1} . Ici d'après nos valeurs le temps de transition suit plutôt une dépendance en $\rho^{-1/5}$. Cela ne correspond donc à aucun des deux modèles cités précédemment. Nous remarquerons néanmoins que cette étude souffre de quelques limitations : un manque de points expérimentaux autour de la transition (nécessaire à la détermination précise du temps en question), trop peu de densités différentes (seulement trois points), l'absence d'origine des temps. Ce dernier point peut paraître anodin mais il influence ces modèles. En effet le temps 0 y est défini comme l'explosion de la SN qui est supposé ponctuelle. Autrement dit pour maintenir l'analogie, il serait nécessaire d'utiliser le temps de débouché du choc dans la mousse. Nos seules mesures expérimentales de ce temps ont été réalisées en 2016 lors des expériences avec gaz. Elles étaient alors de $2,2 \pm 0,7$ ns pour les bulles et $3,0 \pm 0,7$ ns pour les pics. Si nous appliquons la valeur de $2,6 \pm 0,7$ ns comme origine des temps alors le coefficient de puissance passe de $-0,20$ à $-0,22$. Cette différence a beau être minime, elle existe et doit rester dans nos esprits lors de nos interprétations.

Si nous insistons sur un modèle similaire à la transition entre phase de SNR, et donc basé sur une masse balayée, et sur une transition évoluant en $\rho^{-1/5}$ il faudrait alors que le volume de mousse balayé par le choc (ou l'interface étant donné que les deux sont accolés dans la phase balistique) évolue en t^5 . Si nous considérons que l'interface prend la forme d'une demi-ellipsoïde à base circulaire (tâche laser) et d'aspect allongé (axe de propagation) et que la vitesse sur cet axe est constante (hypothèse balistique), alors la base doit s'élargir et son diamètre évoluer en t^2 . Ceci ne semble pas être le cas sur les radiographies obtenues avant 30 ns. En effet même si nous mesurons un élargissement, celui-ci est rapidement plafonné à cause des contraintes imposées par le tube. Par exemple la largeur du pousseur dans le cas d'une mousse de 20 mg.cm^{-3} passe de $550 \pm 25 \mu\text{m}$ à 10 ns ($695 \pm 25 \mu\text{m}$ à 15 ns), à $800 \pm 25 \mu\text{m}$ à 20 ns et ne croît plus après (dimension s'approchant de la taille du tube). De façon similaire il passe de $650 \pm 25 \mu\text{m}$ à 10 ns à $800 \pm 25 \mu\text{m}$ à 15 ns dans le cas d'une mousse de 100 mg.cm^{-3} . Nous ne constatons donc pas de croissance en t^2 , à cause notamment des contraintes imposées par le tube, et donc ne pouvons justifier une transition en $\rho^{-1/5}$ par un modèle de type SNR. Néanmoins, le faible nombre de points est limitant sur cette étude.

Un point supplémentaire est à ajouter à l'étude précédente. La transition que nous observons expérimentalement correspond à une transition dans la dynamique de la position des pics d'instabilité et non de l'interface, comme sous-entendu par le modèle. Ce point n'est cependant pas critique, car comme nous le verrons par la suite ces deux dynamiques sont intimement liées (il n'y a que peu de séparation entre position de l'interface et celle du pic).

Nous reviendrons ultérieurement sur cette étude en y ajoutant des données de simulations. Nos conclusions préalables sont que la masse de mousse balayée n'est pas un facteur suffisant pour expliquer le changement de dynamique de l'interface.

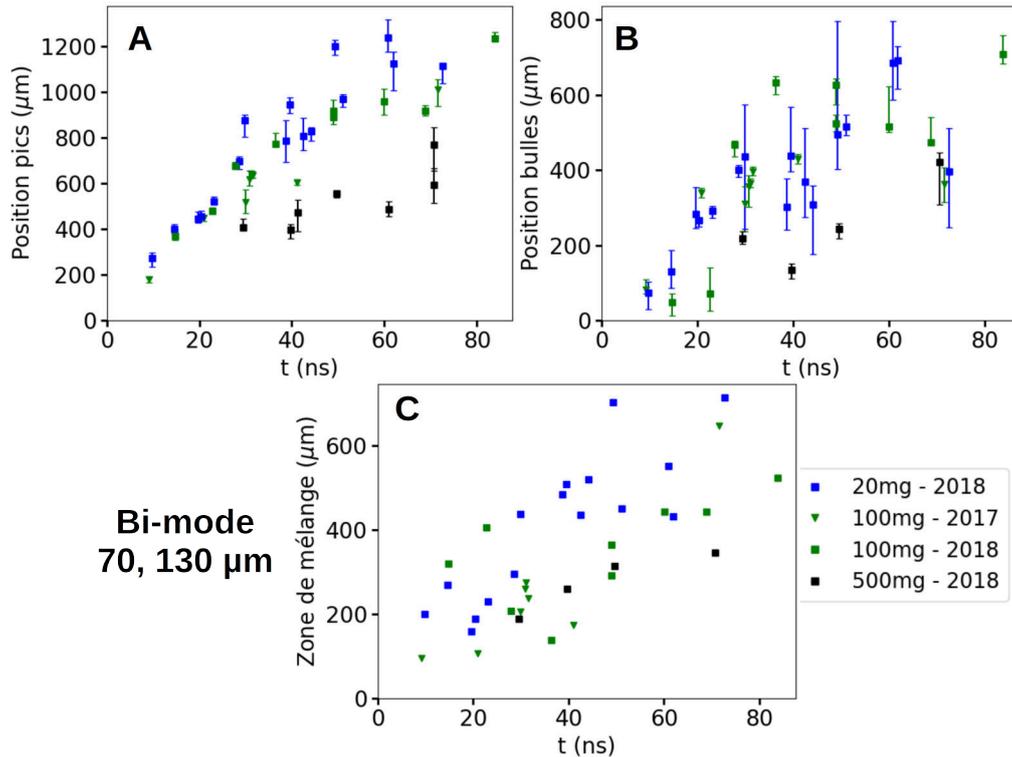


FIGURE 4.40 – Variations temporelles de la position des pics (A), des bulles (B) et de la taille de la zone de mélange associée (C) pour les cibles bi-modes, 70 et 130 µm de longueur d’onde, obtenues à partir des données d’expériences LULI2000. Cette figure compare les différentes densités de mousse utilisées, et précise l’année d’expérience de chaque donnée.

Du point de vue de l’évolution de la zone de mélange, les densités de mousse intermédiaires se retrouvent globalement entre les deux extrêmes. Il est difficile de définir une réelle tendance pour la mousse de 100 mg.cm⁻³ puisque nous retrouvons des points aussi bien proches de la courbe obtenue pour 20 mg.cm⁻³ que celle obtenue pour 500 mg.cm⁻³. La zone de mélange des mousses 200 mg.cm⁻³ quant à elle semble suivre la dynamique des mousses de 500 mg.cm⁻³. Nous remarquerons néanmoins que ces données (200 mg.cm⁻³) obtenues en 2016 correspondent aussi à l’évolution dans la mousse de 100 mg.cm⁻³ de 2016. Il est donc possible que ces résultats soient dus aux caractéristiques (qualité de cible, montage expérimental) de cette expérience particulière et ne soient pas comparable aux autres années, ou que les différences de nombre d’Atwood (0,86 contre 0,73) et de dynamique d’interface ne soient pas assez marquées entre les mousses de 100 et 200 mg.cm⁻³.

En conclusion, nous retrouvons ici avec certitude nos observations de la partie précédente. La décélération du pousseur et donc de l’interface est plus importante dans le cas de mousse à densité élevée. Malgré cela la croissance de l’IRT est plus faible dans ces mêmes mousses. Autrement dit l’effet de la densité sur le nombre d’Atwood prédomine celui sur l’accélération en ce qui concerne la croissance de l’IRT.

Effet de la densité sur les cibles bi-modes L’étude précédente peut aussi être réalisée pour les cibles bi-modes (70 et 130 µm de longueur d’onde). La figure 4.40 retrace les dynamiques de positions de pics, de bulles et de taille de zone de mélange au cours du temps. Un premier point à noter est que contrairement aux cas mono-modes, les cas bi-modes ont majoritairement été réalisés en 2018. La seule exception étant pour la mousse à 100 mg.cm⁻³ aussi utilisée en 2017, mais les résultats ainsi obtenus sont cohérents sur l’ensemble des deux années.

Sur la dynamique des pics, nous retrouvons nos observations précédentes à savoir les deux extrêmes avec un mouvement à vitesse quasi-constante pour la mousse à 20 mg.cm⁻³ et une quasi-stagnation des pics à 500 mg.cm⁻³. Le cas 100 mg.cm⁻³ se trouve entre les deux mais reste proche du cas 20 mg.cm⁻³. Contrairement au cas mono-mode, il ne semble pas y avoir de rupture de pente franchement marquée (sauf pour le cas 500 mg.cm⁻³).

De la même manière que précédemment, nous pouvons extrapoler nos données à l’aide de régressions linéaires, comme indiqué sur la figure 4.41, afin d’obtenir des temps de changement de régime. Ici le temps de

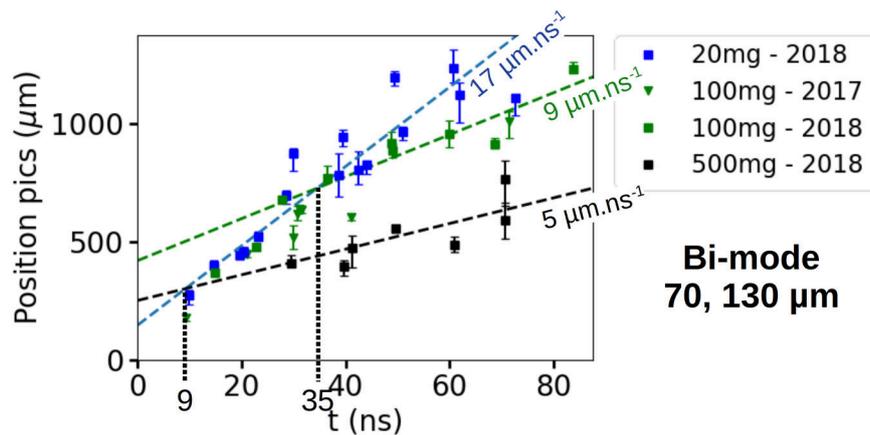


FIGURE 4.41 – Évolution de la position des pics en fonction du temps pour les modulations bi-modes et régressions linéaires associées à leur comportement aux temps longs. L'extrapolation de ces courbes nous donne une transition entre deux phases (intersections).

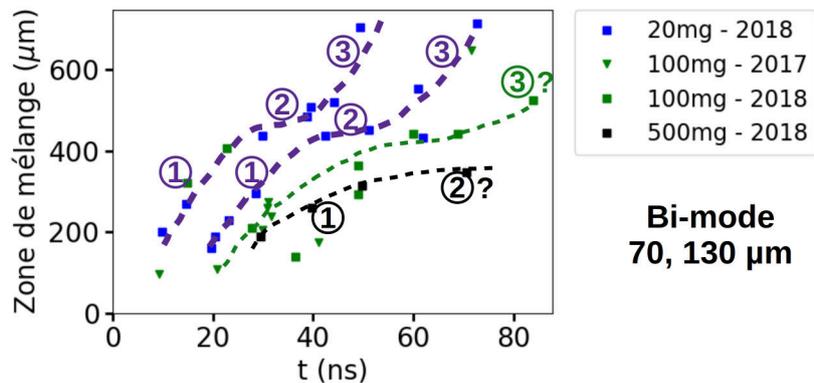


FIGURE 4.42 – Évolution de la taille de la zone de mélange de cibles bi-modes et représentation schématique de courbes de tendance. Elles se décomposent en trois phases : initiale, décélération/stagnation, re-accelération. Ce graphique correspond à la figure 4.40 C.

transition pour une mousse de 500 mg.cm^{-3} serait d'environ 9 ns et celui pour une mousse de 100 mg.cm^{-3} d'environ 35 ns. Nous trouvons ici une dépense en $\rho^{-0.8}$ se rapprochant de la valeur théorique en ρ^{-1} .

La dynamique des bulles quant à elle est fortement bruitée. Cela est en grande partie dû aux pertes de contraste et aux déchirures des pousseurs (surtout pour les 20 mg.cm^{-3} aux temps longs) qui rendent l'observation des bulles difficile. Nous remarquerons que contrairement au cas mono-mode les bulles des mousses 500 mg.cm^{-3} ne semblent pas rebrousser chemin. Cela va de pair avec la dynamique des pics qui ne semblent pas stagner dans ce cas.

Les tendances dans la croissance de la zone de mélange sont ici nettement moins marquées. Cela est notamment dû aux barres d'erreur importantes. Nous noterons tout de même une tendance à la décélération de la croissance des instabilités notamment pour les mousses de type 100 et 500 mg.cm^{-3} qui présentent un ralentissement de la croissance à partir de 40 ns. Ceci est peut-être le marqueur d'effets non-linéaires.

Dans tous les cas la taille de la zone de mélange ne dépend pas linéairement du temps. Ici aussi l'IRT joue un rôle non-négligeable.

Une dernière curiosité peut être remarquée sur la croissance de la zone de mélange des 20 mg.cm^{-3} . Deux courbes distinctes séparées d'une dizaine de nanosecondes semblent exister, comme le montre la figure 4.42. Ces deux courbes sont associées aux deux types de morphologie du pousseur soulignés précédemment. Vraisemblablement, elles sont liées à des différences de fabrication de cibles (deux lots différents), envoyées séparément. La dynamique de ces deux courbes semble suivre trois étapes : une croissance initiale, suivie d'une décélération entraînant la formation d'un palier, puis une seconde croissance. Au regard de cette évolution en trois phases, nous

pourrions voir la dynamique des mousses 500 mg.cm^{-3} comme atteignant la fin de la première phase et débutant la seconde. Les mousses 100 mg.cm^{-3} arriveraient quant à elles plutôt en fin de seconde phase / début de troisième en fin d'expérience. Tel quel nous n'avons pas d'explication pour ces trois phases. Elles sont peut-être dues à un phénomène de re-accélération, à l'effet des instabilités secondaires, ou sont tout simplement des artefacts d'observation.

Les conclusions que nous pouvons tirer de cette comparaison des effets de la densité de la mousse ne sont pas différentes du cas mono-mode. Nous noterons cependant une plus grande difficulté à repérer la position des bulles (surtout pour la mousse de 20 mg.cm^{-3}), qui se traduit par d'importantes barres d'erreur.

Effet de la modulation Maintenant que nous avons présenté nos résultats expérimentaux sur l'effet de la densité de mousse, nous allons nous pencher sur l'effet que peut avoir la modulation initiale sur le système, tous autres paramètres gardés constants. Pour rendre cette étude plus compréhensible nous avons réorganisé les données précédentes en une série de graphiques, où sur chacun ne figure qu'une seule densité de mousse (voir figure 4.43). Sur chacun de ces graphiques, nous pouvons retrouver les données mono-mode et bi-mode précédentes. À celles-ci nous avons ajouté celles des quelques cibles mono-modes de longueur d'onde $100 \mu\text{m}$, ainsi que les données liées aux cibles planes. Pour ces dernières, il n'y a pas de position de pic ni de bulle à proprement parlé mais une position d'interface, que nous représentons sur les courbes de position des pics et des bulles.

L'ensemble ces résultats expérimentaux tendent à montrer qu'il n'existe que peu de différence entre cibles mono-modes de $120 \mu\text{m}$ et cibles bi-modes. De manière générale, pour les trois densités de mousse 20 , 100 et 500 mg.cm^{-3} le mouvement des pics d'instabilité sont quasiment les mêmes dans les deux cas (mono-mode et bi-mode). Nous noterons néanmoins que à un instant donné les pics des cibles mono-modes $120 \mu\text{m}$ semblent plus avancés que ceux des bi-modes qui eux aussi semblent en avance sur les mono-modes $100 \mu\text{m}$. Cela se traduit notamment pour les cibles 20 mg.cm^{-3} par une vitesse de pic respective de 21 , 17 et $13 \mu\text{m.ns}^{-1}$ pour ces trois cas, dans l'hypothèse d'un mouvement linéaire en temps (affine). Pour les deux autres densités la position des pics des bi-modes est le plus souvent 50 à $100 \mu\text{m}$ en retrait des mono-modes. Cet écart, quoique faible, semble bel et bien exister. Remarquons toutefois qu'il est de l'ordre de grandeur de nos barres d'erreur, ce qui peut nous amener à douter de son existence.

La tendance semble être la même pour les bulles avec les bulles des cibles mono-modes $120 \mu\text{m}$ plus avancées que celles des bi-modes. L'écart semble ici plus important que précédemment, avec en particulier le cas des mousses à 20 mg.cm^{-3} qui peut être approximé par deux droites quasiment parallèles de pente $10 \pm 1 \mu\text{m.ns}^{-1}$ et d'écart $60 \mu\text{m}$. La principale différence avec le cas précédent est le positionnement de la courbe mono-mode 100 mg.cm^{-3} celle-ci se retrouve en effet au niveau de la courbe mono-mode $120 \mu\text{m}$ et donc au-dessus des bi-modes.

Cela se traduit par une évolution de zone de mélange similaire dans les cas mono-mode $120 \mu\text{m}$ et bi-mode et une évolution plus lente dans le cas mono-mode $100 \mu\text{m}$. Nous noterons que la double courbe de croissance de la zone de mélange évoquée précédemment dans la description des bi-modes se retrouve bien dans le cas 20 mg.cm^{-3} et que sa branche évoluant le moins rapidement se superpose avec l'évolution du monomode. Nous remarquerons que nous trouvons aussi cette courbe en trois phases (avec un point d'inflexion) sur l'évolution du mono-mode de $100 \mu\text{m}$.

Nous observons aussi que la position de l'interface, mesurée sur les cibles planes, semble coïncider avec la position des pics (à l'erreur près). Cela sous-entend que l'instabilité croît principalement par ses bulles. Et qu'il y a une croissance anormale (atrophie) des pics.

Nous ne pouvons expliquer que partiellement ces résultats. Pour la position de l'interface par rapport à celle des pics, les données expérimentales nous donnent trop peu d'informations pour pouvoir l'expliquer. Par contre nous pouvons penser à la position des pics comme à celle de l'interface, ce qui nous fournit une évolution dynamique de celle-ci (et donc de son accélération).

Pour une même densité, l'écart de position des pics, et donc d'interface, d'allure constante peut être associés à un même profil de vitesse et d'accélération qui induirait donc une même croissance de l'IRT. Cet écart pourrait dans la plupart des cas disparaître par simple redéfinition de l'origine spatiale. Cela peut notamment nous amener à questionner les différences entre cibles, notamment sur leur aspect extérieur (charge non utile : rondelle, porte cible...) que nous utilisons comme définition de la position initiale. Quelle que soit son explication, il n'en reste pas moins que pour une même densité de mousse les profils d'accélération d'interface pour les cibles mono-modes $120 \mu\text{m}$ et les bi-modes sont les mêmes. Cela ne semble pas étrange étant donné que tous les éléments pouvant influencer la dynamique de l'interface sont gardés constants pour une même densité de mousse. Nous avons en effet les mêmes paramètres laser et compositions de cibles.

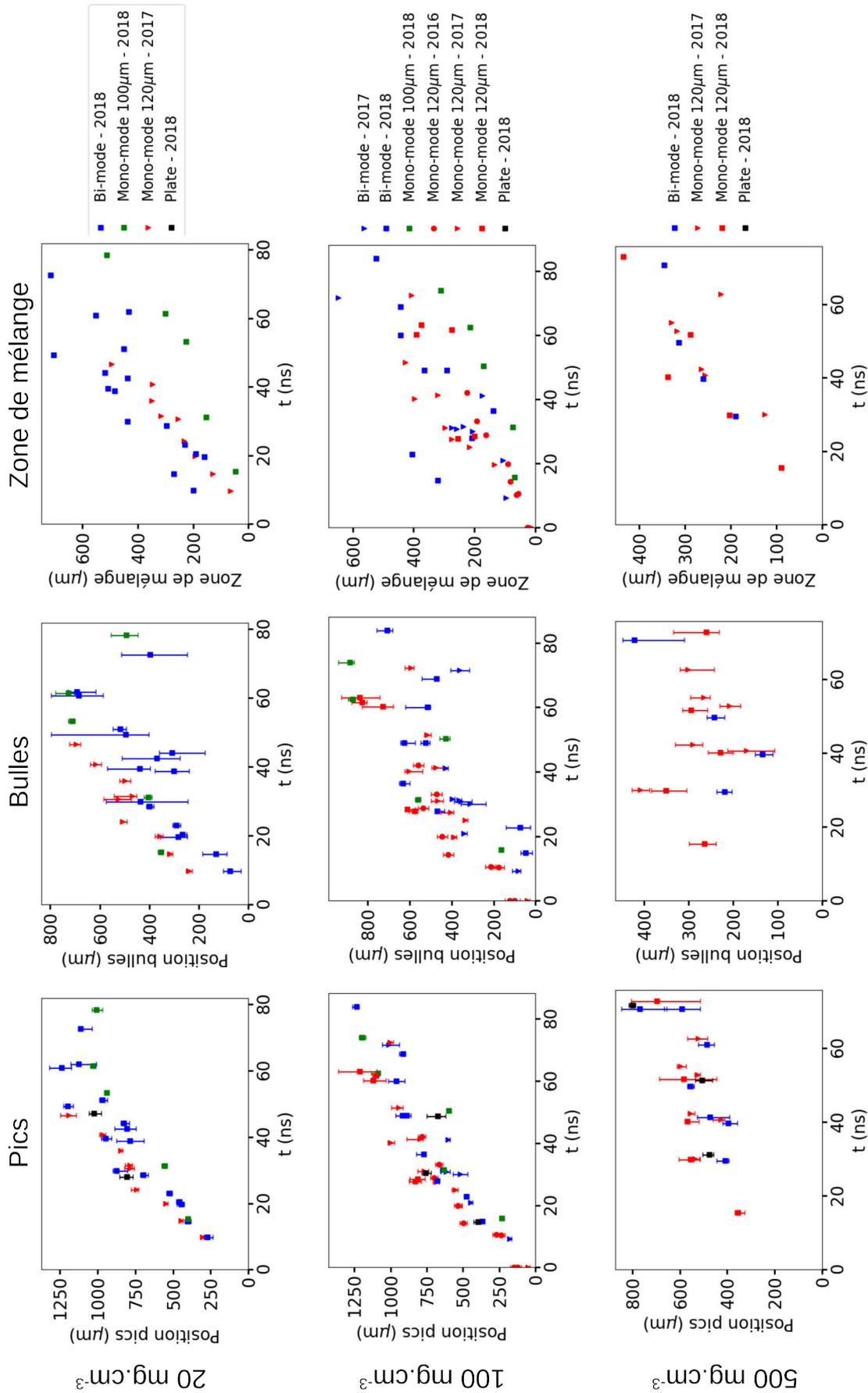


FIGURE 4.43 – Évolution de la position des pics et des bulles, et de la taille de la zone de mélange en fonction du temps et de la modulation initiale de l'interface pour une densité de mousse constante. Les trois densités de mousse principales, 20, 100 et 500 mg.cm⁻³, sont représentées. Ces données ne sont qu'une réorganisation des figures 4.38 et 4.40.

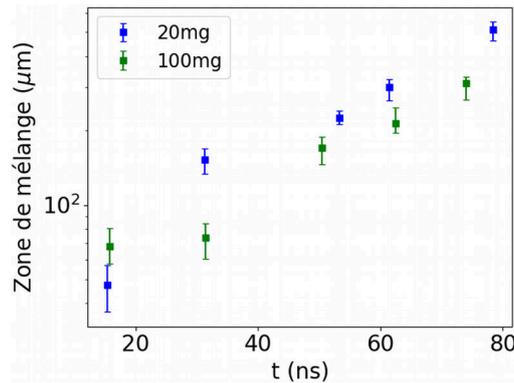


FIGURE 4.44 – Évolution de la taille de la zone de mélange pour des cibles de modulations de 100 μm en fonction du temps et de la densité de la mousse. Ces données ont été obtenues en 2018 lors d'une expérience sur LULI2000.

Des analyses effectuées nous pouvons conclure que sur les trois paramètres principaux influençant la croissance de l'instabilité deux semblent constants pour une même densité de mousse. Le seul paramètre d'influence devrait être le nombre d'onde, $k = 2\pi/\lambda$. Nous nous attendons donc à voir la zone de mélange du bi-mode croître plus rapidement que celle des mono-modes, dans la phase linéaire, en raison du mode de petite longueur d'onde (70 μm). Ceci n'est globalement pas le cas sur l'ensemble des données d'observation, mis à part sur l'une des deux courbes à 20 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ que nous associons plutôt à des différences de fabrication de cibles. La théorie linéaire de croissance de l'IRT ne peut donc pas expliquer ce manque de différence. Il est probable que cela soit dû soit à des effets non-linéaires, soit à des aspects physiques non pris en compte (proximité du choc dont nous parlerons par la suite). Par exemple, il a été montré que des effets faiblement non-linéaires peuvent entraîner une chute du taux de croissance d'un bi-mode [Cas+09], selon la phase entre modes. La croissance des pics est anormalement faible va dans le sens de cette physique manquante.

En ce qui concerne la croissance de la zone de mélange des modulations 100 μm , nous ne pouvons pas l'expliquer au regard de celle des 120 μm . En effet ces modulations ayant une plus faible longueur d'onde devraient avoir un taux de croissance supérieur même si la différence attendue est faible. Contrairement à cela, la croissance de l'instabilité semble plus faible. De plus la concavité de la courbe de croissance de la zone de mélange, que nous retrouvons que sur les courbes 100 μm et pour la mousse 200 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$, peut paraître étrange. En effet nous aurions tendance à l'associer à une croissance exponentielle (voir figure 4.44 pour une représentation suivant des axes lin-log) qui correspondrait à la phase linéaire de l'instabilité. Cependant cette phase devrait s'être terminée avant 20 ns d'expérience, car la zone de mélange y dépasse 20 % de la longueur d'onde de modulation.

Au regard des défauts de croissance des faibles longueurs d'onde 70 et 100 μm , nous pourrions penser à l'effet de phénomènes physiques entraînant la création de longueur d'onde critique, tels que la viscosité ou la tension de surface.

4.2.3.2 Comparaison aux simulations

L'analyse précédente fait le tour de l'ensemble des données expérimentales. Elle propose quelques interprétations et hypothèses pour les expliquer mais est limitée par la quantité d'informations disponibles par nos observations. Ces informations ne proviennent que de la radiographie X et sont donc réduites par nature. Il devient alors nécessaire de comparer nos résultats expérimentaux aux simulations, ou plutôt d'amener les simulations à rendre compte à nos résultats, pour pouvoir en tirer plus d'informations physiques, qui nous permettrons alors d'étayer nos théories.

Simulations et morphologie comparée Dans un premier temps nous nous proposons de comparer directement nos résultats de simulations et les radiographies expérimentales. Afin de pouvoir réaliser une telle comparaison nous privilégierons, dans cette partie, l'utilisation de radiographies synthétiques obtenues à partir des simulations (voir section 3.4.2.3). Elles peuvent être visuellement comparées aux données dont elles reproduisent la physique (dépendance en densité et en nature des matériaux). Une telle comparaison n'aurait pas été évidente à partir des seules cartes de densité ou du contour du pousseur. Nous pourrions ajouter aux radiographies synthétiques un

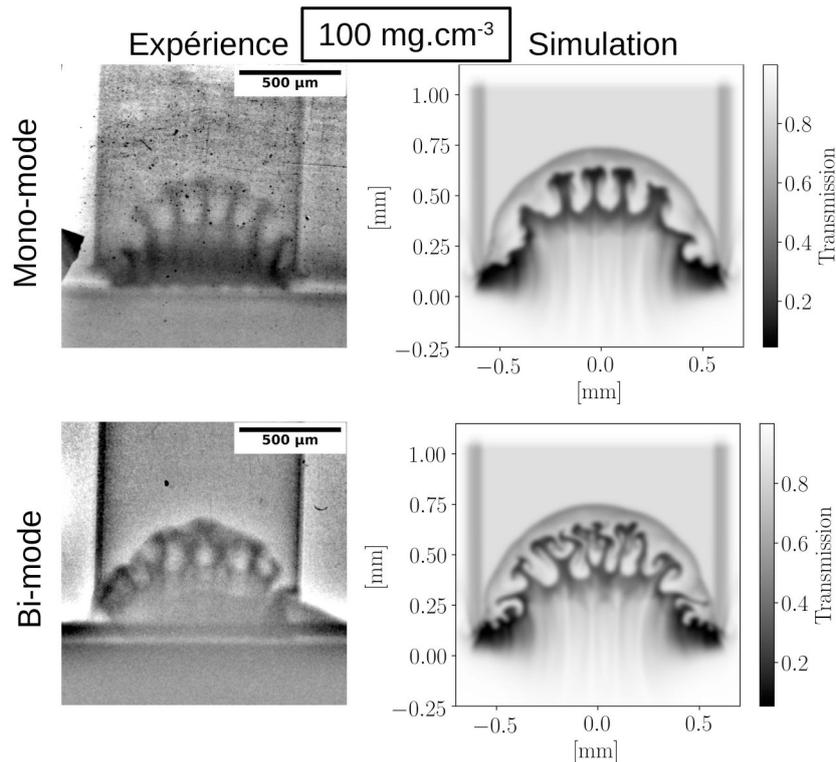


FIGURE 4.45 – Comparaison de radiographies synthétiques et expérimentales obtenues 30 ns après tir laser dans le cas d'une mousse 100 mg.cm^{-3} . Les cas mono-mode $120 \mu\text{m}$ et bi-mode sont présentés sur cette figure.

floutage gaussien qui leur donne un aspect encore plus proche des radiographies expérimentales mais entraîne une perte d'information (baisse de résolution) qui n'est pas souhaitable pour nos études.

Dans la figure 4.45, nous comparons directement expériences et simulations pour une mousse de 100 mg.cm^{-3} , 30 ns après tir laser. Les deux principales modulations, mono-mode $120 \mu\text{m}$ et bi-mode, y sont représentées. Il nous faut préciser que dans ces cas la simulation n'emploie pas l'intensité nominale du laser de l'expérience, mais une intensité rabattue d'un facteur 50 %, comme discuté dans la partie 3.4.2.2. Nous reviendrons sur ce point dans la partie suivante (4.2.3.2), où nous expliciterons la calibration en énergie que nous avons effectuée. Cette image, nous permet de nous faire une idée concrète des éléments de comparaison entre expériences et simulations.

Du point de vue des éléments visibles dans les deux cas, les données expérimentales et de simulations sont quasiment comparables. Ainsi nous retrouvons la présence des parois du tube, la mousse, et le pousseur qui se détend dans cette dernière. Le pousseur est incurvé et apparaît plus sombre que la mousse. De plus l'IRT est développée et présente une morphologie et une taille comparables à celle de la simulation. Ainsi pour le cas mono-mode, les doigts d'instabilité sont droits. L'extrémité des pics est élargie sous l'effet de l'IKH. Cet élargissement est suffisamment important pour donner une impression de quasi-contact entre les pics. Les bulles quant à elles ne présentent aucune déformation. Nous pourrions aussi ajouter que les bulles sont plus larges que les pics. Seules, au niveau de l'IRT, la netteté et la résolution de l'extrémité des pics sont différentes. Les images sont en effet plus nettes dans le cas de la simulation, où nous pouvons voir des filaments de matière partir des bords des champignons sous l'effet de l'IKH. Dans le cas de l'expérience, nous ne pouvons pas voir ce genre de détails, en partie dû à la résolution de nos radiographies. Mais cela peut être aussi lié à une diffusion du pousseur dans la mousse plus importante que simulée, ou à des effets 3D dont nos simulations ne peuvent pas rendre compte.

Pour le cas bi-mode, la comparaison est aussi possible bien que plus difficile. Le développement de l'IRT semble être le même dans les deux cas : taille de zone de mélange comparable, interaction entre modes apparente, présence d'effets non-linéaires et d'instabilité secondaire (IKH). De plus les extrémités des pics semblent être jointes dans ces deux cas. Par contre la morphologie propre des doigts d'instabilité semble quelque peu différente. En particulier la forme de "X" prise par les doigts en expérience ne se retrouve pas réellement en simulation. Les pics d'instabilité semblent se séparer dès le début et ne se rejoignent qu'au niveau de leur extrémité, et non en leur milieu comme en expérience. Par comparaison au cas expérimental, nous retrouvons, en simulation, plutôt une forme de

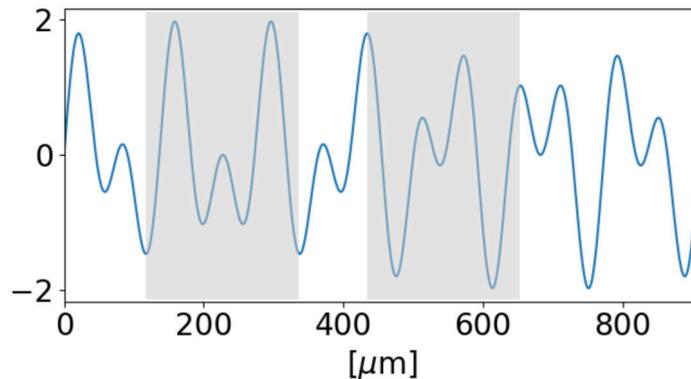


FIGURE 4.46 – Illustration d'une modulation bi-mode combinant une longueur d'onde de $70 \mu\text{m}$ et de $130 \mu\text{m}$ présenté sur une période entière (figure périodique). Selon où se trouve la zone centrale du laser relativement au déphasage des deux modes la morphologie de la modulation initiale et donc de l'IRT diffère. Les zones grises illustrent ce point.

"V" ou de "Y". Ce point n'est en soit pas problématique puisque nous avons déjà observé des morphologies similaires en expérience pour le cas bi-mode $20 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ (voir figure 4.32). Nous avons alors attribué ces différences de morphologie à la modulation initiale de la cible. Les différences constatées ici proviennent donc sûrement d'une différence sur la phase relative entre les deux modes de la modulation, i.e. nous ne prenons pas la modulation au même endroit dans l'expérience et dans la simulation (la figure 4.46 illustre ce point). Le seul moyen de remédier à ce point serait de caractériser exactement la modulation de la cible (et sa phase) et de repérer exactement la position de la tâche focale laser relative à celle-ci. Ceci n'a malheureusement pas pu être réalisé notamment à cause de l'absence de caractérisation de la modulation initiale. Nous noterons que la découpe du pousseur étant fait après impression de la modulation, c'est l'endroit de cette découpe qui influence cette phase. Elle aura donc tendance à varier de cible à cible. Des améliorations des procédés de fabrications des cibles ont depuis été réalisées et la modulation du pousseur peut maintenant être prise dans la même partie du masque modulée (phase constante). Les futures expériences pourront donc s'affranchir de ce défaut.

Un second point de divergence entre simulations et expériences dans le cas bi-mode est l'absence de contact entre les pics dans le cas de la simulation. Nous remarquons que bien que les pics se rapprochent fortement ils ne semblent pas entrer en contact. Pire ils ont tendance à s'entre déformer et ainsi à conserver un canal de mousse entre eux. Cela ne semble pas être le cas en expérience où les pics semblent fusionner. Nous pourrions attribuer cette dissemblance à la différence de résolution. Mais il nous semble que des effets d'une nature plus physique sont en jeu. Pour qu'une jonction entre doigts d'instabilité puisse se former dans nos simulations, il faut que le flux de matière séparant les deux doigts (mousse) soit coupé. La fusion des doigts va donc à l'encontre de ce flux. De plus une fois le pont formé, un îlot de mousse se retrouvera enfermé au sein du pousseur. De fait, il sera séparé du reste de la mousse au sein de laquelle il devrait remonter (comme une bulle). La présence d'une troisième dimension spatiale en expérience rend ce raisonnement caduc. En effet, le flux de mousse n'y sera pas entièrement coupé par la fusion des pics. D'autres points seraient très certainement à considérer dans ce raisonnement. Nous pourrions notamment penser à la possible apparition d'effet Venturi² dû au rétrécissement de l'écart entre les pics, qui résulteraient en une dépression et favoriserait leur fusion. Nous n'observons pas d'indication d'un tel effet en simulation. Il n'est d'ailleurs pas évident que ce phénomène puisse exister dans notre cas d'étude (les deux milieux étant déformables et sûrement non réellement distinguables). Enfin si des phénomènes de cohésion interne à chaque constituant de cible (mousse, pousseur) existent, ils peuvent induire une forme de tension de surface effective qui favoriserait la fermeture des bulles (instabilité de Rayleigh-Plateau). De tels phénomènes n'existent pas dans nos simulations FLASH.

Les deux différences les plus importantes, pouvant être remarquées sur la figure 4.45, sont l'absence de porte cible et la présence d'un choc marqué en simulation. Le premier point n'a pas d'impact sur la physique étudiée. Il entraîne certes une différence visuelle, mais ne correspond pas à des endroits en mouvement ni ne constitue

2. Effet d'accélération de fluides qui conduit à l'apparition de dépressions dues au rétrécissement du canal contraignant un flux. L'effet Venturi provient de la conservation du flux de masse et se formule classiquement dans le cas d'un écoulement incompressible. Il existe aussi, bien qu'étant moins important, pour des fluides compressibles, où la conservation du flux de masse ne passe pas uniquement par l'ajustement de la vitesse fluide mais aussi par celle de sa densité.

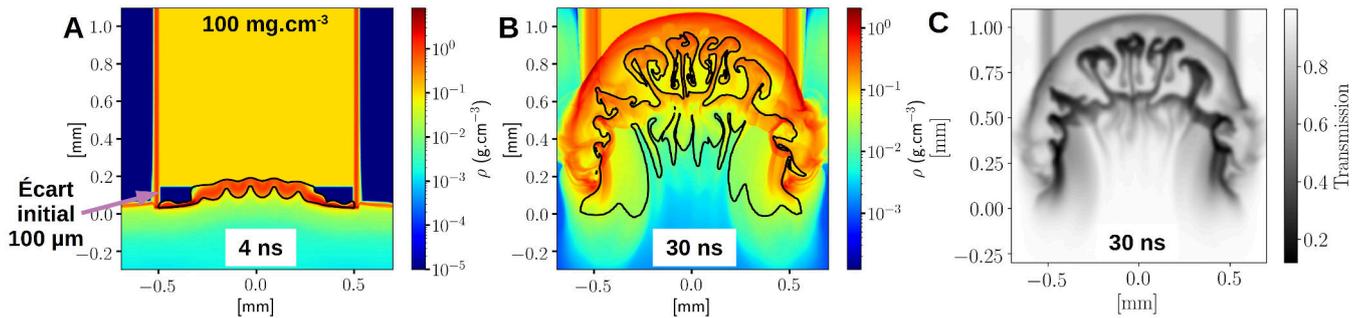


FIGURE 4.47 – Résultats de simulation, dans les conditions LULI2000 ($1,5 \text{ ns}$, $5 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$), pour une cible mono-mode avec mousse de 100 mg.cm^{-3} , et un écart initial entre pousueur et mousse de $100 \mu\text{m}$. Sur cette image des cartes de densité (A, B), en fausse couleur, sont représentées après 4 et 30 ns de simulation. Le pousueur est entouré en noir. Une radiographie synthétique (C) associée à la simulation à 30 ns montre l'existence de l'onde de choc dans la mousse.

une contrainte sur l'évolution de nos fluides. La présence du choc semble, quant à elle, plus problématique. En effet, celle-ci est directement liée au phénomène d'étude. Dès lors nous pouvons penser que la situation telle que restituée par FLASH est incorrecte. De ce fait, il est primordial de comprendre cette disparité afin d'ajuster notre jugement et compréhension de nos résultats.

Nous avons déjà relevé cette absence lors de la description de nos résultats expérimentaux. Nous avons alors évoqué les possibilités : d'un défaut de cible de type écart entre pousueur et mousse, la nature même de la mousse comme matériau non-continu et présentant une physique de propagation des chocs différente, des effets 3D, ou un écart trop faible entre choc et interface. Nous pouvons, à présent, à l'aide de simulations explorer ces différentes possibilités afin d'en évaluer la probabilité.

Le premier point évoqué est un possible écart entre mousse et pousueur (sorte de jeu de montage). Cet écart a pu être constaté sur certaine de nos cibles, notamment par transparence du tube. Lorsqu'il était évident, nous n'utilisons pas la cible et en privilégions une autre. Il n'est cependant pas improbable qu'un écart plus faible persiste entre pousueur et mousse. Nous avons donc réalisé des simulations où nous imposons un écart initial de $100 \mu\text{m}$ entre pousueur et mousse. La figure 4.47 montre quelques résultats d'une telle simulation réalisée avec une mousse de 100 mg.cm^{-3} . Sur cette figure nous pouvons observer les cartes de densité en échelle logarithmique ainsi que la position du pousueur à deux instants : 4 ns après tir laser lorsque le pousueur atteint la mousse (A), 30 ns après tir laser en guise de comparaison avec les cas présentés précédemment (B). Une radiographie synthétique de ce dernier cas est aussi présentée (C). Nous devons signaler que le trou, entre pousueur et mousse, est rempli d'un gaz d'hélium de faible densité $1 \times 10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$. Son utilisation est malheureusement obligatoire dans FLASH, où il représente le vide. Nous pouvons remarquer dans la simulation à temps court (A), que ce trou joue bien son rôle. En effet, il n'y a pas de choc dans la mousse peu après ($< 0,3 \text{ ns}$) son impact avec le pousueur. Autrement, il n'y a pas eu de choc transmis dans notre "vide". Par contre une onde de choc est très clairement visible 30 ns après tirs laser (B) et il apparaît sur la radiographie synthétique (C). Autrement dit un choc est créé, sûrement lors de l'impact, se détache du pousueur et se propage dans la mousse. Nous avons déjà précédemment évoqué cette possibilité et avons ici une confirmation. Nous en concluons qu'un vide entre pousueur et mousse ne peut pas expliquer l'absence de choc.

Le second point, à savoir la nature même de la mousse et son influence sur la propagation du choc, n'est malheureusement pas traitable par nos simulations. En effet, FLASH considère toute matière comme un fluide ou plutôt comme un plasma. Il ne prend pas en compte la nature alvéolaire de la mousse (comme tous les codes hydrodynamiques), qu'il considère comme un milieu continu, et n'adaptera donc pas la propagation du choc en conséquence. Il serait donc nécessaire d'utiliser les tables d'équation d'état pour les mousses tenant compte de l'aspect alvéolaire [LJ75 ; Phi01]. Cependant nous ne disposons pas de telles tables et utilisons celles de plastiques standards comportant des données pour la densité nominale de nos mousses (ionmix). Au vu des connaissances sur la réponse des mousses face aux ondes de compressions et aux ondes de choc [Phi01 ; Kan05 ; Bar+16], il est probable que notre vitesse de choc, et donc son écart avec le pousueur, est surestimée. Nous pouvons comprendre cela comme une perte d'énergie du choc servant à boucher les pores de la mousse.

Le troisième point, c'est à dire l'effet 3D, peut être traité quoique difficilement par simulation. En effet celui-ci nécessite d'avoir recourt à des simulations très gourmandes en ressource numérique. La figure 4.48 montre

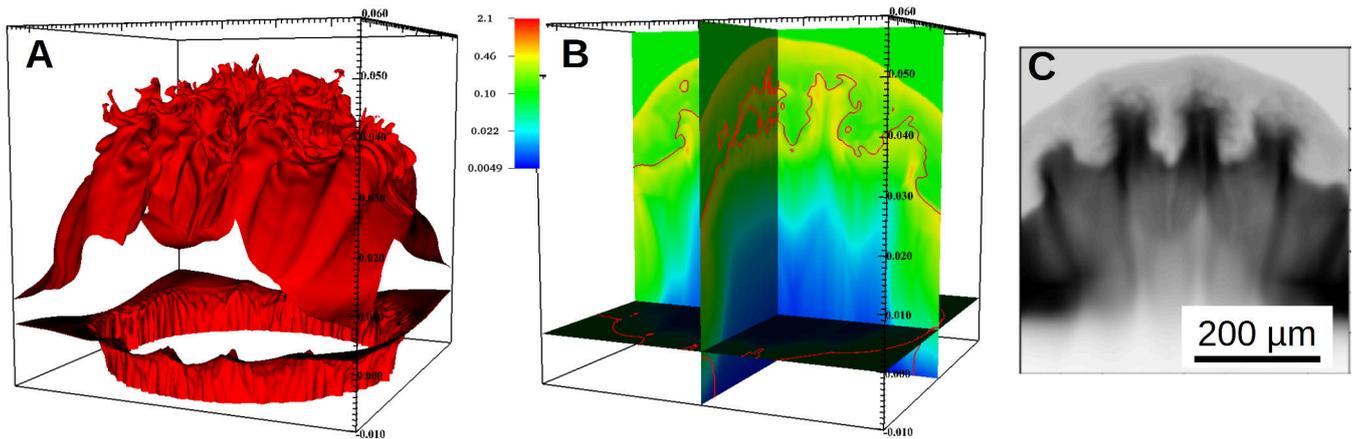


FIGURE 4.48 – Résultats de simulation 3D d'une cible mono-mode avec mousse 100 mg.cm^{-3} obtenues 9,4 ns après tir laser. A : Morphologie 3D du pousseur. B : Coupes de cartes de densité en fausses couleurs, le pousseur y est entouré en rouge. C : Radiographie synthétique de cette simulation.

les résultats d'une telle simulation (mousse 100 mg.cm^{-3}) au temps le plus avancé que nous avons pu atteindre, 9,4 ns (en réalité elle continue jusqu'à 11 ns mais le choc n'est alors plus dans le domaine de simulation). Cette figure se compose d'une représentation 3D du contour du pousseur (A), une coupe de carte de densité (B) et d'une radiographie synthétique réalisée selon l'axe d'observation utilisé sur le LULI2000 (C). Sur les figures A et B, nous pouvons observer : le pousseur modulé s'étendant dans la mousse, sa courbure (même si la taille réduite du domaine de simulation nuit à son observation), le développement de l'IRT, et la présence d'un choc. Sur la radiographie synthétique associée (C), nous remarquons que le choc est visible mais n'est que faiblement marqué. Cela est dû à sa courbure dans la direction d'observation. Comme le choc prend la forme d'un dôme de faible épaisseur sa projection donne un demi-disque quasi-uniforme et non un cercle très marqué comme sur les radiographies synthétiques de simulations 2D. Ces dernières surestiment fortement l'épaisseur du choc dans la direction d'intégration de la radiographie. Ce phénomène explique en grande partie l'absence d'observation du choc en expérience et sa présence trop marquée sur nos diagnostics synthétiques. Néanmoins, en expérience, nous pourrions espérer voir la différence d'absorption entre la mousse et la zone choquée faute de voir un arc de cercle bien marqué. Sur ce point, nous remarquerons que la différence d'absorption est faible selon nos simulations et que nos radiographies expérimentales sont sujettes à du bruit. Il est donc possible que ce signal soit partiellement caché par ces phénomènes.

D'autre part nos radiographies synthétiques ne tiennent pas compte des rayons X durs ($>30 \text{ keV}$, limite de la base de données de Berkeley - CXRO) produits par bremsstrahlung. Cela peut ici devenir source de divergence entre simulation et expériences. En effet ces rayons n'interagissent que peu avec la matière mais marquent tout de même l'IP. Ils ajouteront donc une composante quasi-uniforme au signal. La présence de ce fond réduit le rapport variation de signal sur sa valeur moyenne et rend donc toutes faibles variations de signal difficilement mesurables.

Enfin le dernier point soulevé, à savoir la distance entre pics et ondes de choc, peut être mesuré en simulation. Dans le cas présenté sur la figure 4.45, cette distance est de $94 \pm 5 \mu\text{m}$ (et de $55 \pm 5 \mu\text{m}$ entre pic et début de la zone sombre post-choc). Elle est donc certes supérieure à notre résolution, mais ne l'est que faiblement. Dès lors il est possible que nous ne distinguions pas le choc du fait de sa proximité à l'interface et des autres phénomènes précédemment évoqués.

En conclusion, bien que nous n'observions pas le choc en expérience, il est clair qu'il est bien présent. Son absence sur le plan expérimental provient de plusieurs facteurs : l'aspect 3D du choc réduit le contraste entre choc et mousse au repos, les rayons X de hautes énergies noient son observation dans un signal de fond, la nature de la mousse réduit sa vitesse et donc l'écart avec le pousseur. Tout cela associé à notre résolution peut expliquer son absence sur nos radiographies.

En résumé, les simulations reproduisent correctement les expériences et peuvent donc servir de base d'étude.

Fort de ce constat, nous pouvons procéder à des comparaisons similaires pour nos autres conditions d'expérience, ainsi que pour d'autres temps. Nous nous contenterons de présenter ici, sur la figure 4.49, une comparaison des deux autres densités, 20 et 500 mg.cm^{-3} , dans la configuration mono-mode principale, $120 \mu\text{m}$. Cet exemple, à lui seul, suffit à la comparaison globale des résultats. En effet, les différences entre expérience et simulation des

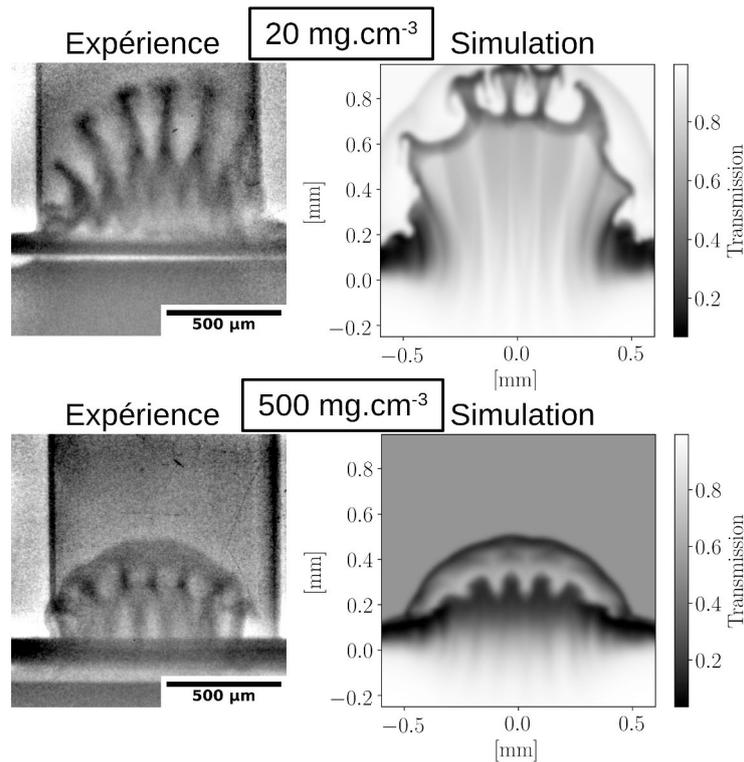


FIGURE 4.49 – Comparaison de résultats d'expérience (2017) et de simulations ($I_0 = 1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$) obtenus 30 ns après tir laser pour des mousses 20 et 500 mg.cm^{-3} . Le tube n'est pas inclus dans ces simulations.

cas bi-modes associés sont redondantes avec celles des mono-modes ou celles déjà relevées dans le cas du bi-mode à 100 mg.cm^{-3} . Les différences de morphologie de modulation (forme de X ou Y) sont donc associées à une différence de phase entre modes.

Tout comme dans le cas 100 mg.cm^{-3} présenté précédemment (figure 4.45), les radiographies synthétiques ont été obtenues à partir de simulations ayant subi un abattement d'intensité laser de 50 % (soit une intensité nominale de $1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$). Les seules différences avec la simulation 100 mg.cm^{-3} sont : la densité de la mousse, et la taille du domaine de simulation. Dans les cas présentés sur cette figure, le domaine de simulation a une taille réduite afin de limiter les ressources nécessaires aux simulations. Cela implique l'absence du tube qui contraint, a priori, l'expansion latérale du pousleur. Cette absence peut donc avoir un impact sur les bords du pousleur et sa courbure.

Procédons maintenant à la comparaison directe entre simulations et expériences pour ces deux densités extrêmes. La première remarque que nous pourrions faire est que contrairement au cas 100 mg.cm^{-3} les simulations ne semblent pas être en adéquation avec les expériences. Dans le cas d'une mousse de 20 mg.cm^{-3} , l'extrémité des pics semble plus légèrement avancée en simulation dénotant une vitesse initiale plus importante ou une décélération plus faible. La taille de la zone de mélange quant à elle semble plus faible, ce qui pourrait aller dans le sens d'un défaut de décélération.

Dans le cas d'une mousse 500 mg.cm^{-3} nous aurions tendance à faire le constat inverse. L'extrémité des pics est moins avancée en simulation témoignant d'une vitesse initiale trop faible, ou d'une trop forte décélération. Nous noterons notamment que la position du choc dans la simulation semble concorder avec celle des pics en expérience. Du point de vue développement de la zone de mélange, celle de la simulation semble sous-développée, tout comme dans le cas 20 mg.cm^{-3} . Cela va à l'encontre de l'hypothèse d'une trop grande décélération et indiquerait donc plutôt une vitesse initiale trop faible.

Un point intéressant sur cette simulation est la présence de structures post-choc, détachées du pousleur mais dans l'axe des pics d'instabilité. Ces surdensités pourraient correspondre à celles observées en expérience (zone continue à l'extrémité de pics). Si tel est le cas, nous pourrions réinterpréter l'image expérimentale comme étant strictement équivalente à celle de la simulation, à laquelle nous aurions ajouté un lien entre ces surdensités et l'extrémité des pics. La nature de ces liens serait sujet à discussion. Nous pourrions notamment penser à de la matière arrachée du pousleur allant jusqu'au choc comme cela a été signalé dans le papier [Kur+10], où une observation

similaire non expliquée par les simulations (FLASH et 2D HYADES [LL94]) avait été relevée. Les explications de ce phénomène avancées dans ce papier pouvant se rapporter à nos observations sont : un possible angle des cibles donnant un aspect allongé par effet de parallaxe, une oscillation acoustique du choc organisant le milieu aval, du transfert turbulent de matériaux dû à une seconde onde de choc, et l'effet du champ magnétique.

Le premier point nécessite un angle entre la cible et l'axe de radiographie. En se basant sur les valeurs de simulation, l'écart devrait être de $\sim 50 \mu\text{m}$ pour une profondeur de $\sim 500 \mu\text{m}$ (diamètre du choc au niveau des zones sombres). Dans ce cas un angle de 6° suffirait à donner une impression de continuité. Cet angle peut exister en expérience, néanmoins il nous est possible de l'estimer par l'observations de l'extrémité du tube si nous le supposons collé droit. Dans le cas présenté sur la figure 4.49, un angle de 4° peut être mesuré. Cet angle bien que insuffisant peut, une fois couplé à la résolution de notre diagnostic, mener à l'observation obtenue. Cependant cela suppose que le tube est collé droit ce qui n'est en réalité pas le cas. Il est donc judicieux de considérer d'autres radiographies expérimentales (à d'autres temps) qui ne présenteront pas le même angle. Dans la suite nous procéderons à ces comparaisons mais signalerons pour l'instant qu'une seconde radiographie expérimentale, à 30 ns réalisée en 2018, présente les mêmes caractéristiques sans pourtant être sujette au même angle.

L'oscillation acoustique structurant le milieu aval du choc proviendrait de la modulation imprimée sur le choc à son passage de l'interface. Celle-ci existe dans FLASH et est partiellement responsable des zones de surdensité post-choc. Rien ne laisse penser qu'elle est sous-estimée et que ces structures devraient être plus grandes.

Le transport turbulent de matériaux consiste à considérer qu'une partie de la matière du pousseur, notamment ses dopants (brome), est arrachée du fait du mouvement turbulent de la mousse post-choc (induit notamment par le dépôt de vorticités du choc modulé). L'utilisation d'une simulation 2D ne nous permettrait pas de rendre compte de ce mouvement de nature 3D. Il serait donc possible que ce phénomène joue un rôle. Cependant cela soulèverait la question de l'absence du dit phénomène pour des mousses de plus faible densité. À ce titre plusieurs justifications peuvent être apportées. Une mousse moins dense présente une inertie moins importante, elle devrait donc être moins à même d'arracher de la matière. Une seconde justification est liée à l'écart entre pousseur et choc. Cet écart est nettement plus important dans le cas d'une mousse de densité élevée, comme cela peut être observé sur nos simulations. Il en découle que l'espace où le mouvement turbulent peut se développer est plus important pour la mousse 500 mg.cm^{-3} . À contrario, l'écart réduit, présent pour les autres densités de mousse, nuit au développement de la turbulence (espace insuffisant) et empêcherait le phénomène d'arrachage turbulent d'avoir lieu. Si nous nous plaçons, maintenant, dans la logique développée dans [Kur+10] les phénomènes d'arrachage turbulent sont théoriquement faibles dans des cas classiques. La seule possibilité d'avoir un effet concret serait d'existence d'un phénomène complexe incluant notamment la présence d'une seconde onde de choc. Dans notre expérience, une telle onde de choc n'existe pas a priori, les multiples ondes se rattrapant dans le pousseur. Cependant la structuration du pousseur en expansion que nous avons déjà étudiée dans la partie expérience avec gaz (surdensité interne) témoigne, selon nous, de la présence d'une onde de compression en son sein. Il est donc évident que nous ne pouvons pas nous affranchir de la possibilité évoquée dans [Kur+10]. Par contre l'absence du phénomène pour les autres densités ne serait alors pas expliquée.

Enfin le champ magnétique auto-généré par l'IRT, par effet Biermann battery [SB50], pourrait écraser l'extrémité des pics autour duquel il s'entoure et forcer, par cette augmentation de pression, une éjection de matériaux en amont des pics. Cette hypothèse est de prime abord assez attrayante et est d'ailleurs mise en avant dans [Kur+10] notamment par une estimation qui semble correspondre. Toutefois le code FLASH, dans la version que nous utilisons, ne permet pas de rendre compte d'un tel champ. Cependant deux points nous mènent à douter de cette possibilité. Le premier est que contrairement à [Kur+10] où les modulations sont de nature 3D, les nôtres sont purement 2D. Dès lors il semble invraisemblable que le champ entoure et écrase les pics qui sont ici profonds. Le second est que nous n'observons pas ce phénomène pour les autres densités de mousse. Or le champ créé est proportionnel au gradient de densité électronique plus important pour les mousses peu denses. De plus la résistivité devrait être plus importante pour une mousse plus dense. Cela nous mène à penser que l'effet du champ devrait être minimum pour le cas 500 mg.cm^{-3} et non maximum. Le seul contre-argument possiblement acceptable est que le champ est suffisant pour allonger les pics pour toutes les mousses, mais que le choc limite cette croissance. Or seul le choc des mousses 500 mg.cm^{-3} est suffisamment éloigné pour permettre un allongement réellement observable.

La plupart des points soulevés précédemment ne peuvent être vérifiés ni par analyse de nos résultats ni par les simulations FLASH que nous avons effectuées. Cela n'est plus entièrement vrai pour des versions plus récentes v2.6.2 et de nouvelles simulations (que nous n'avons pas eu le temps d'effectuer) pourraient répondre sur ce point. Nous les garderons donc à l'état d'hypothèse et explorerons d'autres possibilités notamment de calibration en énergie du code.

L'origine de ces différences (figure 4.45) n'est en soit pas évidente car celles-ci ne semblent pas cohérentes

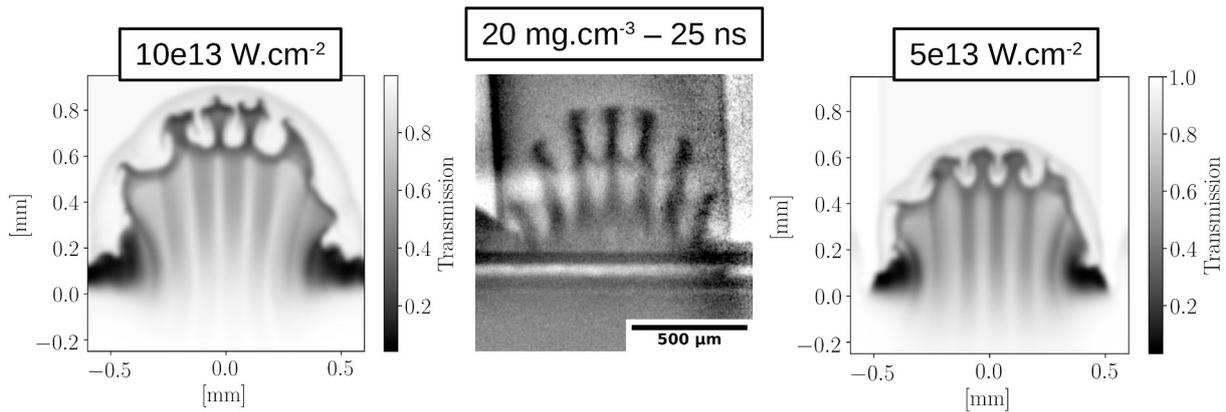


FIGURE 4.50 – Comparaison entre radiographies synthétiques et expérimentales (2017) d'une cible mono-mode avec mousse de 20 mg.cm^{-3} , 25 ns après tir laser. Les simulations diffèrent sur l'intensité laser employée, $0,5 \times 10^{14}$ et $10^{14} \text{ W.cm}^{-3}$.

entre elles, en particulier d'un point de vue vitesse initiale et décélération. Si nous attribuons ces problèmes à l'intensité laser utilisée dans nos simulations alors il serait nécessaire d'utiliser une intensité plus faible dans le cas 20 mg.cm^{-3} et une plus forte dans le cas 500 mg.cm^{-3} . Cela ne semble pas logique, car le bloc accéléré par le laser ne change pas selon la densité de la mousse. Autrement dit l'impulsion fournie par le choc à l'interface est la même quelle que soit la mousse. En soit, nous n'utilisons une intensité réduite que pour rendre compte de l'absence du bouclier d'or et de la sur-absorption du laser dans FLASH. Rien de cela est influencé par la mousse. Le plus vraisemblable est que les conditions propres à la mousse, définies par son équation d'état (table ionmix), ne sont pas correctes. Dès lors il n'est pas possible de rendre compte de l'évolution des expériences sans utiliser des équations tabulées mieux adaptées, tenant compte partiellement de l'état poreux de la mousse (par exemple avec des tables en partie basées sur des mesures expérimentales comme les tables SESAME [LJ75]), ou sans adapter l'énergie laser à chaque cas. Cette dernière solution n'en est pas vraiment une. En effet, elle nuit au côté prédictif des simulations et amène à douter de l'évolution simulée dans sa globalité (Jusqu'à où pouvons-nous avoir confiance en nos simulations ? Ne seront-elles pas optimisées pour un seul temps ?).

Afin de tenter de comprendre ces différences, nous avons procédé à la comparaison de ces simulations avec d'autres temps d'expérience et nous avons recouru à des simulations présentant d'autres intensités lasers, bien que cela ne constitue pas une solution aux problèmes.

Commençons par le cas des mousses 20 mg.cm^{-3} . Nous avons signalé, lors de la description des résultats expérimentaux, que les radiographies de ces mousses présentent deux caractéristiques atypiques : un manque de contraste au niveau des bulles ou un élargissement des doigts d'instabilité dû à une ré-accélération (selon l'interprétation), et une déchirure des cibles aux temps longs. Le cas présenté précédemment (figure 4.49) peut typiquement être considéré comme une déchirure de cible. Il est donc intéressant de s'intéresser à un instant plus tôt, avant que celle-ci survienne. Un tel cas est illustré sur la figure 4.50, où sont exposées une radiographie expérimentale obtenue 25 ns après tir laser, en 2017, et deux radiographies synthétiques prises au même temps. Les intensités laser employées sur ces simulations sont de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, comme le cas précédent, et de $0,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (simulation incluant un tube). Une simple comparaison visuelle de ces trois images nous permet de confirmer que l'utilisation d'une intensité laser de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ est la plus adaptée pour restituer les résultats expérimentaux. Non seulement, l'intensité réduite, de $5 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$, ne permet pas de restituer la position des pics mais elle ne reproduit pas non plus la zone de mélange. À l'opposé, l'intensité de $10 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$, déjà présentée sur la figure 4.49, permet de retrouver à peu près la position des pics (ils sont légèrement plus avancés sur la simulation). Mais elle restitue aussi une zone de mélange de taille comparable, quoi que légèrement inférieure, à l'expérience. Par conséquent la position des bulles y est en avance sur l'expérience. L'importante différence de taille de zone de mélange, observée précédemment, ne peut être attribuée qu'à la déchirure de la cible non observée en simulation. Cela est notamment dû au traitement de la matière par FLASH (milieu continu et plasma) qui ne présente pas les forces de cohésion.

Au passage, nous noterons aussi une différence de morphologie d'extrémité des bulles et de têtes des pics. Tous deux apparaissent plus larges dans les simulations FLASH que dans les résultats d'expérience. Cela est sûrement en partie dû à la résolution de nos simulations, à la diffusion du code et à l'absence de force de cohésion (tension de surface). Une telle différence de morphologie influence la croissance de l'IRT. En effet, l'IRT ayant atteint une phase

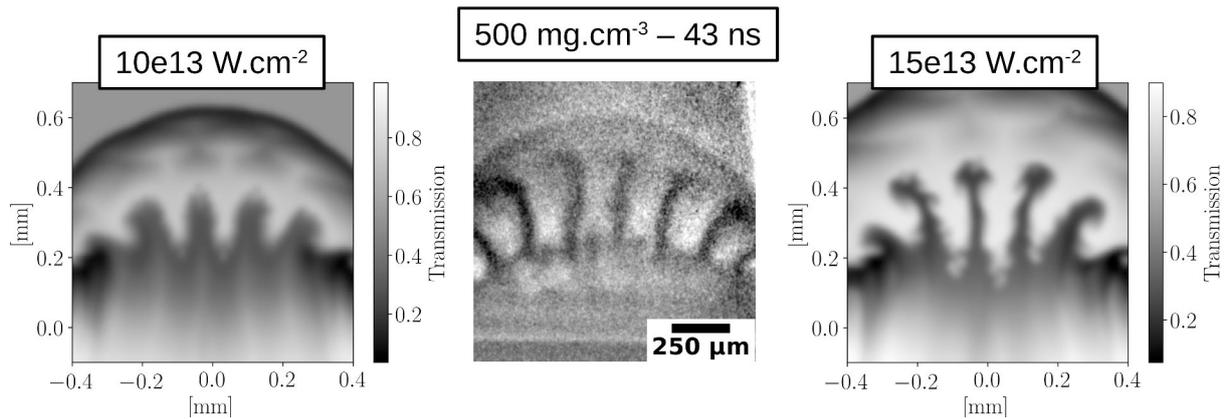


FIGURE 4.51 – Comparaison entre radiographies synthétiques et expérimentales (2017) d’une cible mono-mode avec mousse de 500 mg.cm^{-3} , 43 ns après tir laser. Les simulations diffèrent de par l’intensité laser employée, 10×10^{13} et $15 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-3}$.

non-linéaire sa croissance sera impactée par les instabilités secondaires responsables de ces déformations. Si nous pensons au modèle flottabilité-trainée de croissance de l’IRT, nous comprenons qu’en présence de larges extrémités la croissance de l’IRT est entravée. En effet, cela revient à augmenter la trainée de ces éléments et donc à les freiner. Dans l’équation (2.14), le facteur géométrique C_d serait augmenté donc la vitesse asymptotique diminuée. Au vu de ces remarques nous concluons que nous ne pourrions pas restituer plus fidèlement cette expérience à l’aide de nos simulations sans ajouter des éléments de physique au code. Nous conserverons donc les simulations à $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ comme base de comparaison pour nos mousses de 20 mg.cm^{-3} .

Poursuivons notre étude en considérant les résultats des mousses 500 mg.cm^{-3} . Expérimentalement, nous ne disposons que d’une seule image à un temps plus court que 30 ns. Celle-ci, réalisée à 15 ns, ne présente qu’une modulation de taille réduite ne permettant pas de réelle comparaison. Par ailleurs, les cibles 500 mg.cm^{-3} présentent une morphologie des plus intéressantes aux temps longs. Celle-ci est notamment dû à la stagnation voire au rebroussement de la position des bulles en fonction du temps. Nous allons donc considérer ces temps ainsi que des intensités lasers plus importantes, en conformité avec nos remarques précédentes. La figure 4.51 illustre ces deux points. Sur celle-ci sont représentées une radiographie expérimentale obtenue 43 ns (40 ns et 630 J d’énergie laser) après tir laser et deux radiographies synthétiques obtenues pour le même temps avec des intensités laser respectives de 10^{14} et $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$.

Notre première remarque portera sur la radiographie expérimentale. Comme annoncé précédemment sa morphologie diffère de celle observée pour des temps plus courts. Les doigts d’instabilité semblent dressés sur un bloc continu un peu comme des aiguilles plantées dans un coussin. Cela est dû à la remontée des bulles dans le pousseur, mais peut aussi être attribué directement aux cibles. En effet, cette morphologie n’a été observée que sur la moitié des cibles 500 mg.cm^{-3} utilisées en 2017 (second lot reçu) et sur l’ensemble de celle utilisées en 2018. Le premier lot de 2017 donne des résultats plus ressemblants au temps 30 ns (cf. figure 4.49) et ce même aux temps longs (60 et 70 ns), malheureusement les surintensités en gênent la bonne observation.

Un second point d’importance est que nous pouvons très nettement constater la présence d’un choc détaché des pics d’instabilité sur cette radiographie. Sa présence est moins marquée que sur les radiographies synthétiques et semble correspondre à celle prédite lors de la prise en compte des trois dimensions spatiales (cf. figure 4.48). Enfin les pics y sont fins, légèrement tordus, et leur extrémité semble élargie (flou).

Du point de vue de la comparaison aux simulations, nous constatons que la simulation utilisant $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ d’intensité laser reproduit mieux l’interface instable. Les doigts y sont fins et légèrement tordus. Leur extrémité est aussi élargie. De plus la position des pics et la taille de la zone de mélange sont à peu près restituées par cette simulation. Par contre deux éléments diffèrent : le choc est nettement plus avancé en simulation, et la courbure du pousseur semble moins importante. Le défaut de courbure peut avoir plusieurs origines. Il peut être dû à une mauvaise répartition de l’énergie laser, à l’absence du tube en simulation (moins d’effet de bord) ou à une mauvaise représentation des propriétés des matériaux augmentant le lissage thermique. Le problème de position du choc, nous montre très clairement que sa vitesse est surestimée en simulation. Cela rejoint donc nos arguments sur la non-visibilité du choc à plus basse densité potentiellement due à sa position trop proche de l’interface. Ce problème peut résider dans les équations d’état tabulées utilisées pour simuler la mousse.

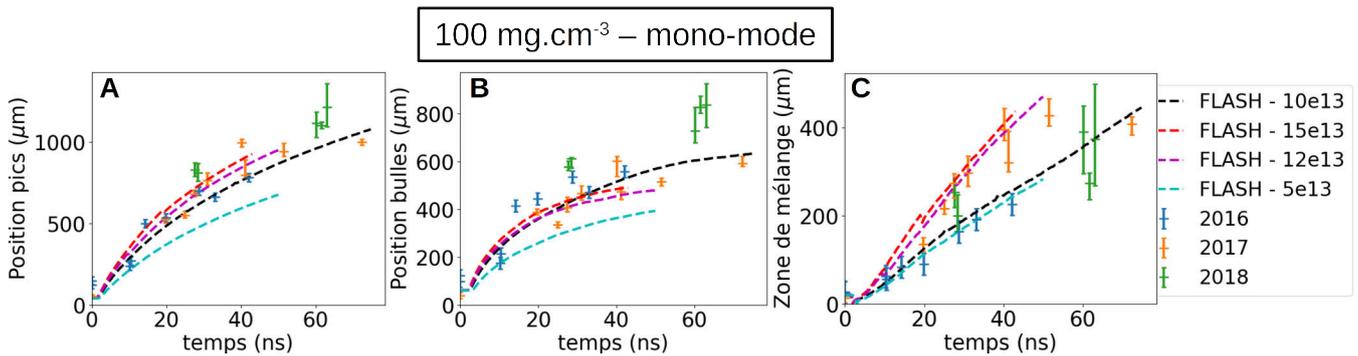


FIGURE 4.52 – Comparaison de l'évolution temporelle de la position des pics (A), des bulles (B) et de la taille de la zone de mélange (C) pour des cibles mono-modes avec mousse de 100 mg.cm⁻³. Les données expérimentales de trois années, 2016, 2017 et 2018, y sont comparées avec les résultats de différentes simulations FLASH présentant une intensité laser de $0,5 \times 10^{14}$, 1×10^{14} , $1,5 \times 10^{14}$ et 2×10^{14} W.cm⁻².

La simulation utilisant une intensité de 10×10^{13} W.cm⁻², quant à elle, restitue correctement la position du choc mais pas la morphologie de l'interface ni l'amplitude ou la position de l'IRT. Nous en déduisons donc qu'une intensité de 10^{14} W.cm⁻² est trop faible pour être utilisé pour cette mousse et qu'il faut privilégier une intensité 50 % plus élevée.

De l'ensemble de ces comparaisons, nous pouvons conclure que FLASH ne peut pas nous permettre de restituer de façon cohérente l'ensemble de nos résultats. Pour des nombres d'Atwood élevés ($>0,85$), une intensité de 10^{14} W.cm⁻² suffit à restituer le mouvement de l'interface et la croissance de l'IRT. Pour des nombres d'Atwood plus faibles ($<0,5$), il faut utiliser une intensité plus élevée ($1,5 \times 10^{14}$ W.cm⁻²) pour arriver aux mêmes résultats. Ce problème de simulation semble dû aux équations d'état utilisées pour la mousse.

Même s'il n'apparaît pas sur l'ensemble des radiographies expérimentales un choc précède notre pousseur. Son observation est rendue difficile de par sa proximité aux doigts d'instabilité et par sa forme de dôme (3D). Les simulations ne prédisent pas correctement sa position (notamment pour des nombres d'Atwood faibles), cela est dû aux équations d'état de la mousse. Un choc se déplacera plus lentement dans un milieu poreux.

Enfin, il semblerait que la diffusion dans les simulations, due notamment à l'absence de force de cohésion (tension de surface), est surestimée, tout comme le développement d'instabilité secondaire. Cela a un léger impact sur la morphologie de l'interface et sur la croissance de l'instabilité. Mis à part ça l'IRT semble être correctement restituée tout comme les différentes phases (linéaire, non-linéaire...).

Croissance comparée et facteur d'énergie L'étude précédente se base sur des comparaisons directes de radiographie. Elle se fonde sur la comparaison de cas particulier et sur leur morphologie. Cependant l'IRT est par nature un phénomène dynamique. Il est donc nécessaire de compléter cette étude par une comparaison dynamique de la croissance de l'instabilité. Nous nous proposons ici de reprendre l'analyse de la partie 4.2.3.1, où la position des pics, des bulles et la taille de la zone de mélange était tracée en fonction du temps, en y ajoutant les informations obtenues par les simulations.

Commençons par l'étude du cas mono-mode de longueur d'onde 120 μm utilisée avec une mousse de 100 mg.cm⁻³, illustré par la figure 4.52. Sur celle-ci sont représentés, conjointement aux expériences, les résultats de quatre simulations présentant chacune une intensité laser différente : $0,5 \times 10^{14}$, 1×10^{14} , $1,5 \times 10^{14}$ et 2×10^{14} W.cm⁻². Ces intensités correspondent à l'ensemble des cas évoqués précédemment lors du travail effectué pour d'autres densités. Nous signalerons que seule la simulation utilisant 10×10^{13} W.cm⁻² a été réalisée jusqu'à 70 ns après tir laser. Les autres ne simulent que les 50 premières nanosecondes.

Sur la première partie de cette figure (A), nous observons l'évolution de la position des pics d'IRT en fonction du temps. Nous remarquons que les simulations utilisant une intensité comprise entre 1×10^{14} – $1,5 \times 10^{14}$ W.cm⁻² sont à même de restituer ce mouvement, mais pas celle de $0,5 \times 10^{14}$ W.cm⁻². Comme nous pouvions nous y attendre une plus forte intensité laser entraîne une vitesse de pic plus élevée, ce qui se traduit par une position plus éloignée.

La seconde partie de cette figure (B), à savoir l'évolution de la position des bulles en fonction du temps, nous montre une meilleure adéquation entre les résultats expérimentaux et la simulation à 1×10^{14} W.cm⁻² qu'avec les

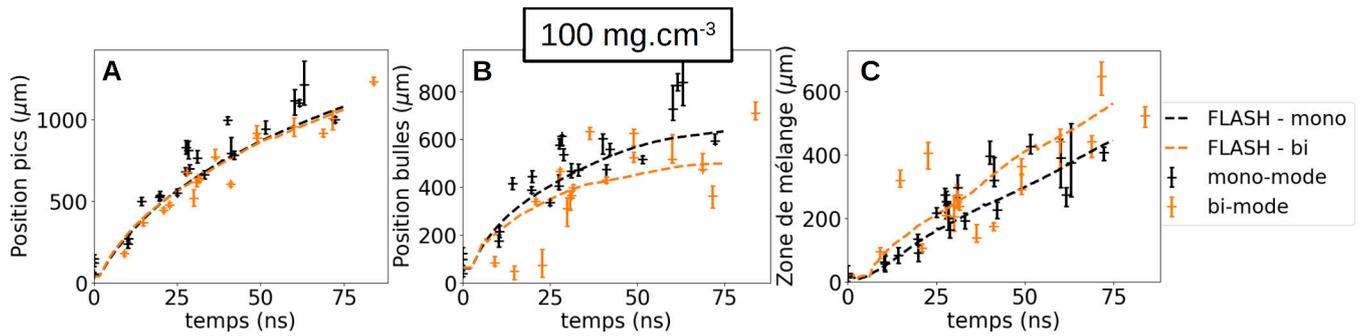


FIGURE 4.53 – Comparaison de l'évolution temporelle de la position des pics (A), des bulles (B) et de la taille de la zone de mélange (C) pour des cibles mono-modes et bi-modes avec mousses de 100 mg.cm^{-3} . Les données expérimentales toutes années confondues y sont comparées avec les résultats de simulations FLASH pour une intensité laser de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$.

autres intensités. En particulier la vitesse des bulles semble sous-estimée dans les cas $1,2 \times 10^{14}$ et $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ à partir de 30 ns. Cela provient d'une trop forte décélération des bulles possiblement due à une surestimation de la croissance de l'IRT (trop forte décélération).

Nous avons signalé lors de l'analyse des données expérimentales que la définition de l'origine spatiale pouvait être sujet à controverse. De ce fait il est nécessaire de procéder à l'étude de l'évolution de la taille de la zone de mélange, quand bien même celle-ci est comprise dans les comparaisons précédentes. Cette distance est en effet indépendante de l'origine spatiale, elle permet donc des comparaisons plus sûres. La partie C de la figure 4.52 permet une telle comparaison. Sur celle-ci, nous pouvons remarquer que l'ensemble des intensités utilisées restituent d'une façon ou d'une autre l'évolution de cette zone. En particulier, les intensités élevées, $1,2 \times 10^{14}$ et $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-3}$, semblent bien restituer les données de l'expérience 2017, où la croissance de l'IRT est plus élevée. Les autres données sont mieux restituées par les deux intensités restantes.

Au regard de ces résultats, nous avons choisi d'utiliser l'intensité de $1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-3}$ comme base de comparaison. Une intensité plus élevée, $1,2 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-3}$ en particulier, aurait été acceptable. Mais l'évolution de la position des bulles aurait alors été sous-estimée.

L'étude précédente est complétée par l'ajout du cas bi-mode, comme illustré par la figure 4.53. Sur celle-ci nous retrouvons les données de la figure 4.52 sans distinction sur l'année de l'expérience accompagnées des résultats de tirs bi-modes. Les simulations mono-mode et bi-mode présentées ici n'emploient qu'une seule intensité laser $1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Elles sont donc identiques à l'exception de la modulation initiale.

Lors de la comparaison de la position des pics (A), nous remarquons que les résultats des deux simulations se superposent quasi parfaitement. Nous pouvons comprendre cela d'un point de vue balistique. Les conditions initiales étant les mêmes, la vitesse du poussoir et sa décélération sont donc identiques. Cela peut sembler être un résultat logique, mais c'est sans compter sur l'existence de l'instabilité. En effet, quand bien même le poussoir aurait eu une même dynamique, c'est d'une interface non modulée dont il est question. L'IRT doit s'ajouter à cela. Deux conclusions possibles s'imposent : soit il n'y a pas croissance des pics d'instabilité, soit la croissance de l'IRT, selon le code, est la même dans les cas mono et bi-mode. D'un point de vue comparaison aux données expérimentales, la simulation bi-mode les restituent correctement. Cela nous conforte donc dans notre choix d'intensité laser (une intensité plus élevée aurait surestimé ces positions).

La comparaison des positions des bulles (B) donne des résultats différents à celle des pics. Une claire différence apparaît entre le cas mono-mode et le cas bi-mode en simulation. Dans le cas bi-mode les bulles ont une vitesse moins élevée, ou plutôt elles décèlent plus rapidement. Si nous nous replaçons dans le cadre du raisonnement précédent (même vitesse d'interface), cela paraît logique. En effet, les deux cas subissant une même décélération, la croissance de l'instabilité, d'un point de vue linéaire, devrait être plus importante dans le cas bi-mode qui présente une longueur d'onde de perturbation plus faible ($70 \mu\text{m}$). Il est naturellement possible que les différents modes s'annihilent du fait d'une opposition de phase [Cas+09], cependant un déphasage d'environ π s'opère tous les $70 \mu\text{m}$ ce qui assure des interférences constructives sur les $400 \mu\text{m}$ centraux (ceux qui nous servent au repérage des pics et des bulles). Dès lors les bulles croissent plus rapidement, leur position (qui correspond à la position de l'interface moins la taille des bulles) est donc moins avancée. Nous comprenons donc ces résultats de simulation. Par ailleurs, nous constatons que la simulation bi-mode restitue partiellement les résultats d'expériences. Ces résultats ne formant pas une tendance évidente, cette simulation constitue une bonne approximation.

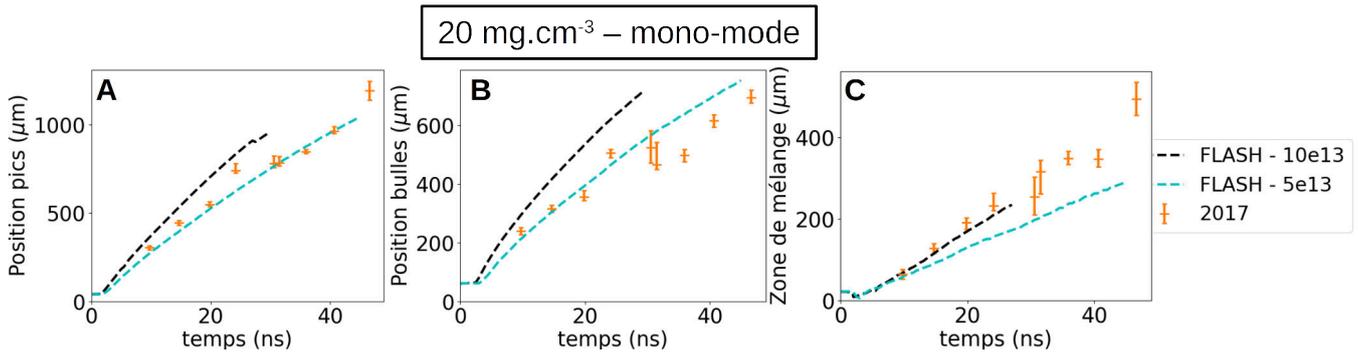


FIGURE 4.54 – Comparaison de l'évolution temporelle de la position des pics (A), des bulles (B) et de la taille de la zone de mélange (C) pour des cibles mono-modes avec mousses de 20 mg.cm^{-3} . Les données expérimentales sont comparées aux simulations FLASH présentant une intensité laser de $0,5 \times 10^{14}$ ou $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$.

Enfin intéressons-nous à la croissance de la zone de mélange (C). Comme nous nous y attendions celle-ci croît plus rapidement, en simulation, dans le cas bi-mode, présence d'une longueur d'onde plus faible. Ici la simulation bi-mode semble légèrement surestimer la croissance de l'instabilité par comparaison aux expériences. Cette surestimation est néanmoins légère et se trouve généralement en limite de barre d'erreur. Enfin nous noterons qu'une partie des résultats d'expériences mono-modes se trouvent au-dessus des bi-modes. Ces résultats correspondent à ceux obtenus en 2017 (voir figure 4.52). Nous pourrions donc penser que la croissance de l'instabilité en expérience est supérieure dans le cas mono-mode. Selon cette observation, nos simulations inverseraient les croissances. Cela peut être dû à une surestimation de la dilution des matériaux dans les simulations bi-modes [Dim+04], ainsi qu'aux différences de morphologie relevée dans la partie précédente. Il est tout du moins difficile de se faire un avis tranché au vu des points expérimentaux obtenus après 60 ns.

Poursuivons notre étude à l'aide de la figure 4.54 présentant le cas mono-mode 20 mg.cm^{-3} . Sur cette figure nous retrouvons l'évolution temporelle de la position des pics, des bulles et de la taille de la zone de mélange pour nos expériences (seulement réalisées en 2017) et des simulations FLASH d'intensité respective $0,5 \times 10^{14}$ et $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Nous avons employé ces intensités de simulation en guise de comparaison avec la figure 4.50. L'ensemble des positions de pics et de bulles obtenues en utilisant une intensité de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ est surestimé. Nous avons déjà remarqué cela lors de nos comparaisons directes de radiographies. De même nous observons que la taille de la zone de mélange est restituée correctement quoique légèrement sous-estimée. Nous avons attribué cela à la morphologie des pics.

Les résultats de la simulation à $0,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, quant à eux, arrivent comme une surprise. La position des pics semble être correctement restituée à quelques exceptions près, celle des bulles est légèrement surestimée. Cela résulte en une sous-estimation de la taille de la zone de mélange et de la croissance de l'IRT associée.

Étant donné que seule la mesure de la zone de mélange n'est pas soumise à discussion en raison de la définition de l'origine spatiale, nous avons privilégié l'utilisation d'une intensité de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, bien que cela soit peu satisfaisant au vu des autres résultats.

Enfin concluons notre étude par le cas des mousses de 500 mg.cm^{-3} . La figure 4.55 reprend les codes des études précédentes en comparant les résultats d'expériences (2017 et 2018) et de simulation de 10^{14} et $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ pour des cibles mono-modes avec mousse de 500 mg.cm^{-3} . Comme nous l'avons remarqué lors de notre analyse des radiographies associées (cf. figure 4.51) une intensité laser de $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ est nécessaire pour restituer, ne serait-ce que partiellement, les résultats expérimentaux. Cela paraît évident sur cette figure particulièrement pour la position des pics (A) légèrement sous-estimée et la taille de la zone de mélange (C). L'intensité inférieure, $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, ne restitue aucun de ces résultats.

L'évolution de la position des bulles (B) figurant sur cette image est à noter pour son côté atypique par rapport aux autres densités de mousse étudiées. En effet, les bulles ne rebroussement chemin que sur cette figure. Cela peut être remarqué sur les données expérimentales, bien que restant très léger, et apparaît franchement sur les simulations qui surestiment cet effet. Comme nous l'avons déjà expliqué ce rebroussement apparaît en raison d'une trop grande croissance des bulles due à l'IRT en comparaison au mouvement de l'interface.

Complétons l'étude du cas 500 mg.cm^{-2} par l'ajout des cibles bi-modes aux précédentes. La figure 4.56 permet cette comparaison. Sur cette figure les données des expériences avec mousse de 500 mg.cm^{-3} sont toutes pré-

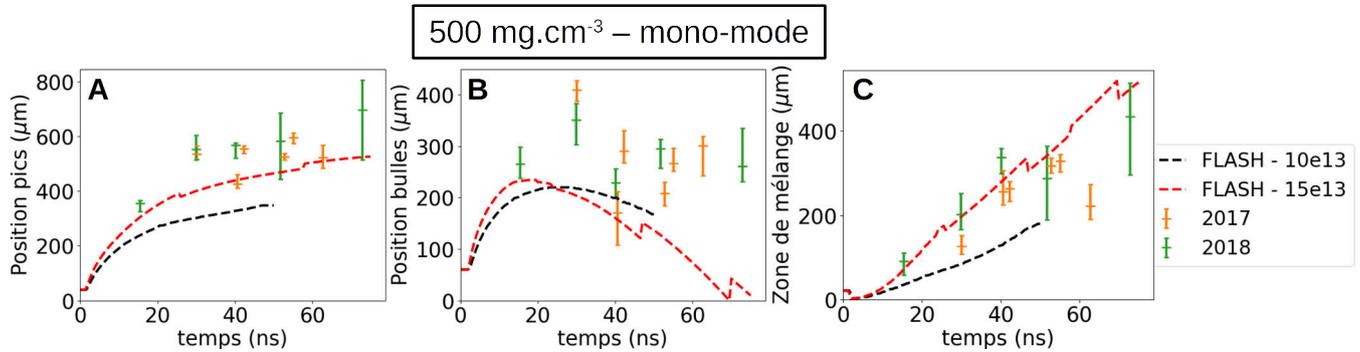


FIGURE 4.55 – Comparaison de l'évolution temporelle de la position des pics (A), des bulles (B) et de la taille de la zone de mélange (C) pour des cibles mono-modes avec mousses de 500 mg.cm^{-3} . Les données expérimentales sont comparées avec les résultats de simulations FLASH présentant une intensité laser de 1×10^{14} ou $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$.

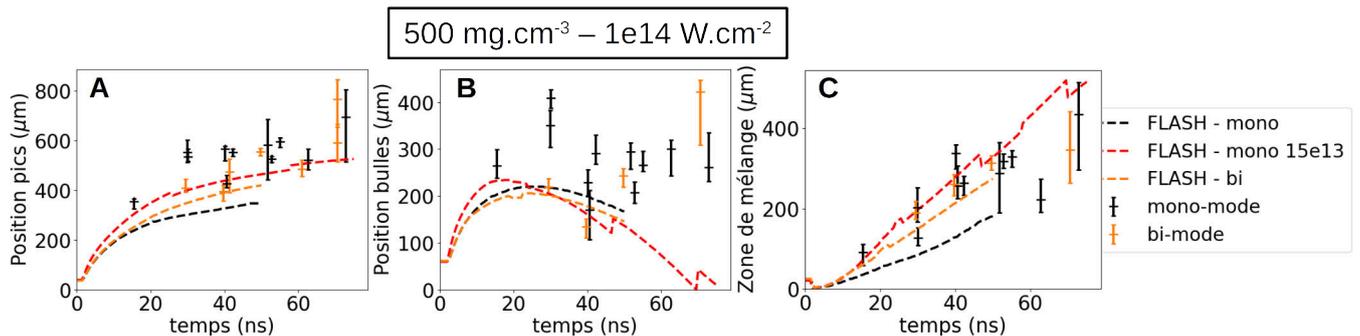


FIGURE 4.56 – Comparaison de l'évolution temporelle de la position des pics (A), des bulles (B) et de la taille de la zone de mélange (C) pour des cibles mono-modes et bi-modes avec mousses de 500 mg.cm^{-3} . Les données expérimentales toutes années confondues y sont comparées avec les résultats de simulations FLASH présentant une intensité laser de $1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ ainsi qu'à la simulation mono-mode d'intensité $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$.

sentes (mono et bi-mode). Par ailleurs les résultats de simulations utilisant une intensité laser de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ pour des cibles mono et bi-modes ainsi que ceux de simulation à $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ dans un cas mono-mode y figurent. Le premier constat que nous pouvons faire est que les résultats de simulations mono et bi-modes pour une intensité de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ ne se superposent pas. Cela est vrai que ce soit au niveau de la position des pics plus avancés, des bulles moins avancées, et la taille de la zone de mélange plus importante pour le bi-mode. L'ensemble de ces résultats est cohérent dans une logique de croissance de l'IRT. En effet, les mêmes conditions initiales, à l'exception de la modulation, entraînent une même dynamique d'interface et donc un développement d'instabilité plus important dans le cas du bi-mode car il présente la plus petite longueur d'onde ($70 \mu\text{m}$). La position des pics et des bulles correspondant à celle de l'interface à laquelle s'ajoute ou se retranche leur taille, cela entraîne nécessairement les résultats obtenus.

D'un point de vue comparaison aux expériences, nous remarquerons que la simulation bi-mode restitue à peu près ces résultats et ceux malgré une intensité de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Au vu des résultats de la simulation mono-mode à $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, si nous extrapolons nos constats du paragraphe précédent, il semble peu probable qu'une simulation bi-mode employant la même intensité puisse se conformer aux expériences.

En conclusion, nous avons réalisé une comparaison entre nos résultats expérimentaux et différentes simulations FLASH. Nous avons réussi à reproduire partiellement nos expériences en procédant à un abatement de l'intensité laser utilisée en simulation, $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ au lieu des $1,9 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ d'intensité nominale. Cette réduction d'énergie n'est néanmoins pas constante pour l'ensemble des conditions étudiées ($1,2 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ pour les 500 mg.cm^{-3}) ce qui représente un problème plus complexe qu'une sur-absorption du laser. Nous attribuons ce problème principalement aux équations d'états employées pour simuler la mousse (ionmix). Celles-ci correspondent en effet à un milieu continu, non poreux, et entraîne notamment une vitesse de choc supérieure à celle obtenue en expérience. Cet effet aurait sûrement dû être plus important aux faibles densités en raison de la présence de pores plus nombreux et plus grands, mais nous calibrons l'énergie laser de nos simulations sur le cas 100 mg.cm^{-3} ce qui induit une erreur pour le cas 500 mg.cm^{-3} . Cela soulève néanmoins la question d'autres différences entre expérience et simulations (les cibles et le laser ne correspondent pas exactement au cas idéalisé des simulations). Une autre source de divergence provient de l'aspect 2D des simulations qui de ce fait surestime le contraste entre mousse choquée et non choquée. Il est possible que cet aspect dimensionnel ait d'autres conséquences, comme la difficulté de mise en place de turbulence nécessaire à l'arrachage de matière des pics, où même une surestimation des vitesses due à l'absence de perte énergétique dans cette troisième direction. Nous avons aussi observé une diffusion des pics d'instabilité trop importante en simulation, notamment dans le cas mono-mode. Celle-ci entraîne d'une part un changement de morphologie des doigts d'instabilité et entraîne d'autre part une baisse du taux de croissance de l'instabilité. Elle est notamment due à l'absence de force de cohésion dans nos simulations (tension de surface, champ magnétique auto-généré entourant les pics...). Enfin nous avons mis en avant un désaccord entre simulations et expérience sur la croissance de la zone de mélange. Celle-ci croît plus vite pour une modulation bi-mode en simulation, mais semble à peu près équivalente en expérience. Nous n'expliquons pas de façon définitive cette différence. Elle peut être due au problème de diffusion précédemment évoqué, à des effets non-linéaires mal restitués par le code, ou à des problèmes de modulation initiale de cible (différence entre le cas idéal simulé et la réalité des cibles). Cependant la morphologie observée nous mène à penser que ce n'est pas le cas. De même, il n'y a a priori pas d'effet non linéaire purement hydrodynamique qui ne pourrait pas être reproduit en simulation. Cette similarité de croissance entre mono et bi-mode en expérience reste donc un problème ouvert.

4.2.3.3 Modèle de croissance de l'IRT

La richesse des simulations ne se résume pas à la confrontation avec l'expérience ni à l'unique compréhension des résultats. Elles permettent aussi de produire des informations physiques complémentaires aux expériences et d'en extrapoler les résultats. C'est notamment ce que nous avons fait pour remplir le tableau 4.1. En utilisant des résultats de simulations correspondant aux expériences, nous avons pu calculer différentes grandeurs physiques caractéristiques de notre expérience que nous pouvons ainsi comparer à d'autres systèmes : astrophysique, FCI. À titre d'exemple les températures électroniques et ioniques des plasmas créés ainsi que les pressions associées, utilisées pour le calcul du nombre d'Euler ou de la viscosité prise pour le nombre de Reynolds de ce tableau, ont été déterminées à partir des simulations.

Dans cette partie nous allons nous appuyer sur l'aspect prédictif des simulations afin d'extrapoler certains de nos résultats. Tout cela sera fait dans le cadre de l'étude de la croissance de l'IRT.

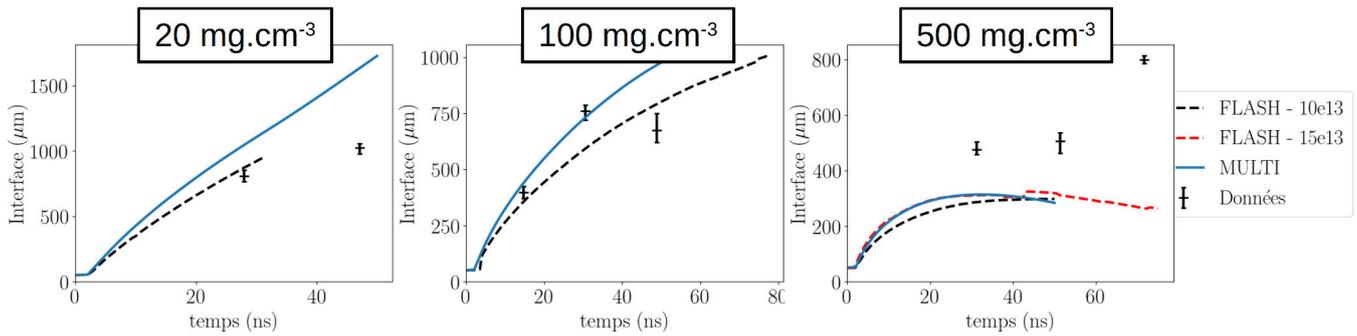


FIGURE 4.57 – Évolution temporelle de la position de l'interface au cours du temps pour différentes densités de mousse (20, 100 et 500 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$) pour les résultats obtenus avec des cibles planes en expérience (année 2018) et en simulation (MULTI et FLASH). Différentes intensités laser sont utilisées pour les simulations de la mousse 500 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$.

Les trois facteurs principaux influençant la croissance de l'instabilité sont : la longueur d'onde de perturbation, le nombre d'Atwood, et l'accélération de l'interface. Parmi ces facteurs, les deux derniers sont sujets à changement au cours de l'expérience. Il est bien entendu possible de les déterminer par la simulation, mais leur mesure expérimentale représenterait un apport important à nos études. Pour déterminer le nombre d'Atwood "dynamique", il faut pouvoir mesurer les densités de part et d'autre de l'interface. Cela est un exercice difficile voire impossible compte tenu de l'unique diagnostic à notre disposition. Il est vrai que celui-ci nous donne une information sur la densité projetée selon l'axe de visée. Cependant celle-ci est pondérée par les différences d'absorption des matériaux. De plus l'absence de symétrie cylindrique, la non uniformité et non monochromaticité de la source rendent cet exercice extrêmement délicat. C'est pourquoi nous ne présenterons pas ici de telles mesures.

L'accélération, quant à elle, peut être obtenue expérimentalement. Pour cela, il est nécessaire de relever la position de l'interface instable au cours du temps. Cette tâche ne peut pas être réalisée lorsque l'interface est trop déformée par l'IRT, car la seule indication que nous aurions est que sa position est comprise entre les pics et les bulles. Il est donc nécessaire d'avoir recourt à une expérience à part entière où nous ne favorisons pas la croissance de l'IRT, faute de pouvoir l'empêcher. C'est pourquoi nous avons réalisé, en marge de l'expérience faite au LULI2000 en 2018, des tirs expérimentaux avec des cibles planes, dépourvues de toutes modulations (cf. figure 4.34 présentée précédemment pour des exemples de radiographie). Les quelques résultats (deux à trois par densité) ainsi obtenus peuvent être comparés à des simulations dédiées afin d'en confirmer la validité. La figure 4.57 montre une telle comparaison. Sur celle-ci figurent les résultats d'expériences ainsi que de simulations MULTI et de simulations FLASH pour une intensité laser de 10^{14} W $\cdot\text{cm}^{-2}$ (et aussi $1,5 \times 10^{14}$ W $\cdot\text{cm}^{-2}$ dans le cas des mousses de 500 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$). Nous n'analyserons pas outre mesure cette figure et nous contenterons de remarquer que les simulations FLASH (10^{14} W $\cdot\text{cm}^{-2}$) semblent restituer correctement l'évolution temporelle de la position de l'interface pour les mousses de 20 et 100 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$. Les simulations MULTI quant à elles surestiment cette position et nécessiterait donc un abattement en intensité supplémentaire. Les résultats obtenus pour des mousses 500 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ ne sont pas reproduits en simulation. Cela semble logique au regard de résultats de la partie précédente. En l'absence de ceux-ci, nous aurions pu questionner la définition de l'origine spatiale en expérience et translater verticalement les points 500 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$.

Nous signalerons aussi que, selon les simulations, le mouvement de l'interface, pour une mousse 100 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$, suit une loi de puissance en $t^{0.65 \pm 0.05}$ (voir figure 4.58). Cela est proche des $t^{2/3}$ prévus dans le cadre d'une décélération d'onde de souffle en phase de type Taylor-Sedov appliquée à une géométrie cartésienne. Nous remarquerons que cette loi de puissance semble effective dès 10 ns, avant la puissance est légèrement plus élevée rappelant la transition avec la phase balistique (t^1). Sur ces simulations la phase balistique semble avoir une existence extrêmement courte (elle dure moins de 3 ns après le débouché du choc). Pour une densité plus importante (500 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$) cette transition aura lieu encore plus tôt. Nous n'aurions donc pas pu la voir en expérience. Les différences et séparations de dynamique de pic reportées lors de notre étude expérimentale (page 158) ne sont donc pas à associer à une transition entre la phase balistique et la phase de Taylor-Sedov selon ces simulations. Elles sont donc nécessairement liées à l'évolution de l'instabilité.

Connaître la position de l'interface au cours du temps nous permet de la retrancher de la position des pics et des bulles et d'obtenir ainsi la taille de ces deux parties de l'instabilité. C'est l'évolution temporelle de ces tailles qui

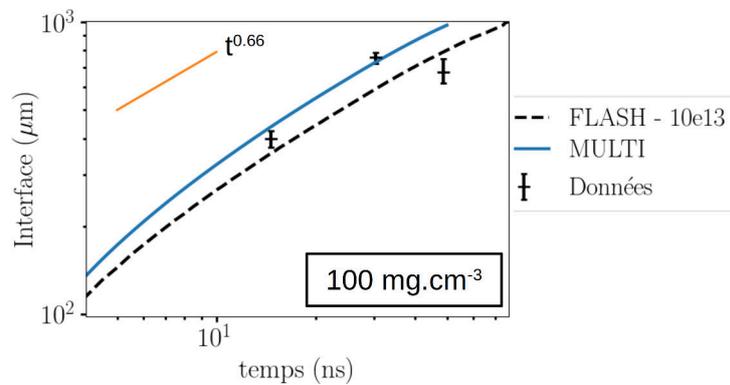


FIGURE 4.58 – Évolution temporelle de la position de l'interface au cours du temps pour une mousse de densité 100 mg.cm^{-3} selon les résultats obtenus avec des cibles planes en expériences (année 2018) et en simulation (MULTI et FLASH). Le diagramme est tracé en échelle logarithmique et présente une courbe en $t^{0.66}$ comme repère pour comparaison.

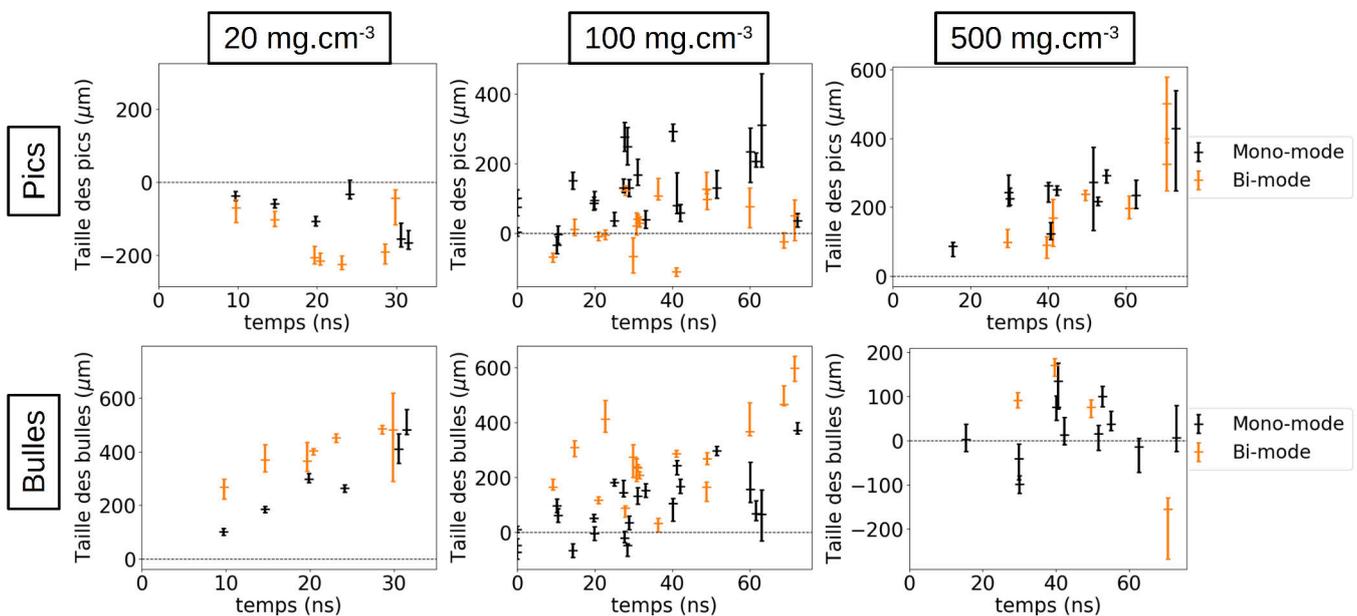


FIGURE 4.59 – Évolution temporelle de la taille des pics et des bulles obtenue par combinaison des résultats expérimentaux et des simulations. Les positions d'interface calculées par FLASH (cf. figure 4.57) sont retranchées aux positions de pics et de bulles mesurée lors de nos expériences (cf. figure 4.43) à la fois pour les cas mono et bi-modes.

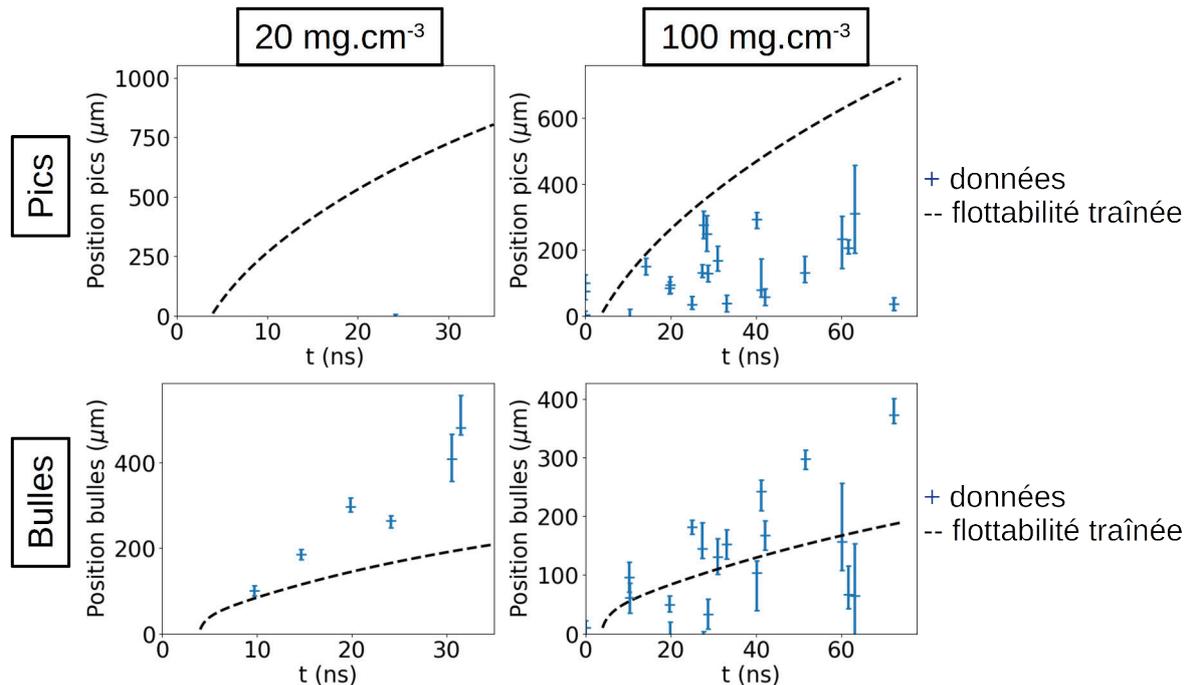


FIGURE 4.60 – Comparaisons des données expérimentales et d'un modèle de flottabilité-traînée utilisant le mouvement de l'interface prévu par FLASH afin de déterminer l'accélération de l'interface.

intéresse réellement les théoriciens, car c'est sur elle que porte la plupart de leurs modèles. À notre connaissance cette mesure est inédite en HDE.

La figure 4.59 expose les résultats obtenus par l'application d'une telle méthode. Nous y observons l'évolution temporelle de la taille des pics et des bulles pour des cibles mono-modes et bi-modes pour les trois densités de mousse. Ces points sont obtenus, comme expliqué précédemment, par soustraction de la position mesurée des extrémités de doigts d'instabilité et la position d'interface simulée et vérifiée par la figure 4.57. Il est bien entendu évident que les valeurs obtenues n'ont une réalité physique que si la simulation restitue bien l'évolution temporelle de l'interface. À ce titre les résultats présentés sur cette figure pour une densité de mousse de 500 mg.cm^{-3} sont éminemment incorrects. De même, ces éléments ne peuvent pas avoir une taille négative. La taille des pics d'instabilité de 20 mg.cm^{-3} provient donc d'une surestimation de la position de l'interface par le code. Elle dénote, cependant, une faible taille de pic d'instabilité puisque, dans ce cas, les données de simulation ne diffèrent que peu des observations expérimentales (cf. figure 4.57).

D'un point de vue réaliste, seuls les résultats des mousses 20 et 100 mg.cm^{-3} , présentés sur cette figure, ont une valeur physique. Dans ces cas, nous pouvons observer une forte croissance de la taille des bulles, qui est plus importante dans le cas bi-mode, et une faible croissance des pics, dont la taille ne semble que peu évoluer ($< 200 \mu\text{m}$ dans le cas du bi-mode). Cela nous montre une asymétrie certaine entre croissance des pics et des bulles. Cette asymétrie est surprenante non pas sur son principe, puisque une asymétrie entre croissance des pics et des bulles peu apparaître aux temps longs, mais par le sens qu'elle prend. Ainsi une asymétrie existe dans le modèle de Goncharov et Mikaelian [Gon02 ; Mik08 ; Zho17a], qui décrit la croissance de l'instabilité par écoulement potentiel au niveau des extrémités de l'instabilité, ou durant la phase de croissance auto-semblable des instabilités (voir équations (2.14)). Mais il est habituel de trouver dans la littérature une croissance des pics plus importante que celle des bulles [Dim00 ; CJ02 ; Whi+10], notamment pour des nombres d'Atwood élevés, et non l'inverse. Autrement dit, la croissance que nous observons semble anormale du point des études habituelles de l'IRT.

La figure 4.60 compare la croissance mesurée des pics et des bulles pour des mousses de 20 et 100 mg.cm^{-3} avec les résultats d'un modèle de type flottabilité traînée classique (voir page 41). Ce modèle emploie les densités initiales ainsi que la décélération de l'interface calculée par FLASH dans le cas de cible plane (raison pour laquelle nous ne faisons pas figurer les mousses de 500 mg.cm^{-3}). Nous remarquons que la croissance des bulles est sous-estimée par ce modèle, ce qui semble normal d'après des articles récents [Zho17b ; Luo+20 ; Bia+20] qui montrent que la vitesse asymptotique du modèle est dépassée dans le cas des bulles. De ce fait la position des bulles est plus avancée que ce que prévoit le modèle. Par contre la croissance des pics semble anormalement basse en

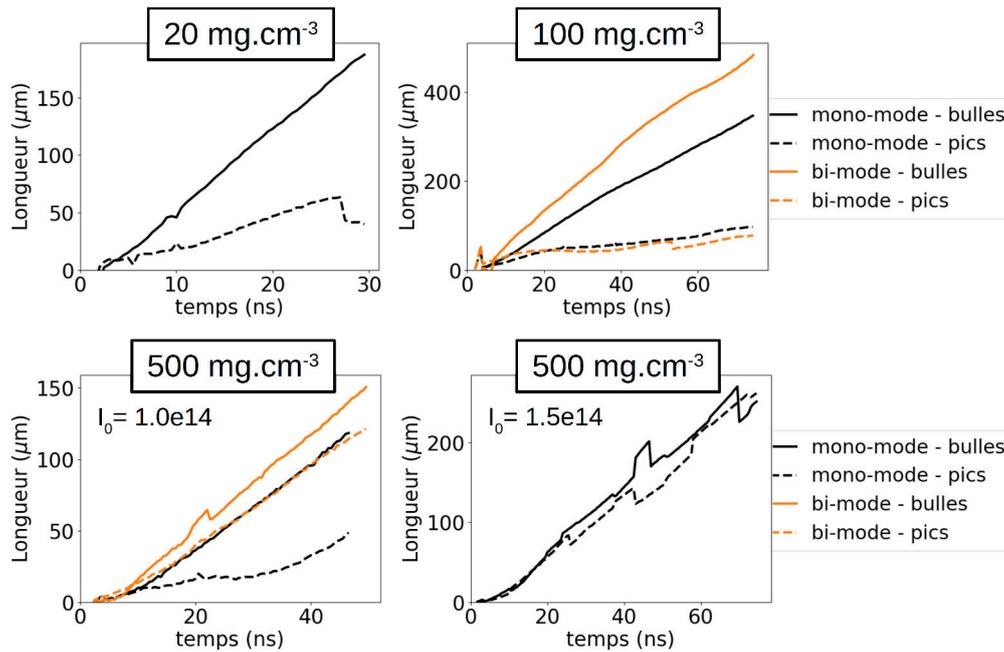


FIGURE 4.61 – Évolution temporelle de la taille des pics et des bulles obtenue par combinaison des résultats de simulations. Les positions d'interface calculées par FLASH (cf. figure 4.57) sont retranchées aux positions de pics et de bulles mesurées sur d'autres simulations utilisant des cibles mono ou bi-modes.

comparaison aux résultats du modèle.

Afin de confirmer ce constat, nous avons utilisé la même méthode d'étude sur nos résultats de simulation. La figure 4.61 montre l'évolution de la taille des pics et des bulles selon des simulations FLASH utilisant une intensité laser de $1 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (et $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ dans le cas 500 mg.cm^{-3}). Les simulations d'instabilité et de position d'interface utilisées conjointement font, bien entendu, appel aux mêmes paramètres à l'exception de la modulation initiale.

Sur les cas 20 et 100 mg.cm^{-3} nous confirmons nos constatations précédentes. Les bulles grandissent plus vite que les pics. Nous remarquons aussi que le phénomène semble accentué pour des modulations bi-modes. Nous retrouvons aussi la croissance plus importante du cas bi-mode pour les mousses de 100 mg.cm^{-3} , que nous avons constaté précédemment. Ici nous pouvons confirmer que la différence de croissance provient des bulles et non des pics.

Les mêmes constats sont obtenus pour les cibles mono-modes 500 mg.cm^{-3} utilisant une intensité laser de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Ce n'est cependant pas le cas pour leur pendant bi-mode ainsi que celle utilisant une intensité laser de $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Dans ces deux cas il n'y a pas d'asymétrie marquée entre croissance des pics et des bulles. Si cela n'avait été le cas que pour l'intensité supérieure, nous en aurions déduit que la rupture de symétrie apparaissant en phase asymptotique ne s'est pas encore opérée possiblement à cause d'une impulsion trop importante limitant la déformation des doigts d'IRT. Ici les résultats bi-modes à plus faible intensité remettent en cause cette hypothèse.

Afin de comprendre ce phénomène, il est nécessaire de nous référer aux radiographies synthétiques de ces différents cas, ceux-ci apparaissent sur la figure 4.62. Sur celles-ci nous pouvons voir que le cas bi-mode est très largement dominé par la longueur d'onde de $70 \mu\text{m}$ (ce qui ne correspond pas à l'expérience comme la plupart des résultats 500 mg.cm^{-3}). Ceci peut être une conséquence d'une forte croissance initiale de ce mode (en phase linéaire) qui supplanterait son homologue. Cela est peut-être dû à la forte décélération de l'interface. Nous n'en avons néanmoins pas la certitude.

Un effet apparent de cette hégémonie est le développement de doigts d'instabilité fins rappelant ceux obtenus avec une intensité de $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Les pics et les bulles restant peu larges, notamment à cause de la contrainte de leurs voisins, la morphologie de ces deux éléments se ressemble. Il n'y a pas de réelle rupture de symétrie ce qui explique les taux de croissance proches. Par ailleurs, le fait que l'écart entre les densités du pousseur qui se détend et de la mousse choquée soit faible, joue aussi en la faveur d'un taux de croissance similaire. En effet, ces deux matériaux présentent alors les mêmes propriétés (notamment car les équations d'état

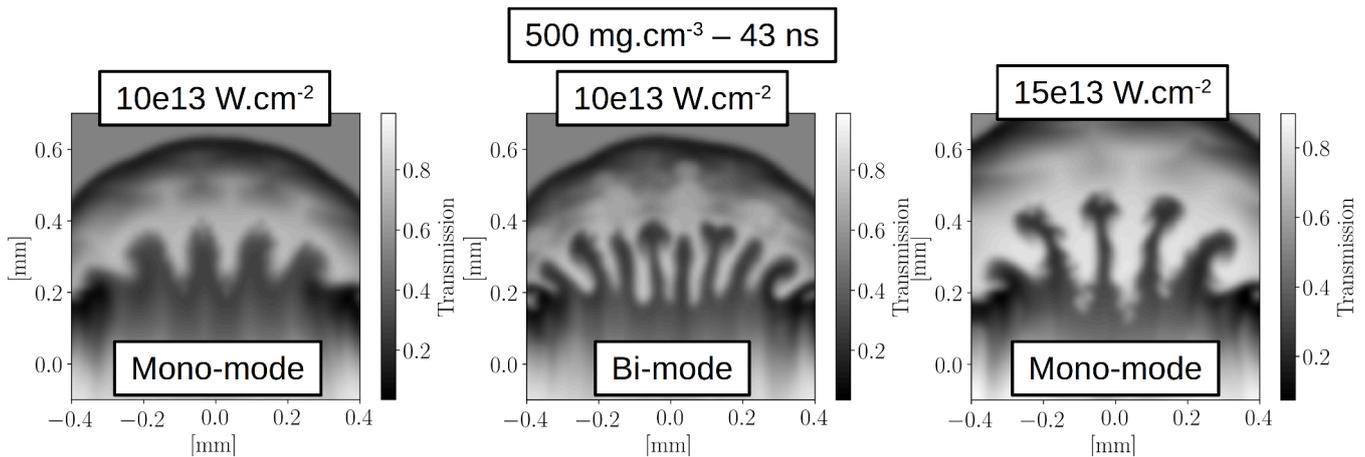


FIGURE 4.62 – Comparaison de radiographies synthétiques de cible de densité 500 mg.cm^{-3} obtenues 43 ns après tir laser. Différentes modulations de cibles et intensités laser sont représentées. Une partie de cette figure est une reproduction de la figure 4.51.

utilisées sont les mêmes) et donc les mêmes coefficients de traînée s'appliqueront aux bulles et aux pics au facteur géométrique près.

Revenons maintenant sur le défaut de croissance des pics constaté sur les figures 4.59 et 4.61. Comme nous l'avons dit ce défaut est inattendu. Afin de comprendre son origine, il est nécessaire d'utiliser les données supplémentaires fournies par les simulations. La figure 4.63 donne des cartes de pression au niveau de l'instabilité. Sur cette figure deux cas distincts sont représentés : une mousse de 100 mg.cm^{-3} avec une intensité laser de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (cas présentant le défaut), et une mousse de 500 mg.cm^{-3} avec une intensité laser de $1,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (cas ne présentant pas le défaut). Sur ces simulations trois éléments distincts peuvent impacter la croissance de l'instabilité. Le premier est la proximité entre choc et interface. Dans le cas 100 mg.cm^{-3} le choc est plus proche de l'extrémité des pics que dans l'autre. Cela pourrait mécaniquement gêner la croissance de l'IRT, qui ne peut dépasser le choc. Seul le détachement du choc permettrait le développement de l'instabilité. Mais, cette distance est d'environ $150 \mu\text{m}$ ce qui laisse de la place pour la croissance des instabilités. Le deuxième est la répartition de la pression au niveau de l'instabilité. Dans le cas 500 mg.cm^{-3} la pression est assez uniformément répartie sur l'ensemble des doigts. Dans le cas 100 mg.cm^{-3} , elle s'exerce avant tout sur l'extrémité des pics. Cela entraîne donc une contrainte qui restreint le taux de croissance des pics par comparaison à celui des bulles. Cette surpression s'explique par la proximité du choc. Enfin le dernier élément est la morphologie même des pics. Pour une mousse 100 mg.cm^{-3} , ils sont extrêmement larges, en raison du développement d'instabilités secondaires. Cela entraîne une augmentation de leur traînée et ralentit leur croissance. Il est difficile de dire si ce point est une cause ou une conséquence de ce défaut de croissance. En effet, il ne peut pas s'appliquer aux temps courts où les instabilités secondaires ne sont pas encore développées.

Des considérations supplémentaires peuvent être ajoutées à ce raisonnement. Le choc en expérience étant plus proche des pics qu'en simulation, à cause notamment d'une mauvaise restitution de la vitesse du choc par les simulations, tous les effets liés à sa proximité avec les pics seront amplifiés. Par contre l'extrémité des pics apparaît moins large en expérience, l'effet de traînée énoncé précédemment sera donc plus faible. Nous en concluons que la proximité du choc et les surpressions sont responsables du défaut de croissance des pics, comme cela peut être le cas pour l'IRM [Gle+03].

Nous terminerons cette partie par quelques remarques sur la croissance des pics et des bulles que nous observons. La première est que, mis à part la croissance des bulles dans le cas 20 mg.cm^{-3} mono-mode, les différentes croissances observées ne sont pas linéaires et ne correspondent donc pas à un phénomène uniquement lié au développement d'IRM. Une seconde est que bien que nous ayons atteint la phase non-linéaire de l'instabilité en expérience la croissance ne se fait pas en t^2 , comme dans certains modèles. Par contre nous semblons atteindre une vitesse de développement quasi-constante dans certains cas (en expérience : bulles mono et bi-mode 20 mg.cm^{-3} , bulles bi-mode 100 mg.cm^{-3} après 40 ns, et sur l'ensemble des simulations). Cela témoigne possiblement d'une croissance de l'IRT en phase asymptotique. Atteindre cette phase soulève la question de la réaccélération pouvant survenir. Nos résultats expérimentaux ne nous permettent pas de statuer sur ce point.

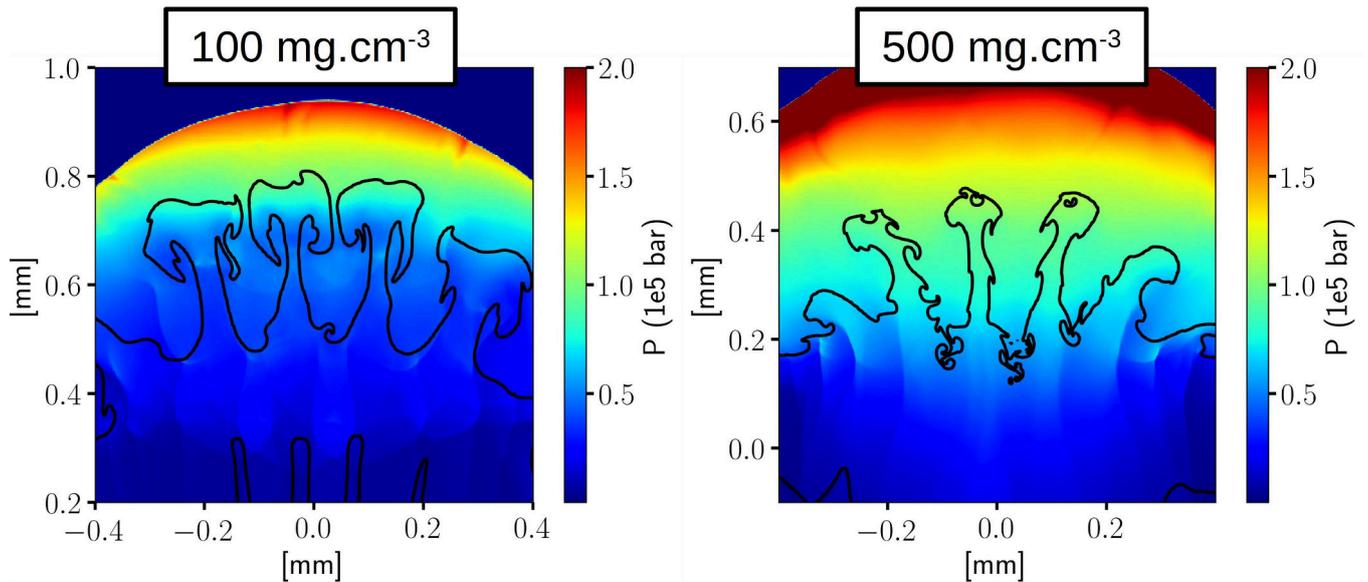


FIGURE 4.63 – Cartes de pression simulée à l'aide de FLASH, dans le cas d'une mousse 100 et 500 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ obtenues 43 ns après tir laser. Le contour du pousseur est noté par la ligne noire.

4.2.4 Conclusion sur les expériences avec mousse et perspectives

En résumé nous avons réalisés une série d'expériences sur l'installation LULI2000 utilisant un milieu extérieur sous forme de mousse. Ces expériences avaient pour objectif l'étude de l'évolution de l'IRT jusqu'à sa phase non-linéaire ainsi qu'une étude paramétrique de l'effet des conditions initiales : nombre d'Atwood, et longueur d'onde de modulation. Ces objectifs ont en grande partie été atteints et ces expériences ont produit une grande quantité de résultats. Dès lors, le problème principal est la cohérence imparfaite de ces résultats. Celle-ci est d'une part due aux fluctuations de conditions laser mais aussi à la qualité des cibles et à l'imprécision des équations d'états utilisées (pour les mousses poreuses).

De cet ensemble de résultats nous avons pu vérifier que la densité de la mousse influence directement la décélération de l'interface. Cependant c'est à travers le nombre d'Atwood que la densité joue un rôle plus important. Nous avons aussi vu que les différences de croissance d'instabilité entre les cas mono et bi-mode ne sont que peu franches.

Par ailleurs la mousse à $100 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ après 30 ns possède (d'après nos simulations) les mêmes valeurs de nombres adimensionnés que les RSN de type la jeunes de 100 ans (cf tableau 4.1). Ces deux situations sont donc similaires et devraient donc présenter une évolution comparable. La phase non-linéaire de l'IRT étant observé à ces instants en expérience, il devrait en être de même en astrophysique. Cela confirme donc les résultats de simulations astrophysiques, qui prédisent une telle phase non-linéaire après 100 ans d'évolution de RSN de type la [Fra+10].

Nous avons aussi procédé à la comparaison de nos résultats expérimentaux aux simulations FLASH ayant subi un abattement d'intensité laser de 50 %. Celui-ci, que nous avons calibré sur nos résultats pour une densité de $100 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$, est nécessaire pour rendre compte de la sur-absorption du laser dans FLASH ainsi que de l'absence de la couche d'or. Les deux cas de basse densité ont pu être reproduit par nos simulations mais pas celui de haute densité, $500 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$. Nous noterons que nos simulations prédisent correctement le développement d'instabilités secondaires, mais les surestiment (absence de force de cohésion : tension de surface, champ magnétique...). Cela a un impact sur la croissance l'instabilité. En particulier, nous noterons que nos simulations surestiment la croissance de l'IRT dans le cas multi-mode.

Enfin à l'aide des simulations et de quelques points de référence nous avons procédé à l'étude de l'évolution des longueurs de pics et de bulles. Cette étude expérimentale, inédite en HDE, a révélé que la croissance de l'instabilité s'effectue principalement par ses bulles. Nous attribuons le défaut de croissance des pics à la proximité du choc et à ses conséquences. Cette conclusion ne s'applique bien sur qu'à nos conditions expérimentales où le choc reste proche de l'interface et ne prédit en rien les résultats pouvant être obtenus dans d'autres conditions (laser plus puissant : OMEGA, LMJ, NIF, composition de cible différente...). À ce sujet nous remarquerons que la vitesse fluide post-choc et donc la vitesse initiale de l'interface son relativement proche pour la plupart des matériaux (équations

d'état). Le choc peut néanmoins se décoller de l'interface suite à la décélération de cette dernière, souvent plus importante que celle du choc.

Parmi les études annexes (hors IRT) l'absence de l'onde de choc sur les radiographies expérimentales a amené à questionner les résultats issus des simulations. Nous avons expliqué cette absence d'observation, qui provient partiellement de l'aspect 3D non restitué par nos simulations ainsi que de la proximité entre choc et poussoir. Cette explication ne signifie pas que la position du choc est bien restituée en simulation. Des comparaisons aux mousses 500 mg.cm^{-3} nous ont montré que ce n'est pas le cas et que le code surestime la vitesse du choc. Cela est peut-être dû au fait que nous ne disposons pas des bonnes équations d'état tabulées. En effet, celles-ci diffèrent entre un milieu continu et une mousse, où la vitesse de choc est a priori plus faible en raison de l'énergie nécessaire à homogénéiser le milieu (remplir les alvéoles) qui réduit la part de l'énergie cinétique.

Une partie de ces conclusions se rapportant à l'IRT peut être adaptée aux études astrophysiques. En particulier, celle relative aux phénomènes de cohésion et à la comparaison de la croissance entre les cas mono et multi-mode. Il faut tenir compte de ses points lors de raisonnement sur les objets astrophysiques.

Plusieurs points seraient à modifier afin d'améliorer ces expériences que ce soit dans un objectif de les réaliser de nouveau ou de les adapter à d'autres thématiques. Nous allons ici expliquer ce qui a posteriori nous semblerait être les meilleures conditions expérimentales.

Commençons par la question des cibles. Il va de soi qu'avoir possession des séries de cibles parfaitement identiques serait idéale mais irréaliste pour un laboratoire en raison du prix alors exorbitant (General Atomic). Tout au mieux nous pourrions espérer une caractérisation de chaque cible individuelle, ce qui se traduit par un travail et un coût conséquent. Parlons plutôt des éléments entourant la cible qui peuvent améliorer les résultats en facilitant l'imagerie (réduction des émissions parasite). Nous avons déjà parlé du cône face avant qui cache l'émission X du plasma de couronne nuisant à l'imagerie. À celui-ci il est nécessaire d'ajouter une rondelle en face arrière de l'ablateur, autour du poussoir pour des raisons similaires. Une dizaine de microns de matériaux opaque (cuivre, tantale,...) suffit. Le point important est qu'aucun trou ne subsiste. Idéalement cette rondelle se repliera donc sur le cône, faute de quoi un filet de colle sur l'ensemble de son pourtour sera un élément positif. Si des trous ne doivent pas exister sur la partie extérieure, il en va de même pour la partie intérieure. Ainsi, il faut que la rondelle soit jointive au tube, une autre possibilité est de coller le tube directement sur cette rondelle. Cette dernière solution nécessite d'utiliser un tube plus large que le trou de la rondelle. Cela est dû au fait que la rondelle aura tendance à se surélever sur les bords.

Un second point à considérer est l'utilisation d'une mousse comme matériau extérieur. Celle-ci s'est montrée difficile d'emploi lors de nos expériences. Outre ses défauts et sa rétractation possible à l'intérieur du tube, elle se révèle être opaque à la lumière visible, mal prise en compte dans nos simulations (nous pouvons y remédier en utilisant d'autres tables d'équation d'états - SESAME) et possiblement inhomogène. Nous pouvons aussi nous questionner sur sa densité réelle et sur son parfait contact avec le poussoir (absence d'écart). L'ensemble de ces points, nous amène à considérer l'utilisation de milieux alternatifs. Dès lors deux possibilités s'offrent à nous : soit nous cherchons un milieu de faible densité, soit nous considérons un changement de poussoir. Si nous optons pour la première solution, nous pouvons considérer l'utilisation d'aérogels (ou de mousses transparentes). Ils présentent une bonne résistance mécanique, pouvant peut-être nous permettre de ne pas utiliser de tube, et sont souvent transparent. Le problème serait de les simuler. D'après les résultats d'une étude récente [PSM19], l'Hugoniot (relation caractéristique d'un choc) d'un aérogel de silice est correctement restituée par les tables SESAME. Nous aurions donc les équations d'état nécessaires à nos simulations. La question du parfait contact avec le poussoir se posera encore. Afin de l'assurer il serait nécessaire de faire sécher l'aérogel directement sur le poussoir (ce qui n'est pas forcément faisable). Une méthode similaire pourrait d'ailleurs être employée avec la mousse (des améliorations ont été faites à ce sujet en court de thèse). La seconde possibilité serait d'utiliser un plastique solide comme milieu extérieur. Bien choisi, il ne présentera aucun des problèmes de la mousse. En effet un plastique peut être transparent, il peut être usiné pour correspondre à la modulation de l'interface et répond à des équations d'état connues (pas de problème de simulation a priori). Le seul souci serait de conserver le nombre d'Atwood. Cela pourrait être réalisé en utilisant des matériaux plus denses pour le poussoir, bien que la gamme soit réduite. Il nous semble difficile de pouvoir obtenir un rapport 70 de densité comme lors de notre expérience avec une mousse de 20 mg.cm^{-3} , par contre un rapport 10 ou 20 pourrait être réalisable (la densité du platine étant de $21,45 \text{ g.cm}^{-3}$). Du point de vue radiographie, les métaux, que nous pourrions utiliser, présentent une forte absorption ce qui augmenterait le contraste. Le principal problème serait l'énergie nécessaire (intensité laser) pour mener cette expérience ainsi que le flux de rayons X nécessaires à la radiographie d'un plastique solide. De ce point de vue il serait nécessaire de faire appel à des installations lasers de classe supérieure au LULI2000, comme OMEGA, NIF ou LMJ.

Notre préoccupation sur l'opacité des mousses au rayonnement visible, que nous venons de rappeler, nous ramène à un point important : l'absence de diagnostics secondaires, ou plutôt la présence d'une unique image par tir. Cela nuit à la vérification de la cohérence de nos résultats et à leur comparaison aux simulations. Dans l'idéal plusieurs radiographies à différents temps devraient être effectuées. Ceci n'est cependant pas possible sur le LULI2000. Par contre compléter l'étude avec des diagnostics optiques streakés serait une grande amélioration, notamment pour l'étude des cibles non modulées. Cela permettrait entre-autre une meilleure confrontation avec les simulations en leur imposant plus de contraintes, ainsi que l'obtention d'une véritable dynamique expérimentale n'ayant pas besoin d'être complétée par des simulations.

L'amélioration des résultats et de la fiabilité des dynamiques observées ne peut pas se baser uniquement sur l'amélioration de l'expérience. Une approche statistique sera à notre sens nécessaire. La multiplication du nombre de tir laser permettrait une plus grande certitude, d'un point de vue erreur statistique sur la dynamique étudiée. Ceci n'est pas réalisable sur cette installation laser, ni même sur OMEGA, NIF ou LMJ. De nouvelles installations, telles que SACLA (au Japon) ou l'XFEL européen devraient permettre d'atteindre de plus forts taux de répétition qui seraient propice à cette statistique. Cela demanderait néanmoins d'adapter les procédés expérimentaux et les cibles. Nous noterons que l'utilisation de diagnostic streaké est aussi un moyen de remédier à ce problème. Ainsi nous pourrions obtenir non pas 139 temps d'observations distincts répartis entre 0–60 ns sur 6 sortes de cible, mais 139 dynamiques de 60 ns chacune (dans un cas idéalisé) réparti sur ces mêmes cibles. Dans le cadre d'un diagnostic de radiographie cela peut être réalisé à l'aide d'une frame X (une caméra X qui crée un film - caméra à image intégrales), cependant cela est fait au détriment de la résolution spatiale, ce qui peut devenir critique pour ce genre d'étude. D'autre part l'emploi d'une telle caméra sous-entend l'utilisation d'une source de rayons X d'une longue durée temporelle. Il devient donc nécessaire d'utiliser une impulsion laser longue (maximum ~ 15 ns sur LULI2000, 10 ns sur OMEGA, 20 ns sur le LMJ, 35 ns sur le NIF), une grande énergie laser serait aussi nécessaire. Selon sa durée elle peut justifier l'emploi d'un tel diagnostic et la perte de résolution associée. Nous remarquerons que sur un même principe nous pourrions considérer l'utilisation de streak X. Cela ne nous permettrait pas d'étudier la croissance de l'instabilité, mais nous pourrions récupérer le mouvement de l'interface dans le cas des cibles planes.

Enfin il nous semble important de compléter l'ensemble des résultats par des données de référence. Cela comprend naturellement : des tirs de test de radiographie (présence de grille ou d'objet de dimensions connues au même niveau que les cibles pour vérifier la calibration spatiale), des tirs sur cibles planes pour la dynamique de l'interface, mais aussi la caractérisation des cibles avant chaque tir (idéalement leur radiographie dans les mêmes conditions que l'expérience). Tout ne peut pas être fait systématiquement sur n'importe quelle installation. Sur le LULI2000, nous ajoutons les grilles. Par contre nous ne pouvions pas faire de tir de référence, la création de rayons X détruisant le fil servant de source, et chaque tir de cible plane réduisait le nombre de tirs de cibles modulées. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, les installations XFEL (SACLA au Japon) permettent de remédier à ces points. Par contre elles présentent d'autres limitations.



Résumé

- Afin d'étudier l'IRT dans sa phase de décélération une série d'expériences utilisant des mousses comme milieu extérieur a été effectuée sur l'installation laser LULI2000.
- Une étude paramétrique a été menée en utilisant trois densités de mousses (20, 100 et 500 mg.cm⁻³) et deux modulations (mono-mode 120 μm et bi-mode 70 et 120 μm de longueurs d'onde) principales.
- Le cas 100 mg.cm⁻³ est similaire à la situation astrophysique des SN la et 30 ns en expérience sont équivalentes à 100 années d'évolution astrophysique.
- La phase non linéaire de l'IRT ainsi que le développement d'instabilité secondaire ont été observés en expérience. Celles-ci se sont développées avant 30 ns. Ce qui confirme que la phase non-linéaire est bien atteinte avant l'équivalent de 100 ans en astrophysique.
- La densité de la mousse entraîne la décélération de l'interface, qui s'accroît lorsque la densité augmente. Par contre, cette densité influence principalement la croissance de l'IRT par son effet sur le nombre d'Atwood. Une densité plus faible augmente donc la croissance de l'IRT.
- Nous pouvons reproduire une partie de nos résultats à l'aide de simulation FLASH en utilisant une intensité laser de 10¹⁴ W.cm⁻² contre les 1,9 × 10¹⁴ W.cm⁻² de l'expérience. Cela équivaut à un abattement d'énergie d'environ 50 % nécessaire pour palier l'absence de la couche d'or et de la sur-absorption du laser en simulation. En particulier, nous reproduisons le mouvement de l'interface ainsi que la croissance de la zone de mélange, mais pas pour une densité de 500 mg.cm⁻³.
- En expérience, la croissance de l'instabilité ne semble pas différer entre les cas mono et bi-mode. Cela ne correspond pas à nos résultats de simulations, où le bi-mode se développe plus rapidement, comme nous l'aurions supposé par une approche théorique (plus petite longueur d'onde).
- En repérant la position de l'interface au cours du temps, nous avons pu obtenir l'évolution de la taille des bulles et des pics. L'instabilité croît ici par l'intermédiaire des bulles.
- Le défaut de croissance des pics, inattendu d'un point de vue théorique, semble provenir de la proximité du choc.
- L'absence de choc sur les radiographies expérimentales, contrairement aux simulations de diagnostics, peut être expliquée par l'aspect 3D du choc (dôme) et par sa proximité avec l'interface.

4.3 Étude expérimentale du régime turbulent

Dans le cadre du développement du LiF comme détecteur à rayons X pour la radiographie, nous avons effectué une expérience (en 2019) sur l'installation SACLA, le XFEL japonais. L'objectif premier de cette expérience était de tester le LiF pour imager un plasma en mouvement. D'un point de vue secondaire, nous souhaitons utiliser la forte résolution d'une radiographie couplant le LiF à un XFEL afin d'observer une situation, où une telle résolution présente un intérêt majeur. Le choix d'observer des IRT en phase de décélération est donc apparu comme naturel. Les expériences sur le LULI2000 ayant fourni de nombreux résultats, nous avons confiance dans notre maîtrise des cibles avec mousse et des résultats pouvant être obtenus. De plus, l'observation des champignons d'instabilité n'avait pas été possible lors de ces expériences à cause d'un manque de résolution spatiale. Du point de vue de l'étude de l'IRT, l'expérience SACLA avait donc pour objectif naturel l'observation de la phase fortement non-linéaire de l'instabilité.

Nous verrons dans cette section que nous sommes allés plus loin et avons atteint ce qui semble potentiellement être la phase turbulente de l'IRT. Sa caractérisation expérimentale, qui sera la principale thématique de cette partie, jusqu'à une échelle microscopique est inédite en HDE. Cette expérience ouvre tout un pan de possibilités d'études expérimentales.

Tout comme les sections précédentes, nous allons diviser celle-ci en quatre parties : les objectifs, l'expérience, l'analyse des résultats, et nos conclusions. Il n'y aura que peu de simulations dans ce sous-chapitre, nous en donnerons les raisons dans la partie 4.3.3.1.

4.3.1 Objectifs et préparation

Par les quelques lignes précédentes, nous avons donné l'objectif principal de l'expérience effectuée sur SACLA : obtenir des résultats de radiographie X d'un plasma en mouvement en utilisant un cristal de LiF comme détecteur. Cet objectif a été rempli dès le premier tir expérimental (moyennant le temps nécessaire pour lire le LiF), il restait alors plus de 50 tirs pour explorer des domaines nécessitant une haute résolution spatiale. L'étude des différents stades non-linéaires de l'IRT peut grandement bénéficier d'une telle résolution, notamment pour la caractérisation de la morphologie des doigts d'instabilité ou des instabilités secondaires (têtes des champignons).

Afin d'atteindre de telles étapes du développement de l'IRT, il est nécessaire de favoriser la croissance de l'instabilité et donc la décélération de l'interface instable. Une autre approche possible est d'attendre l'évolution aux temps longs, mais celle-ci est difficile dans nos modèles d'expériences (perte de contraste due à la détente du poussoir, destruction de la cible, nécessité d'un grand champ de vision pour que l'interface soit toujours visible...). Afin d'accroître la décélération de l'interface nous avons encore eu recours à des mousses comme milieu extérieur. Cette expérience se situe donc dans la lignée des expériences effectuées sur le LULI2000, présentées dans le chapitre 4.2. Cela nous a permis de baser notre étude sur les connaissances acquises tant en matière de conception des cibles, que de procédés expérimentaux.

Bien entendu, il existe de nombreuses différences entre l'installation laser LULI2000 et le XFEL SACLA. Celles-ci ont été données dans le chapitre 3.1. La différence la plus importante concerne les paramètres du laser utilisé, qui sur SACLA délivrait 20 J en 4,5 ns sur une tâche focale de 250 μm de diamètre. Cela revient à une intensité sur cible de $9,1 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ soit moins de 5 % de l'intensité sur LULI2000 ($1,9 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$). Il a donc été nécessaire d'adapter les cibles à cette installation. Pour ce faire nous avons, comme pour chacune des autres expériences, procédé à des simulations de dimensionnement.

Le modèle de cible finalement retenu, pour cette expérience, comporte : un ablateur de 10 μm (C_8H_8), un poussoir de 40 μm ($\text{C}_8\text{H}_7\text{Br}$) modulé, et une mousse de 100 mg.cm^{-3} . Nous pouvons constater l'absence de couche d'or (bouclier) sur cette composition de cible. Ce choix a plusieurs origines. Tout d'abord l'utilité du bouclier comme protection anti-préchauffage est faible pour les cibles avec mousse surtout si l'intensité du laser est aussi basse. Si nous reprenons la formule de la température au front d'ablation, page 23, nous nous rendons compte qu'un facteur d'intensité laser 20 fois inférieur entraîne une diminution de cette température d'un facteur supérieur à 7. En conséquence, cela diminuera les émissions du plasma de couronne. La simulation MULTI présentée sur la figure 4.64 illustre ce point. Sur celle-ci, l'évolution temporelle de la température électronique de la mousse dans une configuration sans couche d'or est tracée. Comme nous nous en doutions cette température ne varie pas avant l'arrivée du choc. Dans ce cas-ci, l'or est donc inutile pour protéger la mousse d'un préchauffage. Par ailleurs le faible rayonnement X de la couronne ne perturbera pas non plus notre diagnostic. En effet celui-ci utilise un XFEL comme source de rayons X. Le nombre de photons produit par cette source est extrêmement important environ 8

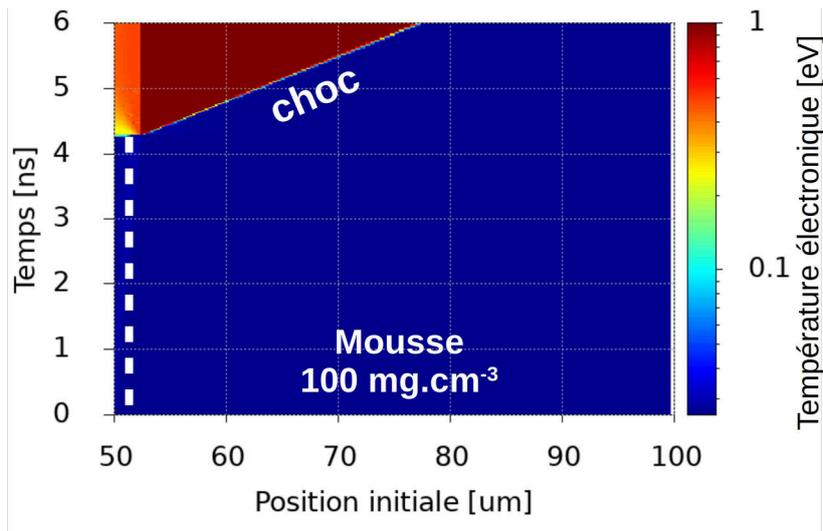


FIGURE 4.64 – Simulation MULTI de l'évolution de la température électronique dans les conditions SACLA ($6,4 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, 4 ns, cible sans or). Aucun préchauffage n'est constaté.

ordres de grandeur au-dessus de nos sources picosecondes au LULI2000. Le bruit de fond produit par la couronne, qui sur le laser LULI2000 est de l'ordre voire supérieur au signal, sera donc ici négligeable.

De plus le bouclier serait une gêne d'un point de vue dynamique. En effet, il représente une masse supplémentaire à mettre en mouvement, une partie de l'énergie du choc y est perdue. Il ne serait donc pas avantageux de le garder, d'autant plus que les vitesses de choc atteintes sont faibles (du fait de l'énergie laser). Nous remarquerons aussi que malgré l'absence de cette couche, le choc met près de 4 ns, soit la durée du plateau laser, pour déboucher dans la mousse.

Une dernière différence avec les cibles employées sur le LULI2000 est la modulation. Ici aussi nous utilisons des modulations mono et bi-mode, cependant il serait absurde de garder exactement les mêmes modulations compte tenu du diamètre de la tâche focale ($250 \mu\text{m}$). Elle est en effet deux fois plus petite qu'au LULI2000 et ne pourrait donc mettre en mouvement qu'un à deux pics (longueur d'onde de $120 \mu\text{m}$). C'est pourquoi nous avons réduit la longueur d'onde en la faisant passer à $40 \mu\text{m}$ pour le mono-mode et 15 et $40 \mu\text{m}$ pour le bi-mode. Nous avons bien entendu adapté l'amplitude initiale en la faisant passer à $4 \mu\text{m}$ (limitée par les procédés de fabrication). Dans ces conditions nous devrions pouvoir mettre en mouvement cinq à six pics d'IRT. Nous pouvons nous permettre de faire ces changements en raison de la résolution micrométrique attendue de notre diagnostic, ce qui n'aurait pas été possible au LULI.

Afin d'observer, l'évolution de notre système nous avons, là aussi, eu recours uniquement à un diagnostic de radiographie X. Celui-ci était constitué du faisceau XFEL collimaté (7 keV, 8 fs), servant de source X, et d'un cristal de LiF située à environ 11 cm. Afin d'assurer un contraste de radiographie suffisant nous avons utilisé la plus basse l'énergie photonique possible pour un faisceau XFEL de bonne qualité, soit 7 keV sur SACLA. Tout comme au LULI2000, ce diagnostic est utilisé dans l'axe transverse permettant de voir les modulations. Par contre la disposition globale de la cible est différente : elle est disposée verticalement, le faisceau nanoseconde arrive du bas (et non dans le plan équatorial comme sur LULI2000 ou GEKKO XII), et la radiographie s'effectue donc dans le plan horizontal (et non selon l'axe bas haut). Le schéma (figure 4.65) en donne la géométrie. Du fait de la collimation du faisceau de rayons X, qui possède alors un diamètre à mi-hauteur de 1 mm, le grandissement du diagnostic de radiographie est de 1 et il n'y a pas de limite de résolution spatiale imposée par cette géométrie, mis à part celle liée à la longueur d'onde de ce rayonnement (0,2 nm). Cette résolution ne sera pas non plus détériorée par le floutage temporel, car la durée du faisceau de rayons X est extrêmement courte. Le floutage serait au maximum de 160 pm pour un élément allant à 20 km.s^{-1} . Elle sera donc directement liée à notre détecteur, le cristal de LiF.

La collimation du XFEL implique que seule une petite partie du cristal de LiF est éclairée lors de la radiographie (disque d'environ 1 mm de diamètre sur un cristal de 2 cm de diamètre). Le haut taux de répétition de cette installation nous a permis de réaliser de multiples radiographies un utilisant le même cristal, en modifiant sa position entre chaque tir. Pour ce faire, plusieurs cibles (jusqu'à 10) étaient mises en chambre en même temps, toutes étant accrochées à un même porte cible, plusieurs plaques à trous décalés spatialement, contrôlé par des moteurs

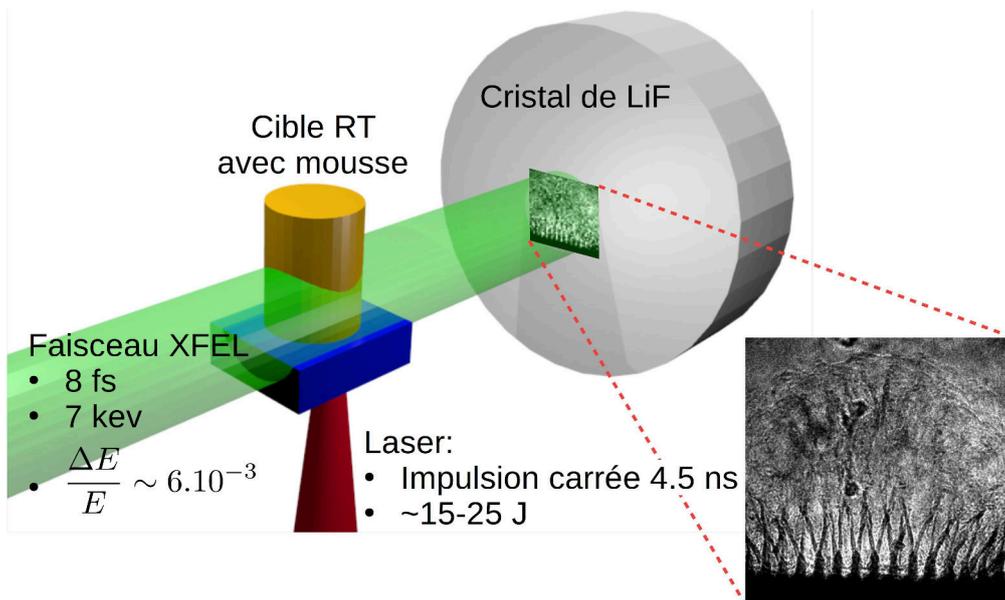


FIGURE 4.65 – Représentation schématique du dispositif expérimental sur SACLA. Le laser qui ablate la cible arrive selon une direction bas-haut. Le faisceau XFEL arrive latéralement sur la cible et permet de radiographier l'IRT, à l'aide d'un cristal de LiF comme détecteur.

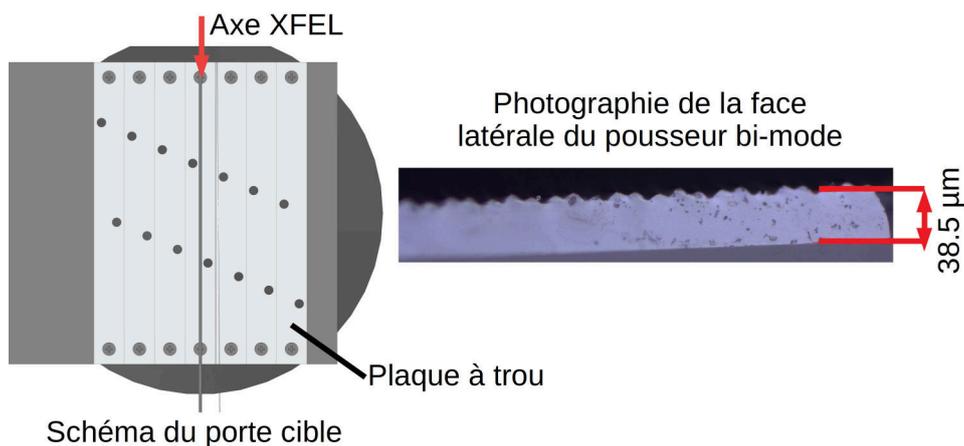


FIGURE 4.66 – Schéma du porte cible utilisé sur SACLA : une série de plaques à trous décalées spatialement dont la position est contrôlée par des moteurs non représentés. Photographie de la tranche d'un poussoir bi-mode. La forme de la modulation peut être observée.

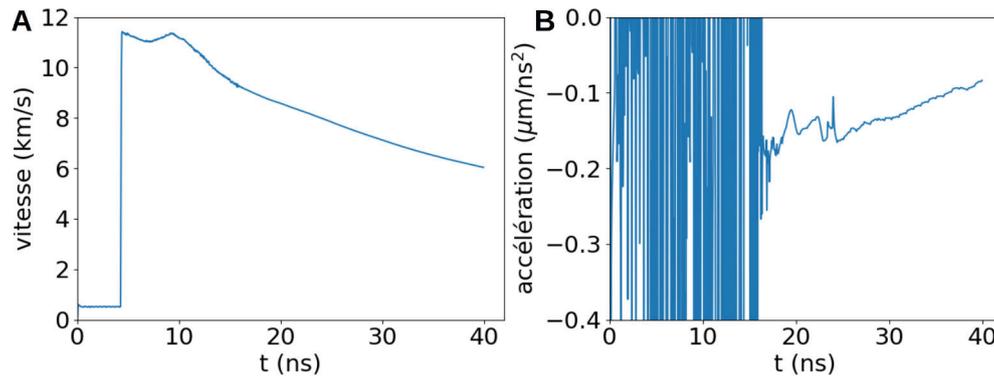


FIGURE 4.67 – Évolution temporelle de la vitesse (A) et de l'accélération (B) de l'interface d'intérêt dans les conditions SACLA ($6,4 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ après abattement de 30 %, 4 ns, cible sans or) d'après une simulation MULTI.

(cf. figure 4.66). La position du LiF était elle-aussi motorisée. Cela nous a permis de changer de cible et de position sur le détecteur (vu que le LiF nécessite une lecture a posteriori, pas en temps réel) sans rouvrir la chambre expérimentale entre chaque tir.

Un avantage de cette plateforme de radiographie, outre sa résolution, est la possibilité de réaliser des images de référence de la cible avant chaque tir laser. Pour cela, il nous suffit de réaliser une première radiographie du système non soumis à l'impulsion du laser nanoseconde, avant de déplacer le LiF et de procéder au tir laser. Tout comme sur le LULI2000, nous ne disposons ici que d'un seul diagnostic sur tir qui ne produit qu'une seule image à un instant donné. À chaque image de plasma en mouvement correspond donc une cible différente. Il nous est donc nécessaire de procéder à de nombreuses radiographies d'un même type de cible afin d'en reconstituer la dynamique.

Après sa mise en mouvement par le passage du choc, l'interface entre pousueur et mousse va naturellement décélérer, comme nous l'avons vu dans la section 4.2. Cette décélération va entraîner la croissance de l'IRT. La figure 4.67 représente l'évolution de la vitesse et de l'accélération de l'interface au cours du temps, selon la simulation MULTI précédente. La vitesse simulée a un profil plus complexe que l'ensemble des cas d'étude précédents. Après une accélération initiale due au passage du choc (à 4 ns), l'interface décélère tout comme sur le LULI2000. Cette première décélération ne dure pas, puisque l'interface est re-accélééré à partir de 7 ns et se remet à ralentir à partir de 9 ns, qui est l'instant auquel une onde de raréfaction, provenant de la face avant de la cible, atteint l'interface. Aux alentours de 14 ns, il y a un point d'inflexion de vitesse au-delà duquel l'interface se remet à décélérer normalement (voir partie B de la figure). Nous n'expliquons pas la partie ré-accélération lente et étendue dans le temps de l'interface. Si elle avait été liée à une quelconque onde que ce soit de raréfaction ou de compression, elle aurait été abrupte, or ce n'est pas le cas ici. D'après nos simulations, elle est due à une série de faibles ondes de compression relâchées lors de la propagation de l'onde de raréfaction, qui a été créée au passage du choc à l'interface. Cette onde interagit avec des zones de surpression qui la font ralentir créant ainsi des ondes de compression. Nous ne rentrerons pas plus dans les détails mais précisons quand même qu'il est probable que tout cela soit dû à des artefacts du code. En effet, les différents milieux y sont, dès l'instant initial, sous forme de plasma hors équilibre mécanique (pas d'égalité des pressions). Des ondes de raréfactions artificielles se retrouvent lancées dans le pousueur (l'élément le plus dense) et interagissent avec le choc créé par laser, générant ainsi de nombreuses autres ondes. Nous pensons que cela est une cause de nos observations. En temps normal (pour des intensités lasers plus importantes), ces effets sont négligeables, nous ne les avons pas observés sur nos autres simulations.

Ce qui nous intéresse dans le cadre d'une étude sur l'IRT, c'est la courbe d'accélération. Celle-ci est très bruitée avant 14 ns, elle oscille plusieurs fois entre des valeurs négatives et positives, et ne peut être réellement utilisée comme base d'étude. Nous pouvons néanmoins estimer un taux de croissance linéaire de l'instabilité. Considérons que la décélération est d'environ $0,15 \mu\text{m.ns}^{-2}$, comme cela est le cas entre 20 et 30 ns. Aux mêmes instants le nombre d'Atwood est de 0,58 d'après cette simulation. Cela couplé avec une longueur d'onde de $40 \mu\text{m}$, nous donne un taux de croissance de l'instabilité de $0,12 \text{ ns}^{-1}$. Ce qui est comparable aux taux de croissances que nous avons obtenus à l'aide de simulations MUTLI pour les expériences avec mousse sur LULI2000 (cf. figure 4.23). Nous en déduisons donc que l'instabilité devrait croître suffisamment pour pouvoir être observable (comme dans l'expérience décrite précédemment).

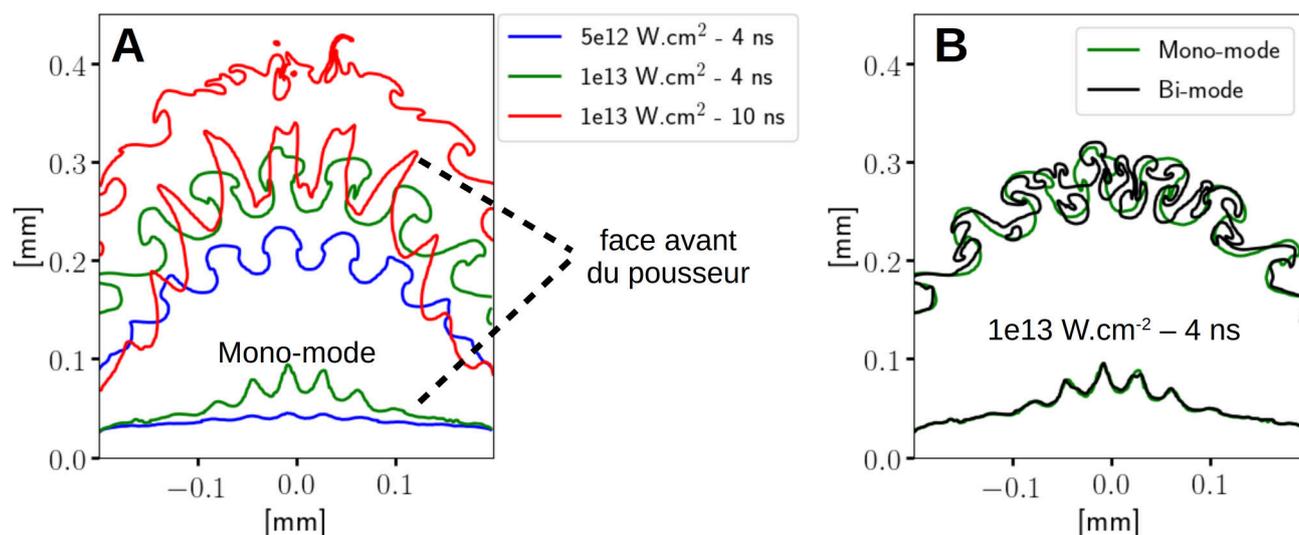


FIGURE 4.68 – Simulations FLASH montrant la morphologie de l'interface 30 ns après tir laser pour différentes conditions laser (A) ou modulation de cible (B) se rapportant à l'expérience SACLA (cible : C_8H_8 10 μm / C_8H_7Br 40 μm / mousse 100 $mg.cm^{-3}$).

Comme à notre habitude, nous avons aussi effectué quelques simulations FLASH afin de nous faire une idée plus précise sur la croissance de l'instabilité. Dans un premier temps nous avons eu recours, en simulation, à une intensité laser de $1 \times 10^{13} W.cm^{-2}$ qui correspondait à 50 % de l'intensité laser initialement prévue, la tâche focale devant être plus petite et l'impulsion légèrement plus courte. Avec celle-ci, nous avons réalisé des simulations avec des cibles mono-modes et bi-modes et une impulsion de 4 ns, ainsi qu'une simulation d'un mono-mode avec une impulsion de 10 ns, qui est une autre durée d'impulsion possible pour le laser de SACLA. La figure 4.68 donne la morphologie du pousseur après 30 ns d'évolution pour ces différents cas. Sur cette figure apparaît aussi les résultats d'une simulation ne présentant que la moitié de l'intensité laser $5 \times 10^{12} W.cm^{-2}$ en 4 ns et conservant tous les autres paramètres. Nous l'avons effectué dans le cas où les paramètres lasers ne correspondent pas à nos attentes, et elle s'est révélée être la plus proche des conditions expérimentales.

Cette figure illustre bien la raison du choix d'une durée d'impulsion laser de 4 ns. En effet dans le cas d'une impulsion de 10 ns, nous observons une interface certes perturbée mais pas d'IRT à proprement parler. Cela est dû au fait que le laser continue à fournir de l'énergie bien après que le choc ait débouché dans la mousse. La modulation du pousseur, initialement présente, se retrouve aplatie par la pression fournie par le laser (le pousseur s'écrase et fait moins de 10 μm d'épaisseur à la fin de l'impulsion laser). Il y a alors perte de contrôle sur la modulation se développant, qui ici est sûrement due au maillage de la simulation. Nous avons donc choisi de ne pas utiliser l'impulsion de 10 μm .

Les autres cas, qui utilisent tous une impulsion plus courte, présentent une morphologie d'interface somme toute classique. L'IRT s'est développée et a atteint une phase non-linéaire dans l'ensemble de ces cas, quoique faiblement pour l'intensité la plus faible. Comme nous pouvions nous y attendre, l'interface est plus avancée et l'instabilité davantage développée pour les intensités plus élevées. Le bi-mode semble croître à un rythme comparable au mono-mode.

Suite à ces simulations nous avons la certitude de pouvoir observer le développement de l'IRT, à condition que notre diagnostic fonctionne. Nous pensons aussi pouvoir imager sa phase non-linéaire et espérons obtenir plus de détails sur la morphologie des têtes de champignons.

4.3.2 Résultats expérimentaux

Sans plus tarder, passons à la présentation des résultats de cette expérience. Et voyons, dans un premier temps, la mesure des limites de résolution de notre système. La figure 4.69, nous montre les résultats de la radiographie d'une grille en nickel de 400 lignes par pouce (A), ainsi que ceux d'une cible mono-mode n'ayant pas encore subi d'ablation laser (B), c'est la radiographie de référence pour cette cible. Sur la radiographie de la grille, nous remarquons la présence de franges, dues à un contraste de phase par propagation (cf. chapitre 3.3.3.4). Sa longueur

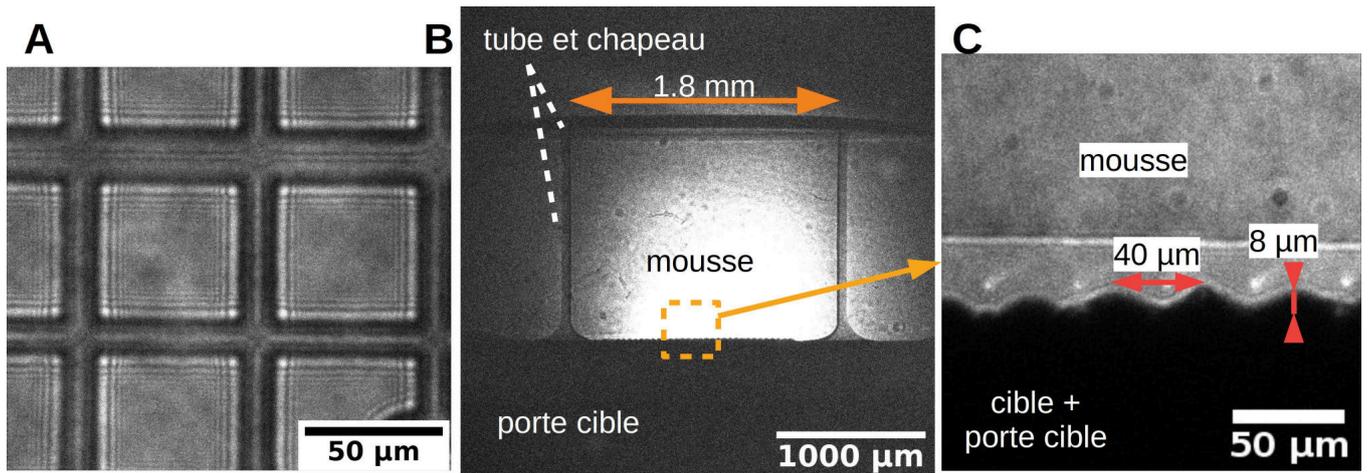


FIGURE 4.69 – Radiographies expérimentales d'une grille de cuivre 400 lignes par pouce (A), d'une cible avant tir dans son ensemble (B) et d'un zoom sur la modulation du pousseur (C).

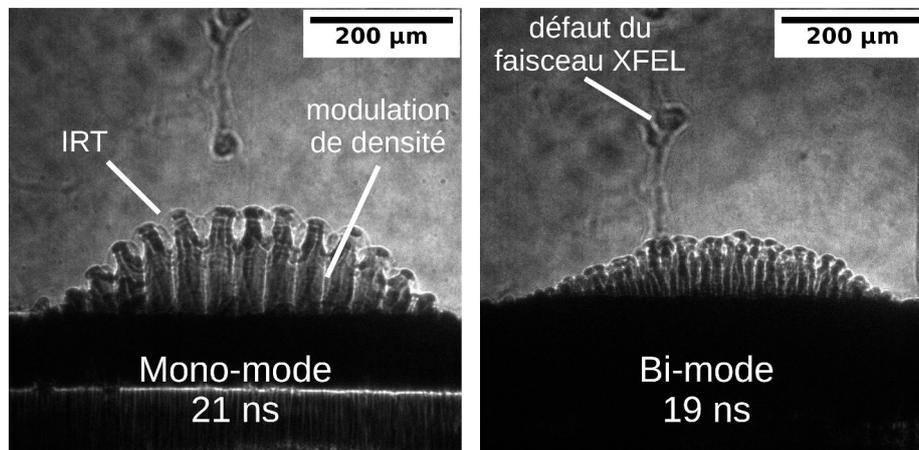


FIGURE 4.70 – Exemples de radiographies expérimentales (données brutes) obtenues à SACLA environ 20 ns après tir laser, pour un cas mono-mode et un cas bi-mode.

d'onde d'environ $0,8 \mu\text{m}$ contraint notre résolution. La radiographie de la cible nous montre à la fois un champ de vision large ($>1 \text{ mm}$) et une résolution élevée. Sur ces images nous pouvons voir : le tube rempli de mousse, qui comporte ici un bouchon afin d'empêcher tout problème de chute de mousse ; le porte cible opaque sur lequel se trouve la cible modulée. Nous pouvons clairement distinguer la modulation et même une légère rétraction de la mousse (ligne claire) pour le cas présenté ici.

Voyons maintenant ce que donne notre diagnostic lorsque confronté à un plasma en expansion. La figure 4.70 montre les radiographies d'une cible mono-mode et d'une cible bi-mode prises respectivement 21 et 19 ns après tir laser (renormalisation des temps à une énergie de 20 J). Sur celles-ci nous reconnaissons très clairement le pousseur en expansion dans la mousse et observons la croissance de la modulation de l'interface (IRT). Nous venons donc de remplir l'objectif principal de cette expérience.

Penchons-nous maintenant un peu plus sur le détail de ces radiographies. Hors de la zone où le pousseur s'étend nous observons des inhomogénéités de l'intensité lumineuse reçue, notamment une structure allongée et ce qui semble être des anneaux de diffractions. Ces structures sont directement liées au faisceau XFEL, ce sont des défauts existant déjà sur le faisceau nu (cf. figure 3.3). Ils n'ont donc rien à voir avec la cible. Nous constatons aussi que les images ne sont pas soumises à des sur-intensités, comme cela a pu être le cas sur le LULI2000. Nous n'emploierons donc pas les techniques de post-traitement utilisées dans le chapitre précédent (filtre spatial, soustraction du fond local). Du point de vue détente du pousseur et croissance de l'instabilité, nous observons plus de détails que sur le LULI2000. Dans le cas mono-mode, les doigts d'instabilités sont larges et on aperçoit

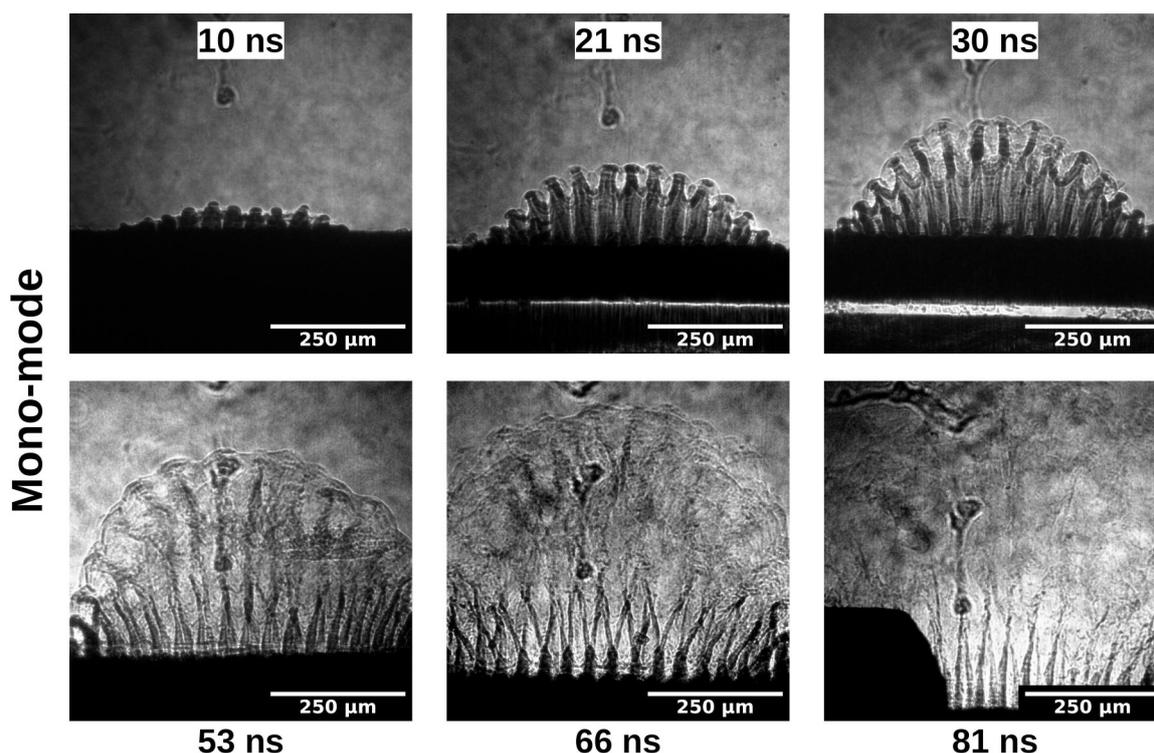


FIGURE 4.71 – Exemple de dynamiques d'évolution des cibles mono-modes sur SACLA. Les temps marqués sur cette figure ont subi une renormalisation tenant compte de l'énergie laser mesurée sur tir. La partie noire sur le tir 81 ns est due à un objet hors du plan de la cible et n'influe en rien la dynamique.

des structures fines s'étirant latéralement autour de leur extrémité. Dans le cas bi-mode, l'instabilité ne semble que peu développée. Une compétition semble avoir lieu entre les différents modes et il en résulte une longueur d'onde apparente de $10\ \mu\text{m}$, qui n'existait normalement pas à l'état initial. Le contraste de phase met en évidence tous ces détails, qui sans lui auraient été difficilement visibles. Il met aussi en avant les variations de densités au sein du pousseur qui se détend. Ainsi nous voyons des lignes blanches dans l'axe des bulles d'IRT, qui correspondent à de fortes variations d'indice optique dues à des fluctuations brusques de densité. Celles-ci sont formées lors des allers-retours des ondes de compressions et de raréfaction dans le pousseur. De la même façon nous observons une stratification de la densité du pousseur. Nous signalerons qu'une seconde façon d'interpréter ces lignes est de considérer qu'elles ne sont pas dues à des variations de densité mais à une différence de distance d'intégration dans le pousseur, notamment si nous considérons les modulations dirigées dans notre direction. Une façon de le visualiser est d'imaginer que le pousseur que nous observons sur la simulation mono-mode présente une symétrie cylindrique d'axe correspondant à la base de la cible, ceci n'est bien entendu pas le cas. Si maintenant nous considérons sa densité uniforme et que nous la projetons selon l'axe de notre diagnostic nous verrons des bandes de sur-densité dans l'axe des pics d'IRT. Pour vérifier cette hypothèse il serait nécessaire de réaliser une simulation 3D pour observer la courbure des pics dans le cas présent, et il faudrait la post-traiter en tenant compte des effets de contraste de phase. Nous n'avons malheureusement pas pu réaliser la simulation. L'effectuer constituerait un axe d'étude complémentaire à nos observations et aurait un grand intérêt pour ce qui est de l'exacte compréhension de nos résultats.

Maintenant que nous avons vu la forme typique que revêtent nos radiographies, nous allons reconstituer la dynamique des deux systèmes (mono-mode et bi-mode) à partir de différentes radiographies. La figure 4.71 retrace la dynamique d'évolution de cibles monomode sur 75 ns, ou 81 ns après renormalisation des temps ($E_0^{1/3}$ avec E_0 l'énergie laser). Sur cette dynamique, nous observons la croissance de l'IRT de son stade linéaire (10 ns), à fortement non-linéaire (53 ns), voire turbulent (81 ns). Dans un premier temps, l'IRT évolue de façon classique, en comparaison avec nos expériences sur le LULI2000, elle croît sans réelle déformation. Dès 21 ns, nous observons les premiers signes de non-linéarité, l'extrémité des pics s'élargit légèrement et de la matière s'échappe latéralement pour commencer à former des champignons d'instabilité. À 30 ns, ces phénomènes se sont amplifiés et donnent

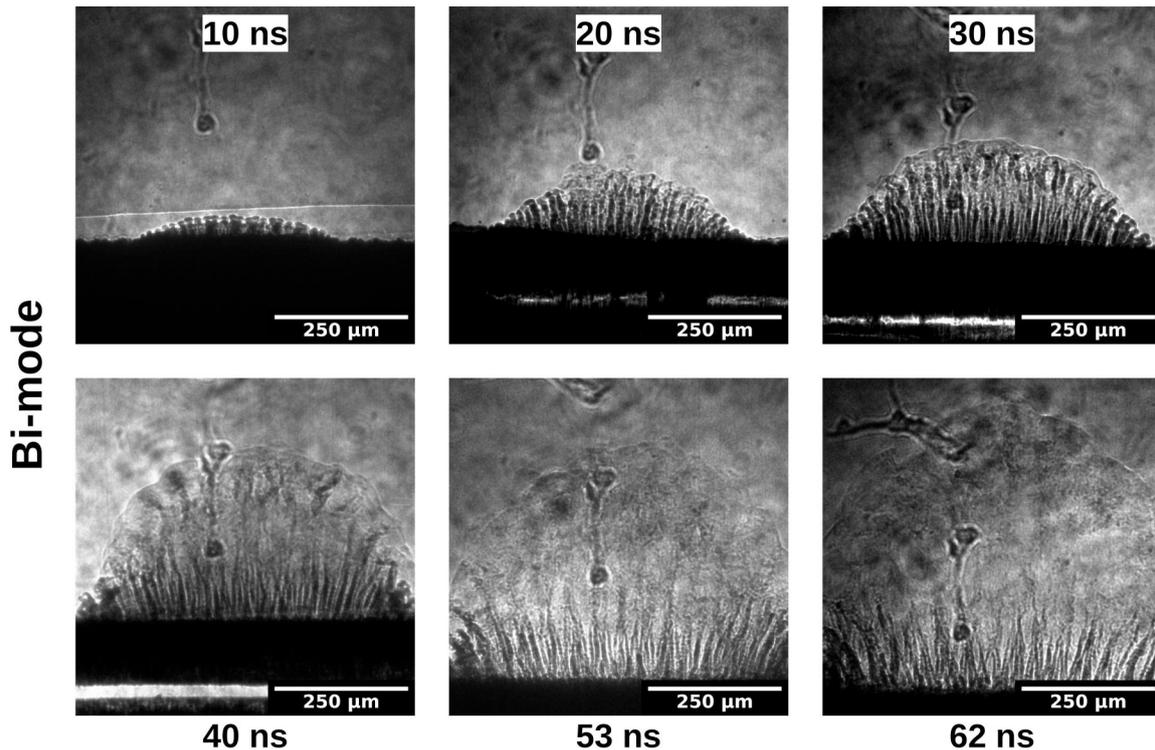


FIGURE 4.72 – Exemple de dynamiques d'évolution des cibles bi-modes sur SACLA. Les temps marqués sur cette figure ont subi une renormalisation tenant compte de l'énergie laser mesurée sur tir.

une forme marquée aux champignons. Un zoom sur leur extrémité nous montre que la partie centrale semble se creuser et que de la matière s'échappe sous forme de bandes étroites sur les côtés des pics (formant les champignons). Sur cette image les chapeaux des champignons ne s'enroulent pas et ne forment donc pas les tourbillons caractéristiques de l'IKH. Ils ne longent pas non plus les pics et revêtent une forme plus large. Celle-ci peut nous rappeler les images de radiographie synthétique que nous avons produites pour l'étude des expériences sur LULI2000. L'expérience sur SACLA remplit donc son rôle, en dévoilant des détails sur la morphologie des champignons d'IRT que nous n'avions pas pu observer sur le LULI2000 (leur extrémité y apparaissait comme une zone diffuse). À 53 ns, la structure de l'instabilité peut encore être devinée, mais elle se superpose avec de nombreuses structures de densité de petite échelle. Nous pouvons y voir une conséquence du mélange des filaments du pousseur avec la mousse choquée, ainsi que les prémices de la turbulence. Cela devient clair à 66 ns et encore plus accentué à 81 ns. La structure du pousseur disparaît entièrement et de nombreuses volutes apparaissent. Une phase turbulente semble donc avoir été atteinte. Nous reviendrons sur son analyse dans la partie suivante.

La figure 4.72, quant à elle, montre l'évolution de cibles bi-modes sur 62 ns après renormalisation temporelle (ou 60 avant). Bien entendu, nous retrouvons sur cette dynamique les différentes phases d'évolution observées précédemment. À 10 ns, l'instabilité est dans sa phase linéaire. Les pics d'instabilités les plus proches semblent diverger les uns des autres. Cela est dû à leur répartition non uniforme liée à la présence de deux modes de modulation. Nous remarquerons que l'extrémité des pics semblent légèrement élargie. À 20 ns, les phénomènes non-linéaires commencent à se faire ressentir. La densité de pic est alors suffisamment forte pour qu'ils soient obligés d'interagir lors de leur développement. Certains se retrouvent collés entre eux, d'autres s'éloignent, ou encore se retrouvent bloqués par leurs voisins se rejoignant en amont. Cette situation apparaît comme une compétition entre les doigts d'instabilité. La situation est tout aussi complexe à 30 ns. Nous remarquerons néanmoins l'apparition de structures en forme de Y rappelant celle des expériences précédentes. Ces structures, plus larges que pour les temps précédents, peuvent être le résultat de fusion (ou de rapprochement) extrême entre pics. À partir de 40 ns et jusqu'à la fin de nos observations la structure du pousseur s'efface (nous pouvons encore la deviner à 40 ns) et laisse place à des volutes de densité. Nous retrouvons la phase turbulente vue pour le mono-mode.

Ces deux dynamiques retracent donc l'évolutions de l'IRT de sa phase initiale, linéaire, à son ultime état, semblant turbulent. Cette expérience remplit donc l'ensemble de ses objectifs initiaux et les dépasse même. D'une part elle produit des radiographies de haute résolution et des images de plasma en mouvement à l'aide du LiF. D'autre part, elle permet d'observer l'évolution de l'IRT et d'en voir des détails qui ne pouvaient l'être sur nos autres expériences, notamment sur l'extrémités des champignons. Enfin l'observation d'une phase semblant turbulente était inattendue et dépasse nos objectifs.

Avant de passer à l'analyse de ces résultats et plus particulièrement de la phase turbulente, nous souhaitons revenir sur les deux évolutions présentées (figure 4.71 et 4.72) afin de nous intéresser non pas à l'instabilité, mais aux structures apparaissant dans le pousseur. Celles-ci existent et présentent une évolution comparable pour les deux types de cibles, mais quelques différences peuvent être observées. Commençons la description des grandes phases de leur évolution. Aux temps courts, des traits clairs existent dans l'axe des bulles. Ils correspondent vraisemblablement à des zones localisées de sous-densité dans le pousseur, dues à l'onde de raréfaction réfléchi. Nous pouvons remarquer, qu'au fur et à mesure de l'évolution, ces traits s'élargissent, ou plutôt que des ondes de raréfactions en partent et se propagent dans les bandes sombres se trouvant dans l'axe des pics. Cela est particulièrement visible sur les cibles mono-modes, où la largeur des structures (correspondant à la longueur d'onde de modulation) permet une visualisation plus aisée. Ainsi à 21 ns, nous observons une gradation latérale d'absorption dans ce qui correspondait aux bandes sombres. Il en résulte les structures observées à 30 ns : les bandes sombres y sont étroites, et les traits blancs ont disparu laissant place à de larges bandes claires, des zones de faible densité assez uniformes. Cela va dans le sens d'une structuration du pousseur par la propagation de multiples ondes de raréfaction.

Aux temps longs, nous observons des structures sombres et nettes à la base de la cible. Elles ont une forme en V. Nous remarquerons que leur périodicité est consistante avec celle de la modulation de l'interface. Elles sont donc plus nombreuses dans le cas bi-mode. Par ailleurs ces structures semblent relativement stables dans le temps, nous les retrouvons encore après 80 ns, et elles s'allongent. L'intersection entre les V passe d'une distance de 160 μm à 66 ns à 190 μm à 81 ns dans le cas bi-mode. Nous pensons que c'est une conséquence du phénomène décrit précédemment, à savoir aux ondes de raréfaction latérales homogénéisant le milieu. Cela expliquerait leur forme en V, ondes se croisant, et la conservation de la périodicité de l'interface, car elles sont produites avec cette périodicité. Une seconde interprétation possible est qu'elles sont dues à la modulation du pousseur selon l'axe de visée. Elle correspondrait alors soit à la sur-épaisseur du pousseur due à l'IRT (projection 3D décrite précédemment), soit à la mise en mouvement des matériaux du pousseur en bord de tâche focale qui présenterait alors une densité proche de celle du pousseur (la faible intensité laser sur les bords implique une faible vitesse et donc une détente réduite). Ces possibilités n'expliquent néanmoins pas la forme de V. Nous ne les avons donc pas retenues. Une dernière explication possible serait que ces zones soient liées aux points chauds du laser, que nous savons larges lors de cette expérience. Cependant cela n'expliquerait pas la périodicité de la structure ni sa concordance avec celle de la modulation utilisée, ce qui rend cette option invraisemblable.

Nous concluons donc que les zones de fortes et faibles intensités, se trouvant dans le pousseur, sont liées à sa structuration par la propagation d'ondes de raréfaction. Celles-ci trouvent leur origine dans les canaux de sous-densité créés par une onde de raréfaction modulée générée lors de l'interaction du choc initial avec l'interface. Nous avons déjà signalé ce genre de structure lors des expériences précédentes que nous avons présentées. Ici nous avons la preuve formelle qu'elles ne sont pas dues à la couche d'or (hypothèse que nous avons réfutée) puisque celle-ci n'existe pas dans les cibles utilisées sur SACLA. Nous remarquerons néanmoins que le motif est inversé par rapport aux expériences sur LULI2000 (sur-densité dans l'axe des pics et non dans celui des bulles). Cela peut provenir de l'intensité plus faible du laser utilisée, l'onde de choc ayant moins d'énergie elle fera moins d'allers-retours dans le pousseur, ou à l'absence de couche d'or. En effet, l'onde de raréfaction provenant de l'interface modulée n'arrive plus sur une interface avec une augmentation de densité (couche d'or) mais sur le CH ayant donc une densité plus faible : une onde de compression réfléchi se déplaçant vers la mousse n'est donc pas générée, mais une onde de raréfaction. La logique présentée précédemment (page 138) et les effets résultants se retrouveront donc inversés.

4.3.3 Analyse : IRT et turbulence

Maintenant que nous avons décrit l'ensemble de nos résultats expérimentaux et mis en avant les ressemblances et différences (phase turbulente) avec les résultats des autres expériences précédente sur LULI2000, nous allons passer à l'analyse. Nous pourrions dérouler de nouveau une analyse purement centrée sur la croissance de l'instabilité, cela reviendrait alors effectuer de nouveau les étapes du chapitre 4.2.3, ce qui en soit ne présente qu'un

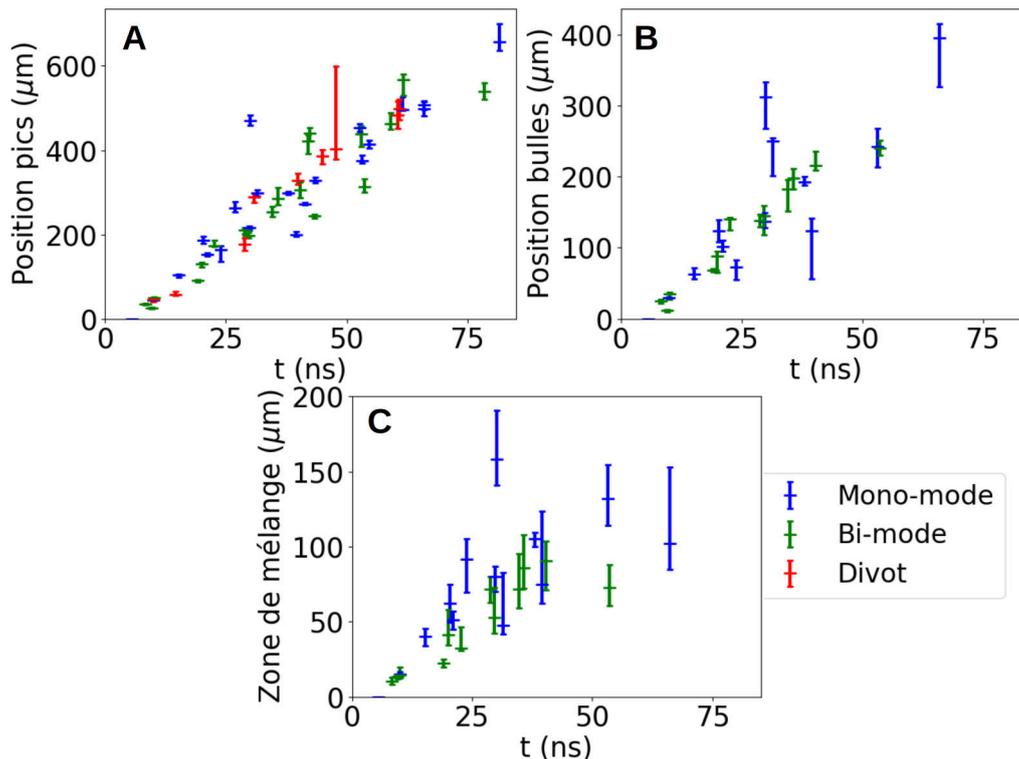


FIGURE 4.73 – Évolution temporelle de la position des pics (A) et des bulles (B), ainsi que la taille de la zone de mélange (C) associée, sur l'ensemble des données expérimentales obtenues lors de l'expérience SACLA. En l'absence de modulation visible (cibles divot ou modulée en phase turbulente) la position de l'extrémité de la zone perturbée est assimilée à une position de pic.

intérêt limité. De plus cela ne nous permettrait pas de gagner des informations sur la phase semblant turbulente, qui est sûrement la partie la plus originale des données que nous avons acquises.

Nous séparerons donc notre analyse en deux parties. Dans un premier temps, nous observerons le mouvement de l'interface, et comparerons la croissance de l'IRT aux simulations FLASH afin de prolonger l'étude du chapitre 4.2.3. Nous ne développerons pas outre mesure cette partie. Dans un second temps nous nous concentrerons sur la phase ressemblant à de la turbulence. Nous expliquerons nos méthodes d'analyse, les limites qu'elles présentent, nos résultats et notre interprétation.

4.3.3.1 La croissance de l'IRT

Commençons donc par étudier la croissance de l'IRT. Pour cela nous allons procéder comme lors de l'analyse des tirs avec mousse de la section précédente en repérant la position des pics et des bulles d'instabilité au cours du temps. Lors de cette expérience nous ne disposions que de deux types de cibles modulées différentes : des cibles mono-mode présentant une modulation de $40\ \mu\text{m}$, et des cibles bi-modes présentant des modulations de 5 et $40\ \mu\text{m}$. À ces données nous ajoutons les résultats de cibles que nous appellerons "divot". Ce sont des cibles différentes de l'ensemble des autres cibles considérées. Elles se composent : d'un ablateur de plastique de $8\ \mu\text{m}$ (contre $10\ \mu\text{m}$ pour les cibles modulées), d'un poussoir de plastique iodé (et non bromé) d'une épaisseur de $34 \pm 4\ \mu\text{m}$ (contre $40\ \mu\text{m}$) et d'une densité de $1,65\ \text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ (contre $1,4\ \text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$); et d'un aérogel de plastique pur (CH_2 et non $\text{C}_{15}\text{H}_{1204}$) de $\sim 40\ \text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ (contre $100\ \text{mg}\cdot\text{cm}^{-3}$) fortement uniforme présentant des pores de taille inférieure à $5\ \mu\text{m}$. Ces cibles n'ont pas de modulation du poussoir mais seulement un creux de $40\ \mu\text{m}$ de diamètre et $5\ \mu\text{m}$ de profondeur, qui devait servir à la formation d'un pic unique d'IRT, que nous n'avons pas observé. Ces cibles "divot" nous ont été fournies par General Atomic, un autre fabricant de cible, dans le cadre d'une collaboration avec M. Manuel, l'un de leur chercheur. Nous n'utiliserons les données liées à ces cibles que comme référence (cible non modulée).

La figure 4.73 montre l'évolution des pics, des bulles et de la zone de mélange telle que mesurée en expérience sur les trois types de cible (mono-mode, bi-mode et divot). Sur les cibles divot nous n'avons pas pu observer la

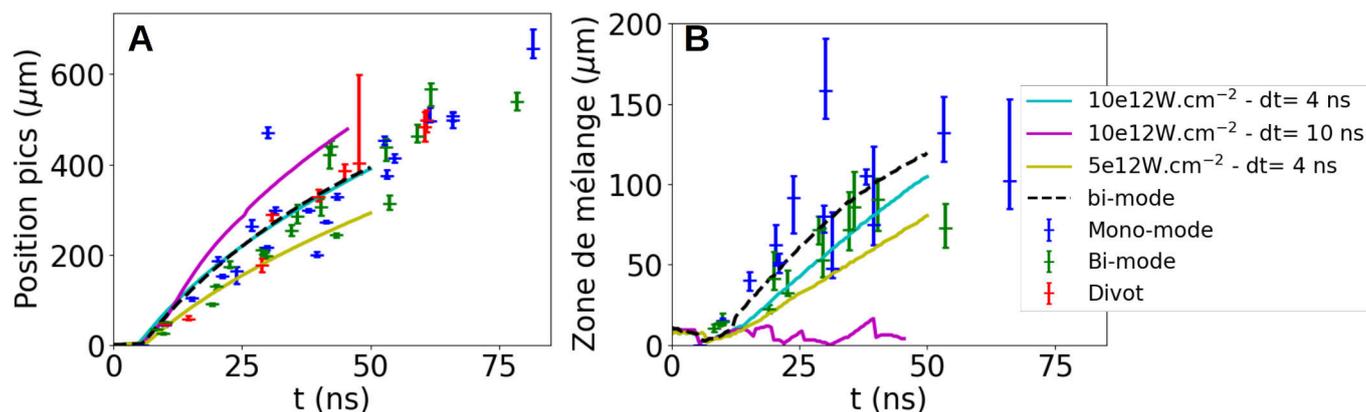


FIGURE 4.74 – Comparaison des dynamiques de position des pics (A) et de la taille de la zone de mélange (B) entre résultats expérimentaux et simulations FLASH présentant différentes impulsions laser (cible CH 10 μm / CHBr 40 μm / mousse correspondant exactement à l'expérience). La simulation bi-mode emploie une intensité laser de $1 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ et une impulsion laser de 4 ns, les autres simulations sont mono-mode.

croissance du pic unique d'IRT. À défaut de cette mesure nous représentons sur cette figure la position de l'extrémité du pousseur au cours du temps. Une fois qu'elles atteignent leur phase de turbulence, les cibles modulées ne présentent pas non plus de modulation distincte, nous ne pouvons donc plus mesurer la position des pics ni des bulles et donc la taille de la zone de mélange. Par contre nous pouvons repérer l'extrémité de la zone turbulente (trouble) qui aux instants précédents se trouvait extrêmement proche, voire confondue avec la position des pics. Nous l'avons donc ajouté au graphique représentant la position des pics en la confondant avec ces derniers. Comme cela peut être constatée sur la partie A de la figure, ces points s'inscrivent correctement dans la dynamique des pics, il n'y a pas de saut sur la courbe. Nous en déduisons que l'extrémité de la zone turbulente correspond bien à la position extrême du pousseur. Au vu de nos expériences sur le LULI2000, cette position devrait aussi correspondre à celle du choc qui dans nos cas ne se détache pas, ou très peu, de l'interface.

Nous constatons sur l'ensemble (A, B, C) qu'il n'y a pas de différence marquée entre l'évolution des cibles mono-mode et bi-mode. Cela est compréhensible pour ce qui est de la dynamique des pics. En effet, si nous sommes dans une situation similaire à celle sur LULI2000, à savoir un choc proche de l'extrémité des pics qui empêche leur croissance, alors la position de l'interface correspond à celle des pics (croissance de l'IRT par les bulles uniquement). Dans ce cas, nous comprenons l'absence de différence de position comme une similarité de dynamique d'interface : la même impulsion est donnée par le choc, ce qui implique une même vitesse initiale, et la décélération qui s'en suit dépend de la mousse qui présente les mêmes conditions. L'évolution des divots est plus surprenante. Elle suit une même dynamique d'interface apparente alors que la densité de mousse diffère. Cela peut néanmoins être compris si nous remarquons que la décélération est faible pour une mousse de 100 mg.cm^{-3} (tous sauf divot), la vitesse des pics semble quasi-constante. Cela implique que la masse de mousse balayée par le choc reste trop faible pour influencer fortement la dynamique de l'interface, cela sera a fortiori vrai pour les divots qui présentent une densité de mousse plus faible.

Le raisonnement précédent nous amène à soulever la question de la nature de l'instabilité que nous observons. En effet, s'il n'y a pas de décélération de l'interface, il ne peut pas y avoir d'IRT, par contre l'IRM peut se développer. L'observation de la zone de mélange dans le cas présent ne nous permet pas d'assurer que l'IRT se développe réellement. En effet, si seule l'IRM se développe, la croissance de l'instabilité et donc de la zone de mélange est linéaire. La courbe C, montrant son évolution, ne nous permet pas d'en écarter complètement la possibilité dans le cas mono-mode. La légère concavité de la courbe bi-mode, quant à elle, peut être due à l'effet de l'IRT.

Nous pouvons de nouveau comparer ces dynamiques à celles prédites par les simulations FLASH. La figure 4.74 réalise cette comparaison à partir des résultats des simulations utilisées en introduction des expériences sur SACLA (cf. figure 4.68). Ces simulations reproduisent exactement la cible utilisée en expérience, puisque celle-ci de comporte pas de couche d'or. Les cibles simulées sont des cibles mono-mode à l'exception de celle notée bi-mode. D'un point de vue paramètres laser ces simulations utilisent trois impulsions différentes : une impulsion de 10 ns et d'intensité $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$, une de 4 ns et $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$, qui est aussi employée pour le cas bi-mode, et une de 4 ns et $0,5 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$, correspondant à un abattement d'intensité de 50 %. Ces impulsions comportent un temps de montée de 0,15 ns (caractéristiques laser prévues initialement) ce qui les rend 4 % plus courtes que l'impulsion de

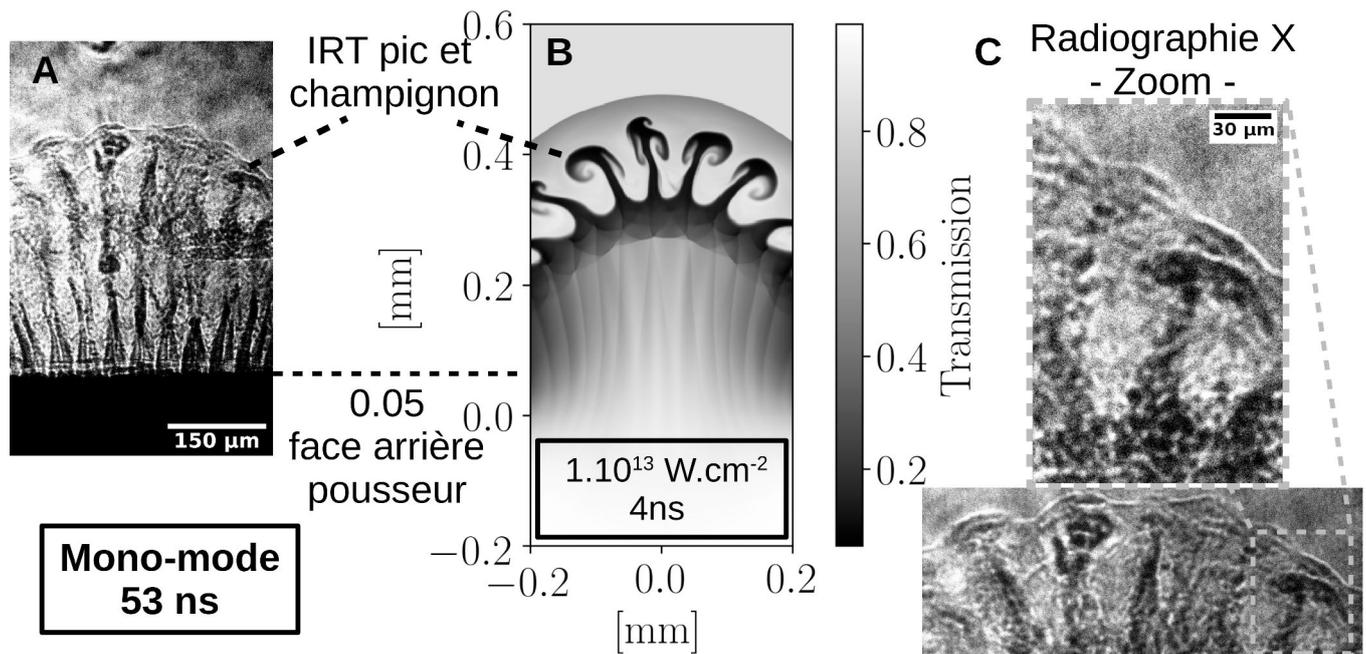


FIGURE 4.75 – Comparaison d’une radiographie expérimentale (A) et d’une radiographie synthétique (B) d’une cible mono-mode prises 53 ns après le tir laser. Des zooms pris sur la zone de mélange de la radiographie expérimentale (C) montrent les détails des doigts d’IRT que l’on retrouve sur la simulation.

l’expérience ($9,1 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$, un plateau temporel de 4 ns pour un temps de montée d’environ 0,25 ns soit une impulsion de 4,5 ns total). L’impulsion de 10 ns ne fige ici que comme seconde justification du choix d’employer une impulsion de 4 ns. En effet nous constatons qu’elle n’entraîne pas la croissance d’instabilité, comme nous l’avions signalé en introduction.

Si nous comparons les simulations entre elles, nous nous rendons compte qu’une plus grande énergie laser déposée résulte en un mouvement de pic plus rapide, ce qui est normal. Pour une même énergie déposée (même intensité et même impulsion), la dynamique de pic est la même mais la croissance de la zone de mélange diffère selon la modulation initiale de l’interface (entre cas mono-mode et bi-mode). Ces deux éléments couplés nous confirment que la croissance de l’instabilité se fait par les bulles en simulation. Par ailleurs, nous remarquerons que la croissance de la zone de mélange du cas bi-mode est initialement plus rapide que celle du mono-mode, mais que l’écart semble se résorber aux temps longs. La situation initiale est normale, en effet la croissance de la zone de mélange dépend du nombre d’onde, $k = 2\pi/\lambda$, dans la phase linéaire de l’instabilité, et ce que ce soit pour l’IRT ($\propto \sqrt{k}$) ou pour l’IRM ($\propto k$). De ce fait, la modulation bi-mode présentant la plus petite longueur d’onde, 5 μm , grandit plus vite. L’inversion de la situation, aux temps longs, ne peut être due qu’à la présence d’effets non linéaires qui ici semblent plus développés dans le cas bi-mode.

Du point de vue restitution des résultats expérimentaux, nous remarquons que l’utilisation d’une intensité laser de $1 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ et d’une impulsion de 4 ns correspond le mieux à notre expérience. Dans ces conditions lasers, la position des pics semble être restituée correctement tout comme la croissance de la zone de mélange. Nous remarquerons néanmoins que tout comme pour l’expérience LULI2000, la zone de mélange croît plus rapidement dans le cas bi-mode que mono-mode dans les simulations, mais que l’inverse est constaté en expérience. Par ailleurs la concavité des courbes ne laisse aucun doute sur la présence d’IRT en simulation. La croissance du bi-mode y est proportionnel à $1 - \exp -0.02t$, celle du mono-mode est initialement exponentielle (jusqu’à environ 20 ns) puis devient quasi-linéaire. Cela nous mène à penser qu’il y a bien aussi développement d’IRT en expérience, et non seulement de l’IRM.

Sur cette expérience, il n’est donc pas nécessaire de procéder à un abattement d’énergie laser dans FLASH pour restituer la dynamique d’expérience. Cela provient sûrement du fait que la cible est entièrement simulée et qu’il ne manque donc pas la couche d’or, comme pour les simulations des expériences sur LULI2000.

Une comparaison entre une radiographie synthétique obtenue dans les conditions optimales ($1 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-3}$, 4 ns) et une radiographie expérimentale de cible mono-mode, toutes deux prises 53 ns après tir laser, est présentée

sur la figure 4.75. Nous arrivons à deviner une morphologie semblable entre simulation et expérience notamment sur les pics latéraux moins développés que ceux centraux. Le zoom (C) met en valeur un tel pic à l'extrémité duquel nous pouvons distinguer un franc élargissement (chapeau de champignon). Ce détail se retrouve en simulation, qui prédit aussi un enroulement sous ce chapeau non visible sur la radiographie expérimentale. Ces différents points de ressemblance associés avec l'étude dynamique précédente nous montrent que la simulation restitue bien l'évolution de la cible et les détails de l'IRT jusqu'à sa phase non linéaire.

Par contre certains détails ne se retrouvent pas en simulation. Le premier est la modulation de densité à la base du pousseur. Nous pouvons voir que cette modulation est présente en simulation et qu'elle possède bien la même périodicité que l'interface. Par contre elle est très nettement sous-estimée, la densité du pousseur se concentrant plutôt au niveau de l'interface. Cette différence de répartition de densité est peut-être due à l'aspect 2D du code. En effet, cet aspect limite les directions dans lesquelles la matière du pousseur peut s'échapper. Autrement dit, si la matière du pousseur est soumise à une contrainte de pression provenant de la direction du spot laser (ce qui est le cas), et qui plus est avec la répartition en énergie de cette tâche focale (plus importante au centre), alors en 2D elle ne peut s'échapper que vers l'avant et les côtés. Elle forme ainsi l'arc de cercle visible sur la radiographie synthétique. Si elle avait bénéficié d'une troisième direction spatiale sa répartition aurait changée. Elle aurait pu prendre la forme d'un dôme qui du fait de sa surface plus grande aurait été plus fin.

Un second point non reproduit en simulation est l'aspect brouillé que la radiographie expérimentale revêt sur la zone définie par le pousseur. Cet aspect est lié à de nombreux changements d'indice optique dans cet espace, que nous associons à des variations de densité. L'aspect chaotique de ces variations nous a amené à penser à des phénomènes turbulents qui peuvent se développer naturellement dans un flux instable. L'IRT est notamment connue comme source de turbulence du fait de la vorticité qu'elle dépose dans le milieu où elle se développe. Dans son état ultime une situation RT instable est turbulente et les doigts d'instabilité ne peuvent plus être distingués. Nous pouvons donc penser à la radiographie expérimentale de cette figure (4.75 A) comme une étape de transition entre IRT et turbulence. Naturellement, ce phénomène ne peut pas être restitué par la simulation. En effet, il est intrinsèquement 3D et nécessite de la viscosité (qui est seulement numérique dans nos simulations), la turbulence ne pourra donc pas se développer dans nos simulations. Nous avons bien entendu essayé de retrouver cet aspect turbulent dans d'autres simulations où nous faisons varier les paramètres laser ($0,25 \times 10^{12}$, $2,5 \times 10^{12}$, 5×10^{12} , 10^{13} , 5×10^{13} et 10^{14} W.cm⁻²) et la résolution, afin de vérifier si l'observation expérimentale ne pouvait pas être due à un autre phénomène. Cette démarche est demeur  e sans succès ce qui nous conforte dans cette interprétation. Nous noterons que le seul moyen de vérifier avec certitude cette hypothèse serait de réaliser une simulation 3D, que nous n'avons pas pu faire (une nouvelle demande de temps de calcul sur supercalculateur aurait été nécessaire, nous n'en avons pas eu le temps).

En conclusion, les simulations FLASH utilisant l'intensité nominale du laser permettent de restituer les résultats expérimentaux à l'exception de l'aspect turbulent aux temps longs qui nécessite des simulations 3D. Nous n'avons pas eu besoin d'utiliser un abattement en énergie pour ces simulations. Cela est dû à une simulation complète de la cible (toutes les couches sont présentes en simulation). Il est aussi possible que la faible intensité laser joue un rôle sur ce point, notamment si la part d'énergie réfléchie est plus faible en expérience à cette intensité qu'à celle correspondant au nano2000, qui lui est vingt fois supérieure. La croissance de l'instabilité suit les mêmes conclusions que pour l'expérience sur le LULI2000 avec peu de différence entre mono-mode et bi-mode en expérience, et une croissance de bi-mode supérieure en simulation.

4.3.3.2   tude de la turbulence

Nous venons de mettre en évidence une phase du développement de nos expériences qui présente des caractéristiques de la turbulence. Par la même occasion nous avons expliqué la raison pour laquelle nous ne pouvons pas retrouver cette phase en simulation (si c'est bien de la turbulence une simulation 3D est indispensable). Dès lors il est nécessaire de procéder à une étude purement expérimentale de cette phase afin d'en tirer les caractéristiques et de pouvoir statuer si sa nature est réelle. C'est à cette tâche que nous nous attelons dans cette partie. Dans un premier temps, nous allons décrire nos méthodes d'étude. Dans un deuxième temps nous présenterons les résultats que nous avons pu obtenir. Enfin nous compl  terons le tout de quelques considérations théoriques et de notre interprétation.

Méthode d'étude Comme nous l'avons énoncé dans le chapitre 2.3, la turbulence se caractérise par un écoulement instationnaire (au moins aux petites échelles) et imprévisible, ce qui implique le recours à une approche statistique, où les détails de l'écoulement ne sont pas étudiés mais la moyenne de ses fluctuations doit l'être. Un

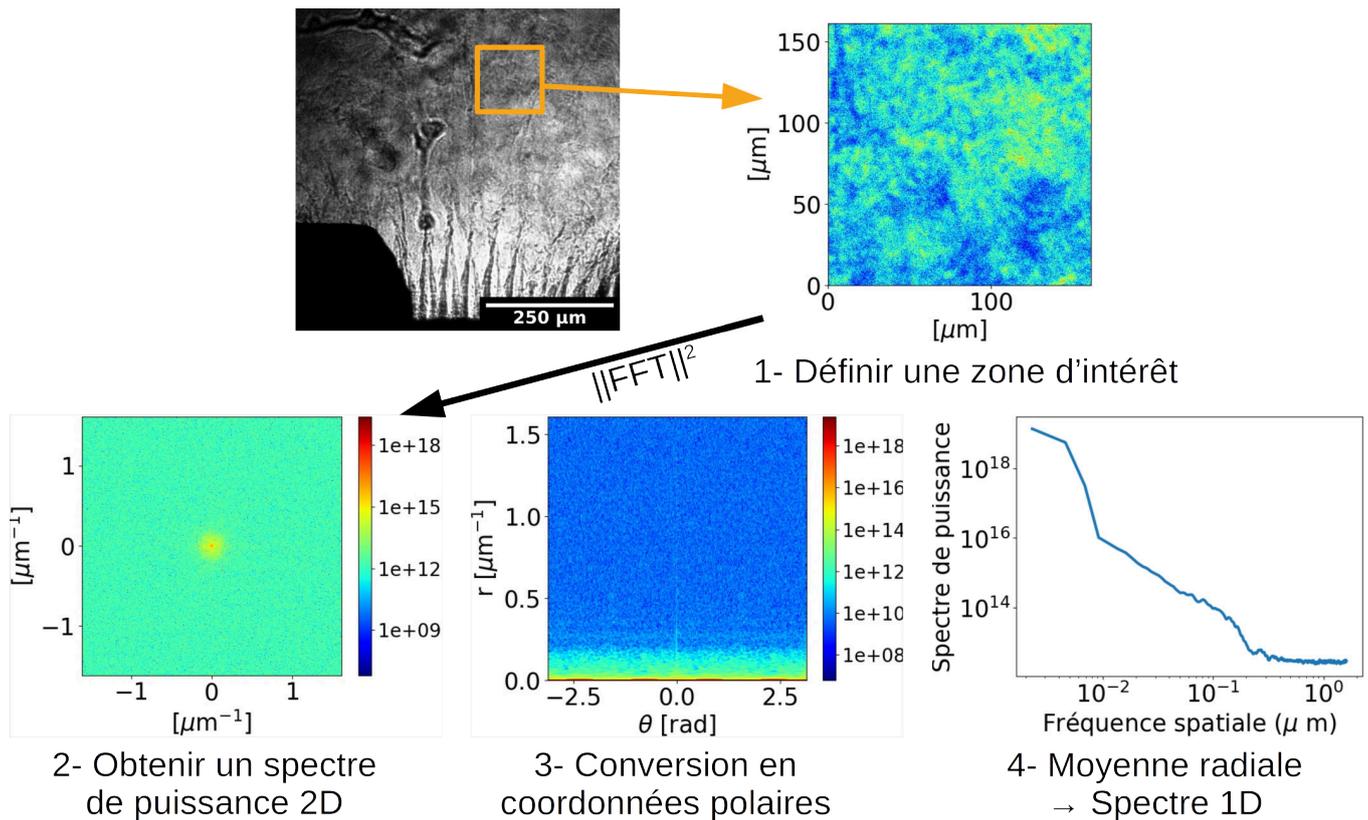


FIGURE 4.76 – Représentation illustrée des différentes étapes de la méthode utilisée pour obtenir le spectre (en puissance) des variations spatiales d'intensité des radiographies. La radiographie utilisée dans cet exemple est celle d'une cible monomode 81 ns après tir laser. Une explication détaillée des différentes étapes se trouve dans le texte.

écoulement turbulent se compose de nombreux tourbillons qui transportent l'énergie injectée dans le système de l'échelle d'injection, où la viscosité est négligeable, vers les petites échelles (échelle de Kolmogorov et échelle de dissipation), où la viscosité permet la dissipation de l'énergie. Ce transport d'énergie se base sur une cascade de tourbillons qui en se scindant créent des vortex de plus petites tailles, transportant effectivement l'énergie aux plus petites échelles spatiales. Dans l'approche théorique, il est couramment admis que ce phénomène est tridimensionnel et isotrope. C'est pourquoi notre méthode d'étude va se baser sur ces hypothèses, que nous vérifierons en partie, et sur une approche de statistique spatiale (l'hypothèse ergodique donnant l'équivalence entre moyenne d'ensemble donc spatiale dans ce cas et temporelle).

Puisque la turbulence est représentée sur une cascade de tourbillons faisant intervenir toute une plage d'échelle spatiale, nous nous intéressons au spectre spatial de nos radiographies. Nous chercherons donc à comparer la distribution spatiale de nos tourbillons au spectre de Kolmogorov.

Passons maintenant à la description exacte de notre méthode. Afin d'en illustrer les différentes étapes nous nous référons à la figure 4.76 qui les retrace sur un exemple typique, celui de la radiographie expérimentale d'un mono-mode pris à 81 ns (cf. figure 4.71).

Dans un premier temps nous définissons une ou plusieurs zones d'intérêt sur nos radiographies. Ces zones seront celles sur lesquelles se basent le reste de notre étude et doivent de ce fait présenter un aspect turbulent. En conséquence, les zones, que nous définissons, ne comportent pas la base du pousueur, qui présente une modulation trop marquée (pics sombres en V). De même, elles se trouvent entièrement comprises dans la région où la mousse est perturbée. Nous utiliserons cependant la mousse non perturbée comme référence. Il en va de même pour les pousseurs modulés aux temps courts qui ne présentent pas d'aspect turbulent. Cela nous permettra d'avoir une base de comparaison lors de notre étude. Un point à considérer lors de la définition de ces zones est que nous souhaitons procéder à une approche de statistique spatiale. Il est donc préférable de les définir les plus grandes possibles. Cependant deux autres points doivent être pris en compte : du fait de la méthode que nous

emploierons par la suite il est inutile de définir des zones non carrées ; et afin de pouvoir réaliser une comparaison cohérente des résultats que nous obtiendrons aux différents temps, il faut privilégier la même taille de zone sur l'ensemble de l'étude. De ce fait nous avons employé des zones carrées de 520 pixels de côté, ce qui correspond à 161,2 μm soit plus que la moitié de la tâche focale laser. Nous n'avons pas pu utiliser de zone plus large du fait de la présence d'un important défaut dans le faisceau XFEL, que nous avons mis en évidence sur la figure 4.70. Lorsque cela a été possible, à savoir aux temps longs, nous avons aussi utilisé des zones d'intérêt plus grandes afin de nous assurer de la pertinence des résultats obtenus avec celles de taille réduite.

Une fois la zone définie, nous lui appliquons une transformée de Fourier 2D (en appliquant un algorithme de transformée de Fourier rapide³). Cela nous donne un spectre spatial complexe, dont nous prenons le module au carré afin d'obtenir un spectre de puissance. Ce spectre de puissance porte donc sur la distribution spatiale d'intensité lumineuse de la zone d'intérêt. Nous noterons dès à présent que nous travaillons en fréquence spatiale, qui est l'unité naturelle de l'algorithme employé, et non pas en nombre d'onde. Cela implique que si nous nous référons à une fréquence spatiale de 0,1 μm^{-1} , celle-ci correspond à une longueur d'onde de 10 μm et non à 63 μm (il n'y a pas de facteur 2π dans l'espace fréquentiel).

Le spectre bidimensionnel que nous venons d'obtenir doit comporter une symétrie radiale selon l'hypothèse d'une image d'origine aux perturbations isotropes. Ce spectre nous permet donc de vérifier que nous nous plaçons bien dans les prémices de la turbulence. Nous reviendrons sur cette symétrie lors de l'analyse de nos résultats.

Si nous supposons que nos spectres possèdent cette symétrie radiale, alors nous pouvons réaliser une moyenne radiale afin de limiter l'effet du bruit pouvant s'y trouver. Cette moyenne est aussi nécessaire dans le cadre d'une approche statistique de la turbulence et elle rend notre étude plus facilement interprétable. Il est en effet difficile de comparer des spectres 2D. Plusieurs possibilités s'offrent à nous pour réaliser cette moyenne. Nous pourrions par exemple définir des fréquences frontières et la réaliser sur l'ensemble des données dont le module de la fréquence ($\sqrt{f_x^2 + f_y^2}$, avec f_x et f_y les fréquences spatiales selon les directions x et y) se trouve entre ces frontières. Cette méthode a l'avantage d'être facile à mettre en place. Par contre, elle présente l'inconvénient que les moyennes ne sont pas toujours réalisées sur le même nombre de points en raison de la pixellisation de nos spectres (pour une fréquence proche de zéro ce nombre est particulièrement réduit). De plus cette méthode entraîne une mauvaise prise en compte des pixels frontaliers : si un pixel se trouve à cheval entre deux zones il ne sera pris en compte que dans l'une d'entre elle. Pour ces raisons nous n'avons pas employé cette méthode, mais privilégier l'utilisation d'un mappage. Pour ce faire nous créons une grille régulière de coordonnées polaires. Par cela nous entendons une grille où les axes correspondent respectivement aux coordonnées radiale et angulaire. Nous remplissons cette grille à partir du spectre de puissance 2D en utilisant une méthode d'interpolation linéaire. Autrement dit chaque point de notre grille polaire est projeté sur notre spectre (en coordonnées cartésiennes). Les valeurs des quatre pixels les plus proches sont employées conjointement après pondération par leur distance (nous calculons donc un barycentre) afin de calculer celle sur la grille polaire. Le résultat est donc un spectre de puissance se retrouvant sur une grille polaire. Il ne nous reste alors plus qu'à effectuer une moyenne radiale (moyenne effectuée à coordonnée radiale constante en faisant varier la coordonnée angulaire).

Le résultat final est donc un spectre 1D, qui reflète les variations spatiales d'intensité lumineuse. Nous l'employons lors de nos analyses. Nous reviendrons sur la signification qu'a ce spectre d'un point de vue théorique dans la partie 4.3.3.2.

Il aurait été possible d'améliorer cette méthode afin de faire ressortir des données physiques plus fondamentales sur le système que nous étudions. En particulier, nous aurions pu nous débarrasser de l'effet des variations spatiales d'intensité lumineuse de notre faisceau sonde. Pour cela, en théorie, il nous aurait suffi de diviser le signal mesuré par un signal de référence. En effet dans le cas idéal, nous mesurons une intensité, $I(x, y, t)$, ne dépendant que de la transmission de notre système à cet instant, $T(x, y, t)$, et de la répartition en intensité du faisceau, $I_0(x, y)$, qui ne varie pas au cours du temps sur un XFEL (ou tout du moins n'est pas censé varier).

$$I(x, y, t) = I_0(x, y)T(x, y, t) \quad (4.5)$$

Diviser le signal mesuré par la référence du faisceau nous donnerait donc la transmission du système radiographié, ce qui est une information plus fondamentale. Cependant cette opération n'est pas chose aisée. Il faut en effet caler spatialement au pixel près les deux images sous peine de créer des aberrations. Il serait possible d'en constater la présence en vérifiant que la transmission calculée reste partout inférieure à 1, cependant la présence de contraste de phase entraîne l'apparition de sur-intensités qui rendent ce point caduc. Il serait donc nécessaire de commencer par calculer ce que serait l'intensité en sortie du système avant propagation de l'onde lumineuse et

3. utilisation du module `fftpack` de la librairie `scipy` du logiciel `python`

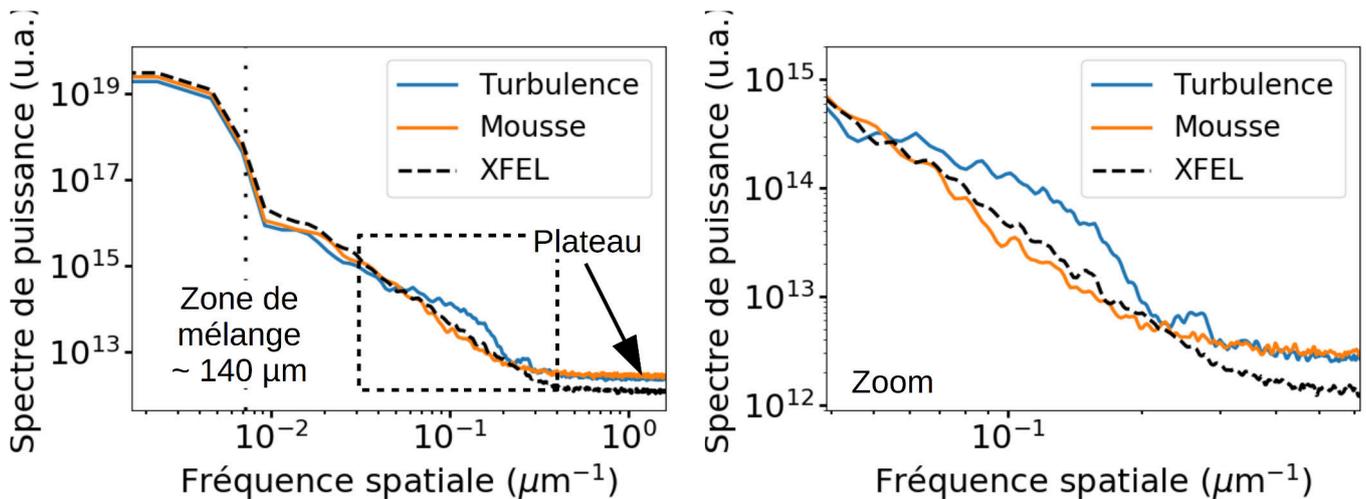


FIGURE 4.77 – Comparaison entre trois spectres expérimentaux obtenus respectivement à partir de la radiographie d'une mousse bi-mode prise 62 ns après tir laser (noté turbulence), la même mousse non perturbée (noté mousse), le faisceau XFEL incident (noté XFEL). La taille de la zone de mélange est extrapolée de la figure 4.74 pour un temps de 62 ns. Un zoom d'une partie du spectre présentant les principales différences est effectué.

le développement du contraste de phase. Pour ce faire, il nous faudrait une connaissance exacte de la géométrie de notre système (connaître la distance entre cible et LiF au millimètre) ou utiliser des radiographies simultanées à des distances différentes (par exemple en utilisant plusieurs cristaux de LiF mis les uns à la suite des autres).

Nos trop nombreuses incertitudes sur notre réussite à caler de façon exacte ces deux radiographies (faisceau référence et tir), et notre incapacité à automatiser ce processus nous ont amené à abandonner cette idée. Nous nous contenterons donc d'appliquer notre méthode d'analyse sur le faisceau incident seul afin de créer un spectre de référence.

Résultats de l'analyse Nous allons maintenant présenter les résultats que nous avons obtenus avec la méthode précédente.

Commençons par la comparaison et l'analyse de trois spectres ayant une signification toute particulière du point de vue de notre étude. Ce sont les spectres d'un milieu apparemment turbulent, d'une mousse non perturbée, et du faisceau XFEL incident. Si ces spectres sont identiques alors nous pourrions assurer que nous n'observons pas de turbulence. Ces trois spectres sont représentés sur la figure 4.77 avec une échelle logarithmique. Le spectre noté turbulent correspond au spectre d'une zone turbulente prise sur la radiographie bi-mode à 62 ns présentée sur la figure 4.72. La courbe mousse correspond au spectre de la mousse du tir de référence. Nous signalerons que nous n'avons pas constaté de différence entre le spectre de cette mousse en particulier ou celui d'autres mousses. De plus nous n'avons pas non plus observé de différence avec le spectre obtenu, lors d'un tir laser, sur une partie de mousse non choquée. Il n'y a donc pas de modification du spectre par effet de préchauffage par exemple. Enfin le spectre XFEL correspond à celui du faisceau de rayons X incident (sans cible). Une simple visualisation de cette figure met en évidence des différences entre les spectres, ce qui implique des effets liés au développement des IRT.

Procédons maintenant à une étude détaillée des différences observées entre les spectres de la figure 4.77. Tout d'abord intéressons-nous aux basses fréquences ($<10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$). Nous pouvons observer une légère gradation du spectre d'intensité à ces fréquences. Le spectre du XFEL est le plus intense (le plus haut) et celui de la turbulence est le moins intense. Cela est normal en effet ces fréquences correspondent à de très grandes longueurs d'onde spatiale voir à une composante continue (moyenne) de la distribution d'intensité dans les radiographies. Le spectre du XFEL est donc nécessairement le plus intense car non absorbé, à l'opposé le spectre turbulent est naturellement le moins intense car présentant la plus grande absorption (milieu densifié par le choc et mélange avec les matériaux du pousseur comportant du brome).

Aux hautes fréquences spatiales nous observons un plateau. Celui-ci correspond à de faibles longueurs d'onde spatiales de taille inférieure à quelques microns ($<2 \mu\text{m}$). La présence d'un plateau peut être associée à un bruit blanc. Cela signifie qu'à ces échelles il n'y a pas de longueurs d'onde privilégiées et que le bruit y est dominant. Cela correspond donc à la limite de résolution de cette méthode d'analyse. Elle est bien entendu en partie liée à

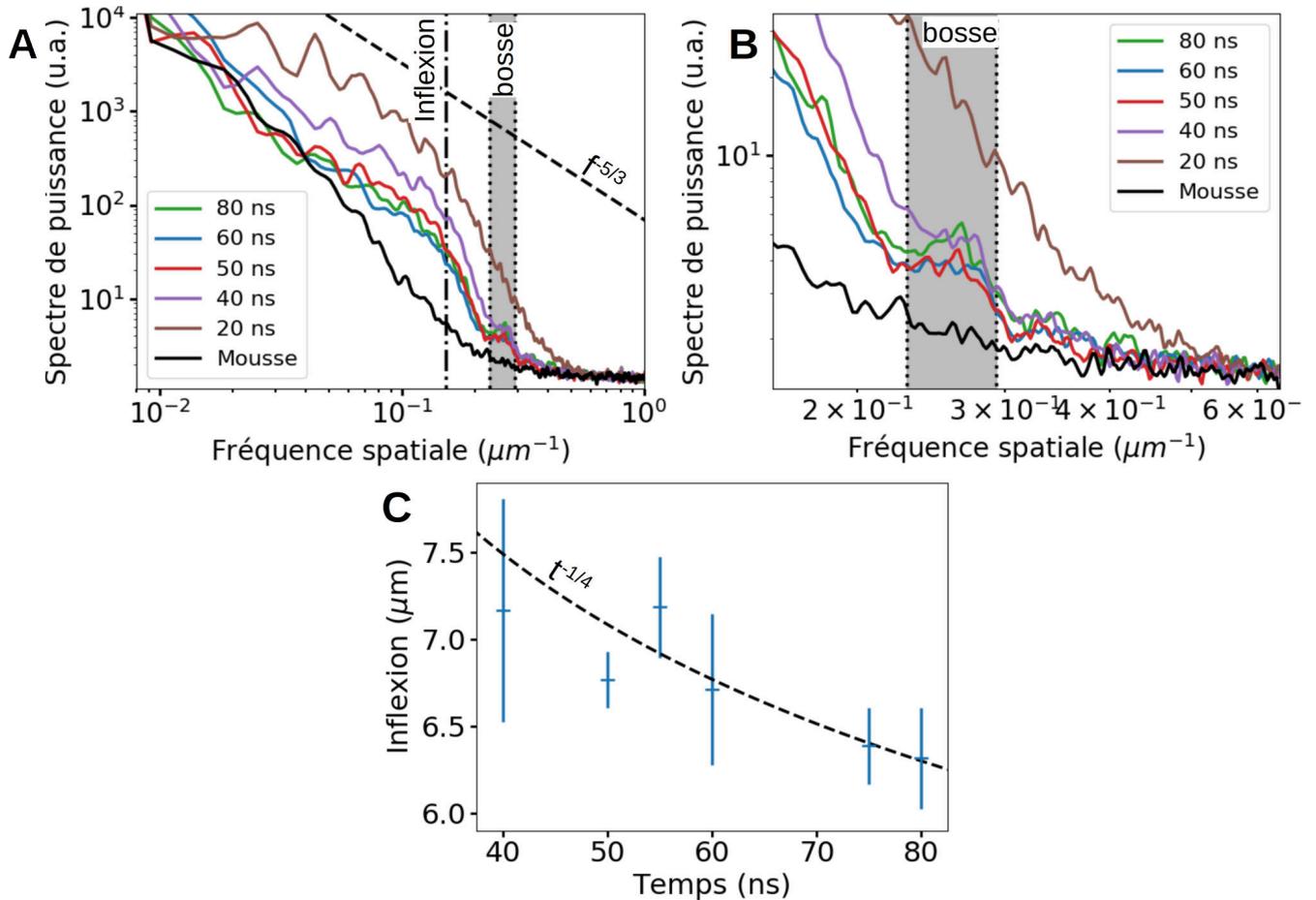


FIGURE 4.78 – Variations temporelles des spectres expérimentaux obtenues sur des cibles bi-modes (A et B) et évolution temporelle de la longueur d’onde du point d’inflexion (C). Les temps ne sont pas normalisés sur ces figures et sont sujets à une erreur de 2 ns. Sur la figure A, une pente en $f^{-5/3}$, f étant la fréquence spatiale, apparaît comme référence d’un spectre de type Kolmogorov. La figure B est un zoom sur la zone où apparaît la bosse de la figure A. La figure C présente une courbe en $t^{-1/4}$.

la limite de résolution de notre détecteur. Le niveau de ce plateau diffère entre le XFEL incident et en présence de mousse. La structure propre à la mousse, qui est naturellement inhomogène à cause de ses nombreux pores, semble jouer un rôle sur le niveau de ce plateau.

Les deux éléments que nous venons de présenter à savoir le plateau et la composante continue (faible fréquence) peuvent servir pour renormaliser les spectres et ainsi se débarrasser de toute variation due au système de lecture du LiF. La zone d’intérêt de nos spectres, que nous allons présenter dans le paragraphe suivant, se trouve à proximité du plateau. Nous avons donc choisi de renormaliser nos spectres en utilisant ce plateau pour la suite de notre étude. Cela facilite notamment la comparaison des pentes des spectres que nous avons obtenus. Nous noterons que cette renormalisation est souvent faible, les plateaux se trouvant à peu près au même niveau comme cela peut être constaté en comparant les plateaux de la mousse et de la zone turbulente sur la figure 4.77. Par ailleurs, nous noterons que cette normalisation n’a pas forcément de valeur physique (normalisation par le bruit). Elle consiste uniquement en un facteur multiplicatif ce qui équivaut à une translation verticale de nos spectres en échelle logarithmique. Elle ne change donc en rien les pentes des courbes ni les autres éléments que nous étudierons, c’est pour cela que nous avons choisi cette renormalisation qui rend la comparaison des courbes la plus pratique.

Intéressons-nous maintenant au reste du spectre, qui contient l’ensemble des phénomènes physiques qui nous intéressent. Ce spectre compris entre $0,01$ et $0,6 \mu\text{m}^{-1}$ diffère en fonction de la cible étudiée. Il y a, en particulier, de grandes différences entre ces trois spectres mises en évidence par le zoom. Nous y observons des différences de pente ainsi que l’apparition d’une bosse autour de $0,25 \mu\text{m}^{-1}$. Le spectre de turbulence présente une rupture

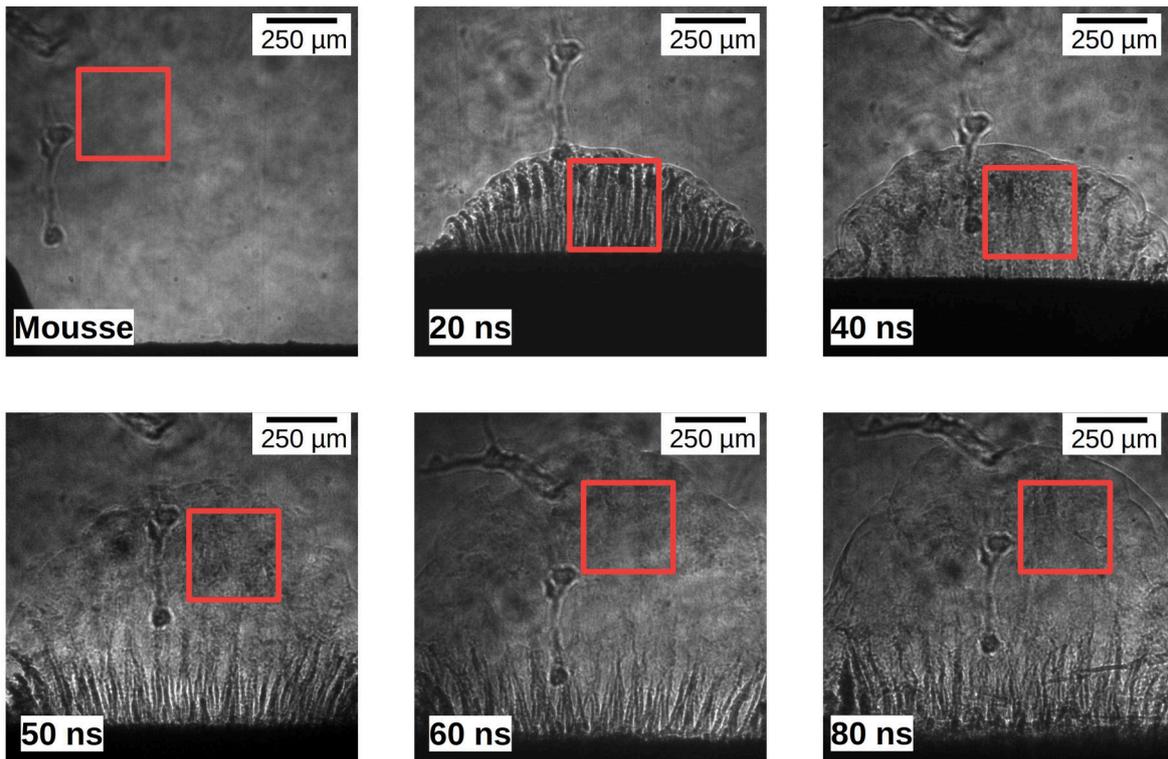


FIGURE 4.79 – Positions des zones d’intérêt utilisées pour la réalisation de la figure 4.78. Sur ces différentes radiographies de cible bi-mode les zones sont délimitées par un carré rouge.

de pente aux alentours de $0,15 \mu\text{m}^{-1}$. Cette rupture de pente que nous qualifierons de point d’inflexion, fera l’objet d’une étude approfondie, tout comme les pentes avant et après ce point. C’est l’ensemble de ces différences qui nous intéresse.

L’ensemble des spectres, obtenus sur les 50 tirs de cette expérience, rendrait illisible tout graphique tentant de les représenter simultanément. Cela est d’autant plus vrai que pour chaque radiographie plusieurs zones d’intérêt peuvent être définies ce qui augmente considérablement ce nombre de spectres. Il est cependant indéniable qu’une dynamique existe sur ces spectres et que les spectres obtenus aux mêmes instants, après 40 ns, présentent la même morphologie. Nous avons donc sélectionné une série temporelle de 5 spectres plus un de référence (mousse non choquée) qui représente bien cette dynamique. Ils sont représentés sur la figure 4.78 A et B. Afin de rendre leur comparaison moins discutable nous n’avons utilisé que des spectres de cible bi-mode pour constituer cette figure, cependant les spectres des cibles mono-mode sont semblables après 40 ns et l’apparition de l’aspect turbulent. Les positions exactes des zones utilisées pour créer les spectres de ces graphiques sont représentées sur la figure 4.79.

Sur la partie A de la figure nous pouvons observer l’évolution temporelle de l’ensemble du spectre spatial. Nous pouvons remarquer que les spectres se déforment peu à peu pour atteindre finalement la forme des spectres aux temps longs. Nous pouvons aussi observer que la pente du spectre avant le point d’inflexion diminue au cours du temps. Dans cette zone le spectre évolue en loi de puissance en f^q , avec f la fréquence spatiale et q un coefficient. Une régression sur cette partie du spectre nous donne la valeur de coefficient dont nous pouvons étudier l’évolution. Initialement il est de $-2,6 \pm 0,8$ avant 20 ns, il tend vers $-1,77 \pm 0,19$ après 40 ns, valeur à laquelle il se stabilise. Après le point d’inflexion et avant la zone où la bosse apparaît le spectre présente une pente plus prononcée, celle-ci n’évolue que peu au cours du temps. Nous pouvons une fois de plus considérer que le spectre évolue en loi de puissance. Son coefficient est alors de $6,5 \pm 1,3$ sur l’ensemble de la dynamique.

Il est possible de trouver une transition entre les deux lois de puissance citées précédemment. Pour ce faire, il nous suffit de trouver le point d’intersection entre les deux courbes de tendance définies par ces dynamiques. La courbe C de la figure 4.78 retrace l’évolution temporelle du point d’inflexion ainsi défini. Il correspond à une longueur d’onde de $7,2 \pm 0,6 \mu\text{m}$ à 40 ns, et de $6,3 \pm 0,3 \mu\text{m}$ à 80 ns. Nous signalerons que son évolution est cohérente avec une dynamique en $t^{-1/4}$ que nous faisons figurer sur ce diagramme.

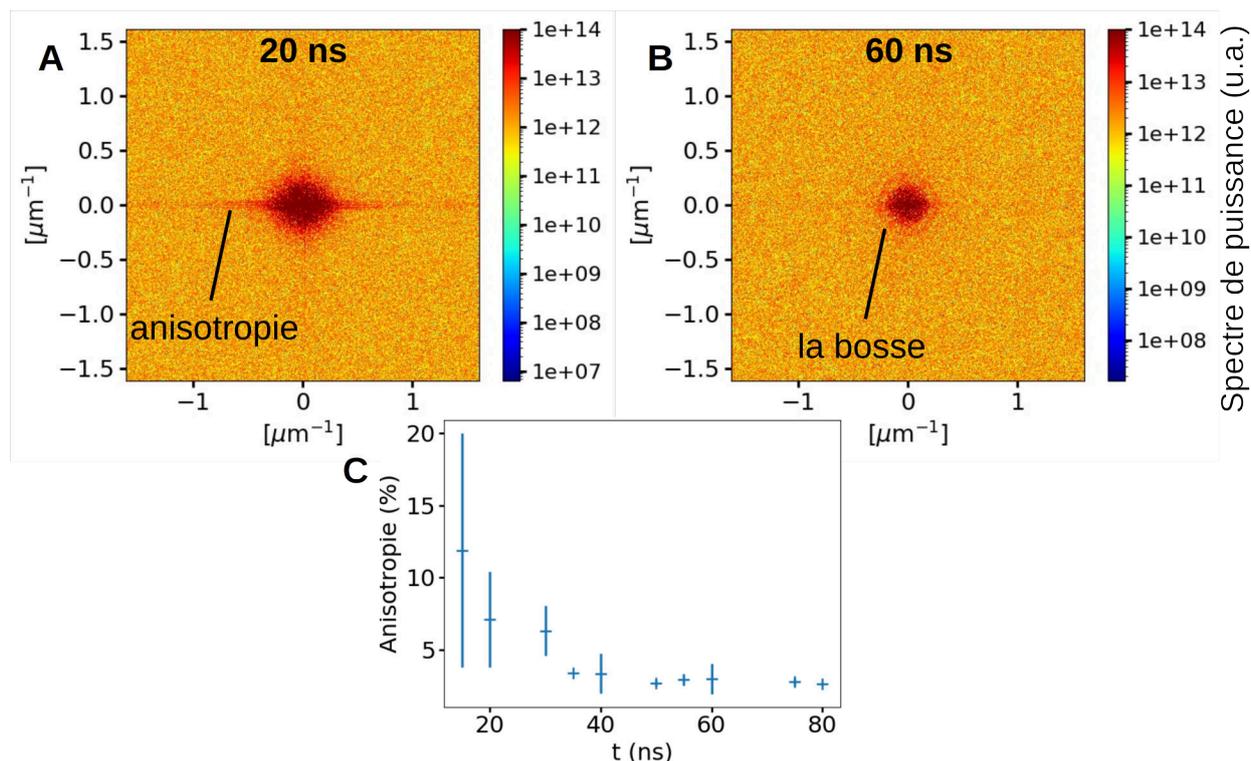


FIGURE 4.80 – Exemple de spectre expérimental obtenu pour des cibles bi-modes 20 et 60 ns (A et B) après le tir laser. Le spectre A présente une anisotropie, mais pas le B. L'évolution temporelle du degré d'anisotropie sur l'ensemble des tirs expérimentaux est représenté sur le graphique C.

Enfin la dernière partie du spectre présentant une dynamique d'intérêt est la bosse. Il apparaît clairement sur la figure 4.77 B que cette bosse se forme et s'accroît au cours du temps. Elle n'existe pas aux instants initiaux et ne commence à apparaître qu'à partir de 40 ns par la formation d'un léger plateau. Après quoi le pourtour de la bosse se creuse amplifiant son amplitude avec le passage du temps. La position en fréquence spatiale de cette bosse n'évolue pas. Elle reste fixe avec un maximum correspondant à une longueur d'onde de $3,9 \pm 0,1 \mu\text{m}$.

Nous avons exposé ci-dessus l'ensemble des caractéristiques des spectres que nous allons par la suite interpréter. Avant d'en tirer des conclusions, nous allons tout d'abord soulever quelques points relatifs à leur validité.

Le premier point que nous souhaiterions mettre en avant est que les spectres obtenus aux temps courts n'ont pas de réelle valeur physique. En effet notre méthode d'étude suppose que le spectre de puissance 2D est isotrope, cela revient aussi à dire que la répartition des structures spatiales sur la radiographie l'est aussi. Aux temps courts ce n'est pas le cas et ça ne peut pas l'être car l'IRT structure le pousseur. Cela se reflète forcément sur le spectre 2D. Un exemple est présenté sur la figure 4.80. Sur celle-ci sont tracés deux spectres de puissance 2D tel que obtenus par la méthode d'étude, l'un correspond à une radiographie prise aux temps courts (20 ns, A) l'autre à une obtenue aux temps long (60 ns, B). Les spectres 1D associés apparaissent sur la figure 4.78. Nous pouvons directement voir la présence d'anisotropie sur le spectre aux temps courts. Celui présente notamment une ligne horizontale bien marquée. Le spectre aux temps longs quant à lui semble isotrope. Nous noterons sur ce spectre la présence d'un anneau concentrique à la tâche centrale. Cet anneau correspond à la bosse observée sur les spectres 1D.

Afin de caractériser l'anisotropie des radiographies étudiées, nous avons défini un degré d'anisotropie. Celui-ci est calculé à partir des moyennes angulaires du spectre (moyenne sur l'ensemble des rayons à un angle fixé), qui peuvent être facilement obtenues une fois le mappage en coordonnées polaires effectué. Nous définissons alors le degré d'anisotropie comme le rapport entre l'écart type et la moyenne des moyennes angulaires. Un degré d'anisotropie de zéro signifie un écart type nul et donc un système parfaitement isotrope. La figure 4.80 C retrace l'évolution du degré d'anisotropie (en pourcentage) en fonction du temps. Nous pouvons constater qu'il est initialement élevé (système fortement anisotrope) et qu'il tend à se résorber au cours du temps. Après 40 ns, il se stabilise autour d'une valeur de $2,9 \pm 0,7 \%$, soit un système très isotrope.

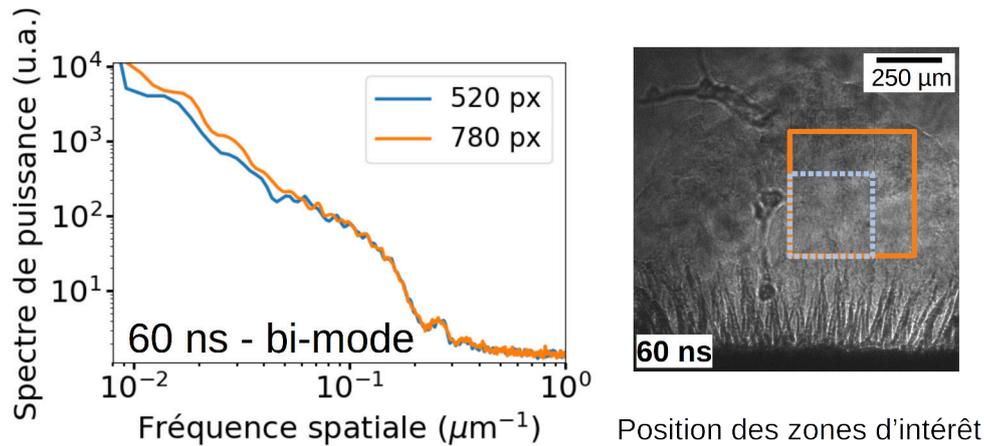


FIGURE 4.81 – Comparaisons de deux spectres obtenus sur une même radiographie (cible bi-mode 60 ns) pour deux tailles différentes de zone, 520 et 780 pixels de côté. Les positions des zones sont marquées sur la radiographie adjacente. La zone la plus grande englobe la plus petite.

Cela prouve que l'application de la méthode est correcte aux temps longs mais pas aux temps courts. Les spectres des temps courts ne peuvent donc servir comme base de comparaison pour vérifier que les autres spectres sont effectivement différents, mais des informations physiques ne doivent pas en être tirées.

Un second point à considérer lors de notre analyse est l'effet qu'a la taille de la zone d'intérêt sur nos spectres. Comme nous procédons à une transformée de Fourier rapide la taille de la zone détermine le pas de cette transformée, qui vaudra alors $\Delta f = 1/D$ avec D la largeur de la zone en μm . De plus, une zone plus grande entraînera une statistique plus importante et devrait en conséquence limiter le bruit du spectre ainsi que l'apparition d'anomalies due à une trop petite zone d'échantillonnage (si celle-ci contient un défaut de la radiographie par exemple). La figure 4.81 montre deux spectres de puissance obtenus sur une même radiographie (bi-mode 60 ns) pour différentes tailles de zone d'intérêt 520 et 780 pixels de côté, soit 161,2 et 241,8 μm . Ces deux zones sont prises de telle façon que l'une inclut entièrement l'autre. Nous remarquerons sur cette figure qu'il n'y a pas de différence entre les deux spectres associés. Nous retrouvons la même bosse et le même point d'inflexion. La pente du spectre avant le point d'inflexion est à peu près la même dans les deux cas (courbe parallèle), les différences étant essentiellement dues au pas du spectre. Son coefficient ne varie que très légèrement et reste dans nos barres d'erreur.

Enfin nous souhaitons fournir quelques indications sur la nature des barres d'erreur utilisée dans cette partie. Comme nous disposons d'une statistique assez importante (50 tirs et environ 3 à 5 zones d'intérêt par radiographie), nous avons procédé à un calcul d'écart type. C'est cet écart type qui est utilisé comme barre d'erreur.

Points théoriques et interprétation Maintenant que nous avons présenté l'ensemble des résultats et l'analyse associée, nous pouvons procéder à leur interprétation et à leur confrontation à la théorie.

Le premier point sur lequel nous allons nous pencher est : le terme turbulent est-il correct pour décrire cet écoulement. Comme il est expliqué dans le chapitre 2.3, consacré à cette thématique, la turbulence se caractérise par son chaos, son imprévisibilité, le transfert d'énergie en 3D des grandes échelles vers les plus petites et son isotropie. Nous pouvons dire que nous avons effectivement le caractère isotrope de la turbulence. De plus nous retrouvons sûrement son caractère chaotique qui se traduit notamment par la perte des informations liées aux conditions initiales (déformation du spectre et disparition des lignes correspondant à la fréquence spatiale de l'IRT sur les spectres 2D). En cela, nous pouvons dire que notre situation peut être turbulente. Nous ne pouvons pas réellement statuer sur son caractère imprévisible, n'ayant aucun moyen de les mesurer.

Le premier et certainement le plus important aspect de la turbulence est sa cascade d'énergie. Selon la théorie de Kolmogorov, K41 [Kol91], cette cascade transporte l'énergie de l'échelle d'injection, ou plutôt d'une échelle légèrement plus faible celle de Liepmann-Taylor, jusqu'à l'échelle de Kolmogorov, k_η , où la dissipation commence à s'effectuer. Au-delà de l'échelle de dissipation, de taille comparable ou inférieure à celle de Kolmogorov, l'énergie est dissipée rapidement. Le spectre de cette cascade est proportionnel à $k^{-5/3}$, avec k le nombre d'onde. La première

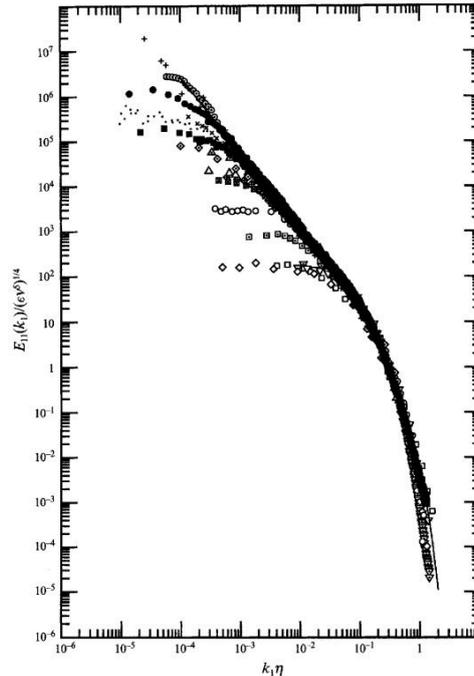


FIGURE 4.82 – Spectre de turbulence classique extrait de l'article [SV94]. On y constate une rupture de pente aux alentours de 0,2 séparant la cascade de Kolmogorov en $-5/3$ de la zone de dissipation en -6 . Reproduit avec permission. Copyright : Cambridge Press

pente de notre spectre nous rappelle forcément cette théorie. En effet, il est essentiellement composé de deux pentes entourant un point d'inflexion. La première suit une loi de puissance en $-1,77 \pm 0,19$ compatible avec cette théorie, et la seconde est plus abrupte. Par ailleurs nous noterons que les différentes théories sur les spectres turbulents découlant d'une évolution de type IRT présentent des coefficients différents : $-1,75$ selon un article controversé de Zhou [Zho01], ou pouvant même aller jusqu'à $-7/3$ selon l'importance des harmoniques rentrant en jeu [SG17]. Notre spectre mesuré, s'il correspond bien à de la turbulence, ne nous permet pas de discriminer entre ces modèles. Par contre il est incompatible avec un coefficient de $-3/2$ présenté dans [Zho01] pour un spectre découlant de l'IRM.

La seconde pente est nettement plus abrupte selon la théorie de Kolmogorov. Il n'y a à notre connaissance pas d'étude détaillée sur celle-ci, ou plutôt comme elle est essentiellement due à la dissipation de l'énergie du système par effets visqueux aux petites échelles, elle dépend de ces effets. Nous noterons que notre mesure de loi de puissance en $6,5 \pm 1,3$ semble néanmoins compatible avec le spectre présenté sur la figure 9 de [SV94] (voir figure 4.82 pour une reproduction) mesurant expérimentalement la turbulence (hors HDE).

Les trois points précédents nous amènent à penser que nous sommes effectivement en présence de turbulence et que nous observons le spectre avant et après dissipation. Dès lors le point d'inflexion que nous observons pourrait correspondre à l'échelle de Kolmogorov ou à celle de dissipation si elles sont suffisamment distinctes. Un article de Ristorcelli [RC04] sur la turbulence découlant de l'IRT montre par une approche théorique et numérique que l'échelle de Kolmogorov (pas le nombre d'onde) évolue en $t^{-1/4}$ et que l'échelle de Liepmann-Taylor évolue en $t^{1/2}$ pour une évolution asymptotique de l'IRT. Dès lors notre point d'inflexion semble bien correspondre à l'échelle de Kolmogorov, il se trouve entre deux pentes présentant les bons coefficients et possède la bonne évolution temporelle. Nous pourrions tout de même soulever la question de la phase asymptotique de notre instabilité. Au vu de nos courbes, il est difficile de certifier que la croissance de l'instabilité a atteint une phase asymptotique et qu'elle croît effectivement en t^2 . Des incertitudes demeurent donc.

La dernière partie de nos spectres, à savoir la bosse, est indéniablement incompatible avec des théorie d'hydrodynamique classique. Il n'est en effet pas censé y avoir de longueur d'onde privilégiée au-delà de la longueur de dissipation. Nous n'avons pas d'explication concrète sur la nature de cette bosse mais nous pouvons formuler plusieurs hypothèses et les soumettre à la critique.

La première hypothèse est que nous observons la longueur d'onde liée au contraste de phase. En effet celui-ci

apparaît autour des zones de forte variation d'indice optique (et donc de densité) et forme des oscillations d'intensité lumineuse, que nos spectres mesurent. À cette hypothèse nous pouvons opposer deux arguments. Le premier porte sur notre mesure directe du contraste de phase. Sur les radiographies nous pouvons en effet mesurer la longueur d'onde de ce phénomène que ce soit en statique sur une grille, ou en dynamique près des pics d'instabilité aux temps courts (l'instant où il est le plus marqué). Ces mesures nous révèlent une longueur d'onde de $0,8 \mu\text{m}$ soit une valeur bien inférieure au $3,9 \pm 0,1 \mu\text{m}$ de la bosse. Celle-ci ne pourrait alors correspondre qu'à un ensemble de 7 oscillations ce qui est peu probable. De plus l'effet du contraste de phase dépend des gradients d'indice et il est moins marqué pour de faibles gradients. Cela implique qu'il aura tendance à disparaître aux temps longs, où la détente des matériaux et leur diffusion rend le plasma plus homogène. Le second argument porte sur le fait que la bosse apparaît au cours du temps, elle ne ressort pas aux temps courts or le contraste de phase est indéniablement davantage présent à ces temps. L'ensemble de ces arguments nous mènent à penser que nous n'observons pas une fréquence spatiale due au contraste de phase.

Une deuxième hypothèse serait que nous observons une longueur d'onde liée à la matière en elle-même. S'il est impossible que cette longueur d'onde puisse correspondre à la porosité de la mousse ou à la granularité du pousseur (pas de bosse sur les spectres aux temps courts ou dans la mousse seule), il n'est pas improbable que des structures se forment aux temps longs. En effet la température du système tombe au niveau de l'électronvolt voire en dessous d'après nos simulations (9000 K selon FLASH, 1,2 à 1,4 eV selon MULTI). Cela implique que la matière n'est que très faiblement ionisée (une ionisation moyenne de 0,1 à 0,2 selon MULTI). Il est possible qu'à ces températures (et densités associées) le plasma se réorganise pour devenir liquide et que la bosse correspond à une structure caractéristique de ce milieu, comme par exemple des filaments liquides, une cristallisation partielle...

Une troisième hypothèse serait que nous observons le développement d'une structure caractéristique de notre écoulement. Cela pourrait ainsi correspondre à une longueur caractéristique du plasma, si tant est que l'on considère que nous sommes effectivement en présence d'un plasma, ou de l'écoulement, par exemple un mode instable se développant. Si nous estimons la longueur d'onde du mode le plus instable de l'IRT à partir des valeurs trouvées dans les simulations MULTI et FLASH, $A_n \sim 0,5$, $g \sim 0,2 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-2}$ et une viscosité de $10^{-7} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ estimée par la formule de Braginskii (1.25) (pour une densité de $0,5 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ et une température de $\sim 1 \text{eV}$), nous trouvons une longueur d'onde caractéristique de $\sim 1 \times 10^{-3} \mu\text{m}$ ce qui est bien inférieur à la longueur d'onde de la bosse. Nous noterons cependant que la formule de Braginskii ne devrait pas être appliquée dans ce cas puisque le plasma n'est que peu ionisé.

Une quatrième hypothèse serait que nous nous éloignons de la théorie de Kolmogorov, prévue pour de l'hydrodynamique pure et incompressible, du fait des conditions physiques retrouvées dans notre système (compressible et MHD bien que faiblement ionisé). Même si ces points avaient un effet sur la turbulence, ils devraient avant tout faire varier les coefficients de la cascade de Kolmogorov. L'apparition de la bosse signifie une création de structure. De ce point de vue l'aspect MHD pourrait jouer un rôle notamment au travers des phénomènes de transport non-locaux. Par exemple, pour des écoulements de plasma turbulent un effet dynamo peut se mettre en place [Tze+18]. Cet effet se base sur l'étirement des lignes de champs magnétiques et leur repli ce qui fait croître ce champ. La présence d'un champ magnétique pourrait entraîner la réinjection d'énergie dans le système, pouvant ainsi créer la bosse. Cependant cela soulève quelques questions. Pourquoi y aurait-il une longueur d'onde d'injection privilégiée ? Peut-il y avoir réellement un effet dynamo avec un plasma si peu ionisé ? Les lignes de champs devraient sûrement diffuser dans le milieu. Enfin nous pouvons aussi soulever la question du champ magnétique initial qui serait amplifié. Pendant l'interaction laser-matière, il y a effectivement un champ magnétique auto-généré au niveau du plasma de couronne. Il n'est cependant pas certains que ce champ persiste pendant 40 ns. Une seconde source de champ magnétique est l'IRT. En effet, dans la zone de mélange des gradients croisés de densité électronique et de pression. Ces gradients sont propices au développement de champ magnétique par effet Biermann battery :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -c \frac{\nabla n_e \times \nabla P_e}{en_e^2} \quad (4.6)$$

où B est le champ magnétique, c la vitesse de la lumière, n_e , P_e et e sont respectivement la densité, la pression et la charge électronique, et ∇ dénote un gradient. À partir de la simulation FLASH ($10^{13} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 4 ns), qui donne des résultats proches de l'expérience, prise 20 ns après tir laser (un instant où la comparaison est encore valable), on a : $n_e \sim 4,5 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$, et une variation de n_e de $\sim 3 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ et de P_e de $1 \times 10^8 \text{Pa}$ en $20 \mu\text{m}$. Cela nous donne une variation de champ magnétique de l'ordre de $0,2 \text{T} \cdot \text{ns}^{-1}$ soit un champ d'environ 8 T en début de phase turbulente. Un champ magnétique peut donc exister dans notre plasma.

L'ensemble de ces hypothèses pourraient contribuer à l'apparition de la bosse. Il serait néanmoins nécessaire de reproduire en simulation cet effet pour pouvoir déterminer laquelle est correcte.

Le nombre de Reynolds est un nombre adimensionné couramment considéré en turbulence. Il doit être grand devant 1 (couramment pris supérieur à 1×10^3 voire 1×10^5) au niveau de l'échelle de Liepmann-Taylor ou par simplification au niveau de celle d'injection d'énergie. Si nous réutilisons la viscosité obtenue par la formule de Braginskii, $10^{-7} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, et employons une vitesse caractéristique de $2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une distance caractéristique de $100 \mu\text{m}$ (symbolisant la zone de mélange à 50 ns), nous obtenons un nombre de Reynolds de 2×10^{10} . Ce nombre de Reynolds est très élevé et permettrait d'atteindre la turbulence. Cette valeur est sûrement surestimée en raison de l'emploi de la formule de Braginskii. Une alternative à l'utilisation de cette formule serait d'employer celle de Clérouin [CCZ98; Rob04] qui a une plus grande gamme d'application mais nécessite des connaissances plus poussées sur le plasma étudié (charge électrique et rayon des différents ions présent). Une autre solution consisterait en la réalisation de simulation de dynamique moléculaire, pour en obtenir une estimation.

Une autre mesure de la viscosité peut être obtenue à partir du développement de l'IRT. Si nous considérons que la modulation apparente de $10 \mu\text{m}$, que nous avons vue se développer, dans le cas des cibles bi-modes, sans pour autant être imposée initialement (voir page 193), correspond au mode le plus instable de l'IRT, alors sa taille nous fournit une indication sur la viscosité (voir page 37). Dans le cas d'une modulation de $10 \mu\text{m}$, d'un nombre d'Atwood d'environ 0,86 et d'une décélération d'environ $0,1 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-2}$, nous avons une viscosité de $2 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Cela nous donne un nombre de Reynolds de 1×10^3 en employant les paramètres précédents (ou 15000 si nous considérons plutôt les grandeurs liées à l'interface et non à l'IRT). Cette grandeur est faible par rapport à la précédente, cela dénote peut-être la non vérification de l'hypothèse (mesure du mode le plus instable de l'IRT lié à la viscosité). Cela est d'autant plus possible qu'une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$ peut être obtenue en combinant les modulations déjà présentes dans le milieu ($10 = 40 - 2 \times 15$), et peut donc correspondre à un couplage entre modes (plutôt que par viscosité).

Dans le chapitre 2.3, nous avons signalé une autre façon d'estimer ce nombre adimensionné en présence d'une turbulence bien développée. Il peut s'exprimer comme $(\ell/\eta)^{4/3}$ avec ℓ l'échelle d'injection et η l'échelle de Kolmogorov. Si nous prenons la valeur du point d'inflexion comme échelle de Kolmogorov, qui est de l'ordre de $7 \mu\text{m}$ à 50 ns, et la taille de la zone de mélange comme échelle d'injection nous obtenons un nombre de Reynolds de 35. Celui-ci est très inférieur au premier et ne devrait pas permettre d'obtenir de la turbulence. Nous pourrions argumenter que l'énergie est injectée sur une échelle plus grande que la taille de la zone de mélange. Si nous utilisons le cas le plus extrême, à savoir si nous considérons la taille du plasma se détendant comme échelle d'injection de l'énergie et nous nous plaçons à 80 ns, nous obtenons alors un Reynolds de 500 qui reste tout de même bien inférieur au précédent. Il se rapproche néanmoins de la valeur obtenue lors de considérations sur l'IRT, ce qui pourrait leur donner une certaine valeur. Si cela est vrai nous avons possiblement réalisée une mesure expérimentale de la viscosité de notre plasma.

La grande différence, qui existe entre nos différents calculs du nombre de Reynolds, nous amène donc à considérer une série de possibilités. Tout d'abord sur l'application de la formule utilisée dans le dernier paragraphe. Celle-ci n'est en réalité valable que dans le cas de turbulence classique à savoir dans une situation purement hydrodynamique et incompressible ce qui n'est évidemment pas le cas ici. Un autre point de questionnement porte sur la nature de nos observations. Est-on sûr que nous observons un spectre de turbulence ? Et si c'est le cas, le point d'inflexion correspond-t-il réellement à l'échelle de Kolmogorov ? Autrement notre interprétation précédente est-elle correcte ou y a-t-il une autre interprétation possible ?

Afin de répondre à ces incertitudes, il est nécessaire de considérer la nature exacte de nos observations ainsi que de procéder à une approche théorique de notre expérience.

Commençons par parler de la nature exacte de nos observations ainsi que de la nature de la turbulence telle qu'elle est habituellement décrite. Le spectre de turbulence habituel (la cascade) est un spectre d'énergie cinétique dans un cas incompressible, autrement dit un spectre de vitesse. C'est une donnée à laquelle nous n'avons pas accès lors de nos expériences. Nous mesurons plutôt un spectre d'intensité qui peut se rapporter à un spectre de concentration. En effet cette intensité dépend de la distribution d'indice optique dans le milieu traversé par le faisceau XFEL. Cet indice est quant à lui lié à la nature chimique du plasma traversé (différent entre pousseur et mousse) et à sa densité. Aux temps longs, les plasmas étudiés sont fortement détendus et il n'y a quasiment plus de saut de densité entre un milieu et l'autre. Le plasma tend à s'homogénéiser que ce soit d'un point de vue température (par échange thermique entre les milieux) ou d'un point de vue pression (équilibre mécanique). Si nous considérons maintenant que les équations d'état de la mousse et du pousseur sont quasiment identiques (deux plastiques) il en découle que la densité tend elle aussi à s'homogénéiser. Dès lors les différences d'absorption de rayons X du plasma ne proviennent plus que de la nature des matériaux et donc de la concentration locale en brome (le dopant). Il est possible que le brome diffuse en partie dans la mousse, mais cela correspond à un mécanisme lent. Il est plus probable qu'il soit advecté par le flot de plasma dont il fait partie (pousseur). De ce fait il est possible

que nous observions ce qui correspond à un spectre de concentration de brome dans le milieu. Autrement dit nous observons le transport d'un scalaire passif dans un flux turbulent. Différentes études de la turbulence portent sur ce point [Ara+00 ; War00 ; Zhu+14 ; SG17 ; Tze+18], la dernière citée étant un article de HDE expérimentale proche de cette situation mais travaillant sur des échelles plus grandes à cause d'une limitation de résolution spatiale. La théorie de Kolmogorov-Obukhov initiale prévoit elle aussi un tel cas. Selon elle un scalaire passif suit une loi de puissance en $-5/3$ en 1D (après moyennage sphérique) tout comme le spectre de turbulence classique. Nous noterons tout de même que par la nature même de l'objet considéré il est possible de trouver des divergences à la théorie aux petites échelles. Là où il peut y avoir dissipation complète de l'énergie et donc une vitesse fluide tendant ou atteignant zéro, le scalaire passif ne disparaîtra pas complètement : la vitesse s'annule mais la matière ne disparaît pas. C'est peut-être la raison pour laquelle nous observons le plateau final, qui est bien entendu lié aussi à la résolution de notre diagnostic.

Enfin soulevons un dernier point pouvant influencer la compréhension de nos résultats. Ici nous ne mesurons pas directement des spectres de concentrations mais plutôt leurs projections dues à l'utilisation d'un diagnostic de radiographie. Ce détail peut avoir une influence sur le spectre. Pour le raisonnement qui va suivre nous remercions O. Soulard et O. Poujade (CEA-DAM, DIF Arpajon) pour leur importante contribution, sans eux nous n'aurions pas pu l'établir (ou cela nous aurais pris beaucoup plus de temps).

Supposons une quantité $c(\vec{r})$ définie sur un espace 3D qui se comporte comme un scalaire passif (c'est la quantité que nous observons). Nommons $c_{2D}(x, y)$ sa projection selon l'axe z , on a :

$$c_{2D}(x, y) = \int c(x, y, z) dz \quad (4.7)$$

De plus notons \tilde{c} et \tilde{c}_{2D} leurs transformées de Fourier respectives. Lorsque l'on travaille en turbulence nous étudions la moyenne de radiale des spectres de puissance de ces quantités, S_{1D} , autrement dit nous nous intéressons à :

$$S_{1D}^{3D} = \iint \|\tilde{c}\|^2 k^2 \sin \theta d\theta d\varphi = 4\pi k^2 \|\tilde{c}\|^2 \propto k^A \quad (4.8)$$

$$S_{1D}^{2D} = \iint \|\tilde{c}_{2D}\|^2 k d\theta = 2\pi k \|\tilde{c}_{2D}\|^2 \propto k^B \quad (4.9)$$

avec A et B les coefficients des cascades de Kolmogorov prédit par ces spectres. Nous avons donc $\|\tilde{c}\|^2 \propto k^{A-2}$ et $\|\tilde{c}_{2D}\|^2 \propto k^{B-1}$. Il nous faut maintenant déterminer le lien entre $\|\tilde{c}\|$ et $\|\tilde{c}_{2D}\|$. Comme nous avons :

$$c_{2D}(x, y) = \int dz \iiint \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \tilde{c}(\vec{k}) e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (4.10)$$

$$c_{2D}(x, y) = \iint \frac{d^2 k}{(2\pi)^2} \tilde{c}_{2D}(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} \quad (4.11)$$

alors

$$\tilde{c}_{2D}(k_x, k_y) = \int \frac{dk_z}{2\pi} \tilde{c}(k_x, k_y, k_z) \int dz e^{-ik_z z} \quad (4.12)$$

$$= \int \frac{dk_z}{2\pi} \tilde{c}(k_x, k_y, k_z) \frac{e^{-iLk_z} - 1}{ik_z} \quad (4.13)$$

si nous supposons que nous n'intégrons que sur une épaisseur L , ce qui est le cas en expérience puisque nos plasmas ont une épaisseur limitée.

Il est maintenant nécessaire de faire une hypothèse sur l'auto-corrélation de la transformée de Fourier de c afin de pouvoir étudier la norme au carré de \tilde{c}_{2D} , on suppose que :

$$\langle \tilde{c}(k_x, k_y, k_1) \tilde{c}(k_x, k_y, k_2) \rangle \propto 2\pi \ell \delta(k_1 - k_2) \langle \|\tilde{c}(k_x, k_y, k_1)\|^2 \rangle \quad (4.14)$$

avec ℓ une constante. Dès lors il nous est possible d'exprimer $\|\tilde{c}_{2D}\|$ en fonction de $\|\tilde{c}\|$

$$\|\tilde{c}_{2D}\|^2 \propto \ell \int \frac{dk_z}{2\pi} \|\tilde{c}\|^2 \frac{e^{-iLk_z} - 1}{ik_z} \frac{e^{-iLk_z} - 1}{ik_z} \quad (4.15)$$

$$\propto \ell \int \frac{dk_z}{2\pi} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{(A-2)/2} \frac{2 - 2\cos(k_z L)}{k_z^2} \quad (4.16)$$

Afin de faciliter cette formule posons $\chi = k_z L$ et $\eta = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2} L$, on obtient finalement :

$$\|\tilde{c}_{2D}\|^2 \propto 2\ell L^{3-A} \int \frac{d\chi}{2\pi} \frac{1 - \cos \chi}{\chi^2} (\chi^2 + \eta^2)^{(A-2)/2} \quad (4.17)$$

Si nous traçons cette intégrale comme une fonction de η nous trouvons une courbe présentant deux pentes selon la valeur de η . Pour $\eta \ll 1$ on obtient $\|\tilde{c}_{2D}\|^2 \propto \eta^{A-1}$, et pour $\eta \gg 1$ on a $\|\tilde{c}_{2D}\|^2 \propto \eta^{A-2}$.

Cela signifie que pour un nombre d'onde petit devant l'inverse de la longueur d'intégration le spectre de puissance que nous obtenons suit une loi de puissance inchangée par rapport à celle d'un spectre 3D, en A (donc $-5/3$ selon l'approche classique). Et pour un nombre d'onde grand devant cet inverse le spectre est changé et suit une loi de puissance en $A - 1$ (soit $-8/3$ dans ce cas).

D'après ce raisonnement il est possible que l'inflexion de nos courbes soit dû à cet effet de projection. Par ailleurs si nous considérons que la longueur d'intégration est de $250 \mu\text{m}$, soit la taille de la tâche focale utilisée, et qu'il n'y a pas d'erreur sur le raisonnement mathématique précédent alors toutes fréquences spatiales supérieures à $6 \times 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$, soit la totalité de notre spectre, rapportent des pentes trop faibles (coefficient $A - 1$ au lieu de A). Dans ce cadre le spectre que nous pensions turbulent aurait dû répondre à une loi de puissance en $0,77 \pm 0,19$ ce qui ébranle les prémices de notre étude. Nous n'avons pas d'argument pour réfuter ce point mathématique.

4.3.4 Conclusion sur la turbulence et développement futur

En résumé nous avons effectué une expérience sur l'installation SACLA, où nous avons combiné le faisceau XFEL avec un cristal de LiF pour réaliser des radiographies de cibles avec des résolutions spatiales ($< 1 \mu\text{m}$) et temporelles (8 fs) très élevées. Les résultats que nous avons obtenus en observant l'évolution de cibles IRT avec mousse de 100mg.cm^{-3} présentent une grande précision et dévoilent des détails de l'instabilité que nous n'avons jusqu'alors pas pu observer. Cette expérience présente donc un grand intérêt pour la HDE, tant d'un point de vue développement de diagnostic que du point de vue possibilité expérimentale d'étude des instabilités.

Nous avons notamment observé l'apparition d'une modulation de longueur d'onde non-imposée, dans le cas bi-mode, qui nous a peut-être fournis une mesure de la viscosité du plasma. Nous n'avons néanmoins pas de certitude sur ce point puisque nous n'avons pas pu vérifier cette mesure par un autre moyen et que l'interface était déjà modulée. Il pourrait être intéressant de développer ce sujet et de consacrer des expériences à de telles mesure (utilisation de cible non modulée pour observer le mode se développant le plus rapidement).

Nous avons pu en partie simuler nos résultats expérimentaux à l'aide du code FLASH. Ici du fait de l'absence de couche d'or sur nos cibles, les simulations n'ont pas nécessité d'abattement en énergie du faisceau laser. Cela est peut-être aussi dû à la faible intensité laser employée sur cette installation (10^{13}W.cm^{-2} contre $2 \times 10^{14} \text{W.cm}^{-2}$ sur LULI2000). Nos simulations restituent correctement la position de l'interface ainsi que la croissance de l'IRT aux cours des 50 premières nanosecondes de l'expérience. Nous notons néanmoins une surestimation de la croissance des bi-modes lorsque comparée à celle des mono-modes. Par contre nos simulations ne restituent pas correctement les variations de densité au sein du pousseur ni l'aspect turbulent que prend le plasma aux temps longs. Cela est dû à l'aspect 3D de ces phénomènes qui ne peuvent donc pas être restitués par des simulations 2D.

Aux temps longs nous avons observé une phase que nous pensons être turbulente. Grâce à la haute résolution de notre diagnostic, nous avons pu étudier expérimentalement son spectre jusqu'à une échelle micrométrique ce qui représente une première dans le domaine de la HDE. Nous avons observé deux pentes sur ces spectres que nous associons à une cascade de Kolmogorov, un point d'inflexion évoluant dans le temps que nous pensons être l'échelle de Kolmogorov et une bosse que nous n'expliquons pas. Si ces interprétations sont correctes nous aurions donc une mesure expérimentale de la fin d'un spectre turbulent de HDE. Cela pourrait avoir un grand impact pour l'ensemble de la communauté travaillant sur la turbulence puisque la longueur de dissipation que nous pensons mesurer se trouve à une échelle bien supérieure aux valeurs couramment admises (quelques ordres de grandeurs au-dessus). Cela pourrait avoir un impact tant pour les simulations de FCI que pour celles d'astrophysique, ces deux domaines comportant de la turbulence. En FCI, l'évolution de la capsule fini par devenir turbulente ce qui est un problème [Sre+03; TK12; Web+14]. En astrophysique, on en retrouve dans les explosions de SN [IYI09; Roy+09; Rad+18] et des spectres de turbulence sont employés pour initialiser le milieu interstellaire ce qui influence, par exemple, le taux de création d'étoiles dans les simulations [MK04; IH17; Fed18]. Cependant des doutes persistent lors de notre analyse ce qui malheureusement ne nous permet pas de statuer avec certitude sur la nature de ces spectres (Est-ce vraiment l'échelle de Kolmogorov que nous observons ? À quoi est due la bosse ?). Nous estimons que cette étude présente un grand potentiel, avec des perspectives multiples, qu'il sera utile de poursuivre et d'améliorer.

Nous ne discuterons pas de l'utilité du diagnostic que nous avons mis en place ni sur l'ensemble des expériences pouvant être réalisées avec. Concentrons-nous plutôt sur les modifications et améliorations envisageables pour une expérience semblable à celle décrite dans cette section.

Du point de vue des cibles, il n'y a pas d'amélioration réellement nécessaire pas plus du point de vue de la méthode. Il serait néanmoins intéressant d'augmenter le nombre de tirs afin de réaliser une statistique plus conséquente. Par ailleurs, il serait important de compléter cette étude par l'utilisation de cibles planes présentant les mêmes caractéristiques que les cibles modulées comme cela a été fait sur le LULI2000. Cela permettrait de parachever élégamment l'étude de l'évolution de l'IRT. Dans un même esprit l'utilisation d'autres densités de mousse pourrait permettre une étude paramétrique similaire à celle sur LULI2000. À cet égard, une expérience (fin juin 2020) est prévue sur SACLA, où nous n'utiliserons que des cibles planes et mono-mode et emploierons trois densités de mousse 20, 100 et 500 mg.cm⁻³.

Les réelles améliorations et le vrai développement à faire seraient plutôt relatifs aux simulations, qu'il faut effectuer en 3D avec une bonne résolution. Cela nous permettrait peut-être de mieux comprendre les spectres et les longueurs d'onde observées. Il est possible que des simulations utilisant un autre code que FLASH soient nécessaires du fait de la faible température du plasma et des possibles changements d'état (passage à l'état liquide) mis en avant précédemment.

Un dernier point d'amélioration serait de se débarrasser des phénomènes de contraste de phase. D'un point de vue expérimental cela peut être réalisé en rapprochant le LiF de la cible, mais cela risquerait de l'effacer, ou au contraire de l'éloigner suffisamment pour que les franges d'interférences soient perdues, la distance requise est alors de l'ordre de plusieurs mètres ce qui est impossible à SACLA. L'autre solution serait de remonter par le calcul à l'intensité lumineuse en sortie de cible. L'utilisation d'une série de cristaux fins placés à des distances connues les uns des autres pourrait permettre de réaliser cela. L'absence de contraste de phase rendrait nos spectres plus convaincants, et ce même si nous estimons que ce phénomène n'interfère pas avec nos spectres. Nous signalerons que F. Barbato (CELIA, Bordeaux) a commencé des calculs se basant sur les estimations de distance entre la cible et le LiF ainsi que sur la supposition d'une symétrie cylindrique afin de retirer le contraste de phase des radiographies. Nous pourrions aussi essayer de réaliser deux radiographies simultanées selon des directions perpendiculaires. Cela nécessiterait de séparer le faisceau XFEL et complexifierait le montage expérimental. Cependant en cas de réussite cela permettrait de vérifier le caractère 3D du phénomène observé.



Résumé

- L'utilisation d'un faisceau XFEL couplé avec un cristal de LiF permet de réaliser des radiographies X de résolutions spatiales inférieures au micromètre et temporelles de l'ordre de la femtoseconde. Nous pouvons alors sonder des plasmas en mouvement avec une précision inédite.
- La dynamique de l'IRT a été observée de sa phase initiale linéaire à sa phase finale turbulente, pour deux modulations de cible différentes (mono-mode et bi-mode). Aucune différence nette de croissance de l'IRT n'a été observée.
- Les résultats expérimentaux ont été reproduits à l'aide de simulations FLASH reprenant exactement les paramètres de l'expérience, tant du point de vue laser que cible.
- Les effets liés à l'aspect 3D des phénomènes n'ont bien entendu pas été reproduits par les simulations 2D. En particulier sont concernées la phase turbulente et la modulation apparaissant à la base du pousieur.
- Nous avons procédé à une analyse spectrale des perturbations qui apparaissent lors de la phase turbulente. Nous avons notamment observé deux pentes dont une cohérente avec la théorie de Kolmogorov, un point d'inflexion que nous associons à l'échelle de Kolmogorov, et une bosse. Cette dernière correspond à des échelles spatiales inférieures à celle du point d'inflexion.
- Des doutes subsistent sur l'interprétation exacte des spectres obtenus.

4.4 Développements futurs et autres expériences possibles

Nous arrivons enfin à la dernière partie de ce chapitre portant sur les expériences d'IRT. Dans les sections précédentes, nous avons vu tour à tour les expériences qui constituent le corps de ces travaux de thèse : travaux avec gaz ou avec mousse selon différents paramètres de cible et d'installations (GEKKO XII, LULI2000, SACLA). Ici nous présenterons brièvement les à côté de ces travaux, que ce soit des simulations ou de simples considérations pour la préparation d'expériences annexes, que nous pouvons considérer comme des évolutions de nos travaux. Par contre nous ne parlerons pas des possibilités d'amélioration des expériences précédentes qui figurent déjà en fin de chaque partie.

Nous commencerons par parler de l'adaptation des expériences avec mousses à des installations laser plus énergétiques que le LULI2000 et de leur intérêt. Après quoi nous considérerons l'ajout d'un champ magnétique extérieur sur les expériences au LULI2000. Enfin nous parlerons de possibilités d'expériences atypiques qui changent la conception des cibles.

4.4.1 L'IRT sur des installations plus puissantes

Il existe des installations lasers qui peuvent fournir plus d'énergie que le LULI2000, nous pensons bien entendu à OMEGA EP (un laser multi-kilojoules), NIF et LMJ (deux installations mégajoules). Ces installations présentent leur lot d'intérêts et de contraintes. Nous en avons déjà évoqué certaines dans la partie 3.1.3.1, comme la possibilité d'avoir une intensité plus importante, une tâche focale plus grande, ou un choc soutenu plus longtemps. À l'inverse le nombre réduit de tirs limite fortement la possibilité de créer une statistique sur une seule expérience et serait problématique dans le cadre d'une étude paramétrique d'un phénomène dynamique comme l'étude sur la mousse que nous avons menée au LULI2000. Cependant une fois le jeu de paramètres suffisamment réduit, l'utilisation de ces installations peut avoir un intérêt notamment dans le cadre de l'ouverture de l'étude ou de la généralisation de ces résultats. Par exemple, il est alors possible de conserver l'intensité laser (voire l'augmenter) en ayant des tâches focales plus grandes. Cela permettrait de travailler avec des cibles plus larges, de mettre en mouvement plus de pics d'instabilité (et donc de récupérer un peu de statistique sur ce point), et surtout d'avoir une interface plus uniforme au centre et de s'affranchir ainsi des effets de bord.

Dans cette optique, nous avons effectué des simulations FLASH préliminaires afin d'ouvrir notre étude aux possibilités qu'offrent ces installations. Nous nous proposons de commencer par une installation de type mégajoule, avant de passer à OMEGA EP, où nous avons effectué une expérience test.

4.4.1.1 Installation mégajoule

Une installation de classe mégajoule présente des conditions laser grandement différentes de celle du LULI2000. Il serait donc nécessaire d'adapter la configuration des cibles à ces installations, en particulier l'épaisseur de l'ablateur et du bouclier d'or. Nous n'avons pas réalisé les simulations MULTI nécessaires pour l'évaluation des épaisseurs idéales, car nous ne nous sommes intéressés qu'aux résultats potentiels de telles expériences afin de déterminer si elles présentent un intérêt à être développées ensuite.

Dans le cadre de cette préparation nous avons considéré des conditions lasers se rapprochant de celle pouvant être obtenues sur le LMJ à savoir une tâche focale de 2 mm (en réalité plutôt 1,5 mm, type E) de diamètre supergaussienne d'ordre 4, d'intensité $6 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ avec une impulsion carrée de 3 ns. Pour compenser cet apport supplémentaire en énergie (57 kJ contre 500 J sur le LULI2000) nous avons considéré l'utilisation d'une cible de 100 μm d'épaisseur. Comme nous n'avons pas déterminé les épaisseurs des différentes couches de la cible, nous nous sommes contentés de la simuler en un seul bloc qui sert à la fois d'ablateur et de pousseur. Le milieu extérieur choisi correspond à une mousse de 100 mg.cm^{-3} , qui est celle sur laquelle nous avons le plus de données. Enfin nous avons considéré une longueur d'onde de modulation de 100 μm qui correspond à nos plus jolies données expérimentales sur LULI2000. Bien entendu, nous avons défini la cible plus large que la tâche laser. La figure 4.83 A représente schématiquement l'ensemble de ces paramètres.

Étant donné que nous ne disposons pas de comparaison entre expérience et simulation aux intensités lasers considérées et pour cette épaisseur de cible, nous avons réalisé des simulations pour deux intensités laser différentes : l'intensité nominale ($6 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$) et une intensité réduite ($2 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$). Cela nous permet d'obtenir une gamme de résultats possibles entre une intensité que nous pensons trop forte et une trop faible pour les simulations FLASH.

Les résultats des simulations sous forme de radiographies synthétiques obtenues 19 ns après tir laser sont présentés sur la figure 4.83 B et C. Pour ces radiographies synthétiques, nous avons utilisé une source X de nickel ($K\alpha$

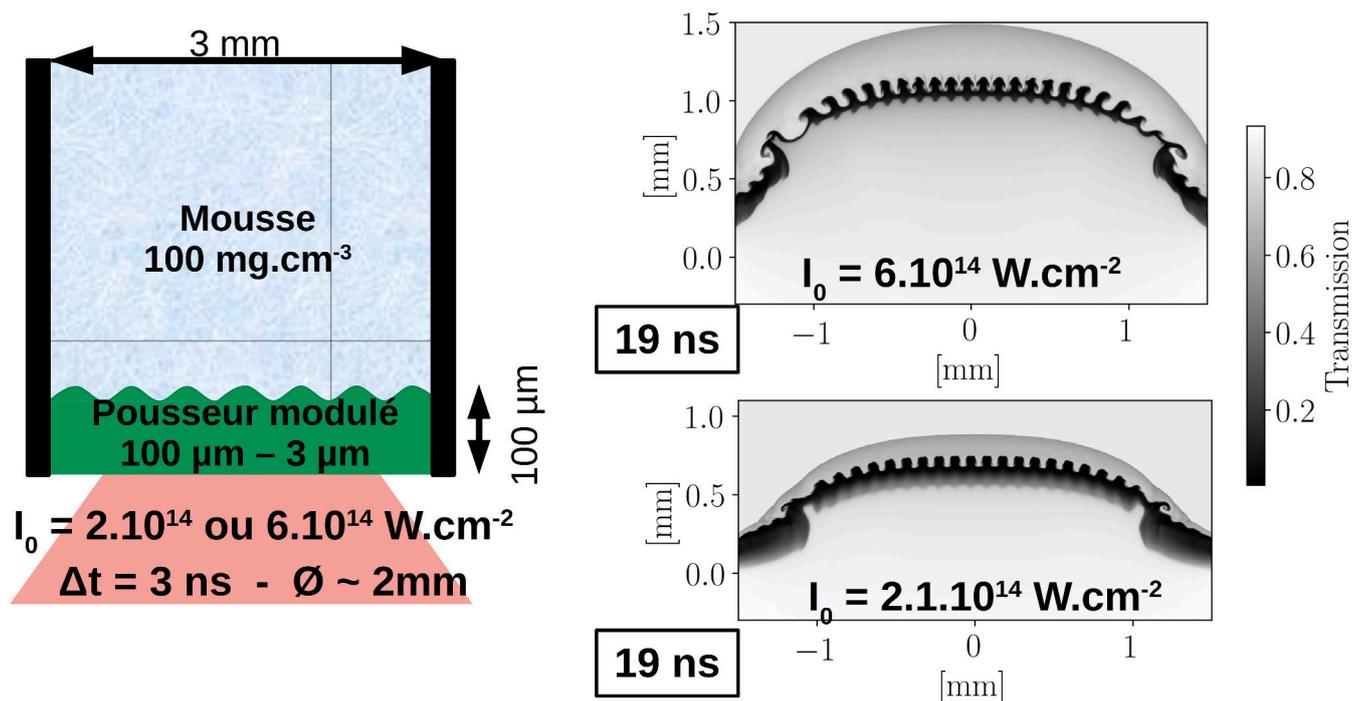


FIGURE 4.83 – Schéma de cible (A) et résultats de simulations FLASH sous forme de radiographies synthétiques (B et C) obtenues pour la configuration présentée en A. Les radiographies synthétiques sont prises 19 ns après tir laser et utilisent une source de rayons X produite par une cible de nickel.

$\sim 7,5$ keV) qui nous donne le meilleur contraste dans ce cas. L'épaisseur de cible étant trop importante sa transmission à plus faible énergie est très faible, notamment pour l'émission du titane que nous utilisons habituellement.

Sur ces radiographies synthétiques nous constatons que l'interface est bien plus plane que lors de nos expériences sur LULI2000, ce qui rend les 5 pics centraux exactement identiques. Cela est un réel plus pour l'étude de la croissance de l'IRT, car le centre de la cible n'est pas soumis aux effets de bord ni même à des effets de courbure. Ainsi nous pourrions étudier une croissance d'IRT en HDE, dont la confrontation avec la théorie serait plus exacte (cette dernière utilise le plus souvent des conditions de bord périodiques). Les données créées de cette façon auraient sûrement un plus grand intérêt pour des études théoriques et numériques de l'instabilité.

D'un point de vue faisabilité de l'expérience nous observons qu'après 19 ns d'évolution la zone de mélange a encore une taille inférieure à $100 \mu\text{m}$. Elle fait $85 \mu\text{m}$ pour une intensité laser de $6 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (l'interface ayant parcouru $1,1 \text{ mm}$) et $60 \mu\text{m}$ pour $2 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (l'interface ayant parcouru $0,7 \text{ mm}$). Ces tailles ne sont que faiblement supérieures à la résolution habituelle ($\sim 50 \mu\text{m}$) des radiographies effectuées sur ces installations (des améliorations de ces systèmes d'imagerie sont en développement, et une résolution de $\sim 20 \mu\text{m}$ devrait être possible). De plus nous ne tenons pas compte du bruit plus important dû au du plasma de couronne, plus chaud dans ce cas ($6 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$). Cela nous mène à douter de la possibilité de réaliser de telles expériences. Nous remarquerons cependant que si les cibles étaient modifiées pour augmenter la croissance de l'instabilité ou si des améliorations étaient réalisées sur les techniques de radiographie alors ces expériences seraient réalisables et elles présenteraient un intérêt indéniable comme étude sans effets de bords.

4.4.1.2 OMEGA EP

Cependant, l'accès aux lasers de classe mégajoule est réduite et le nombre de tirs par année extrêmement limité. De plus nous ne sommes pas sûrs de la fiabilité des simulations que nous pouvons réaliser avec FLASH à ces intensités lasers et tailles de cibles pour les cibles que nous emploierions. Il est donc nécessaire de réaliser une étape intermédiaire avant d'essayer de nous y rendre. Dans cette situation, OMEGA EP, et ses quelques kilojoules, apparaît comme une installation intermédiaire se situant entre les conditions LULI2000 et LMJ ou NIF. Passer par cette installation nous semble donc nécessaire dans une quête de dimensionnement de nos expériences vers de plus grandes échelles.

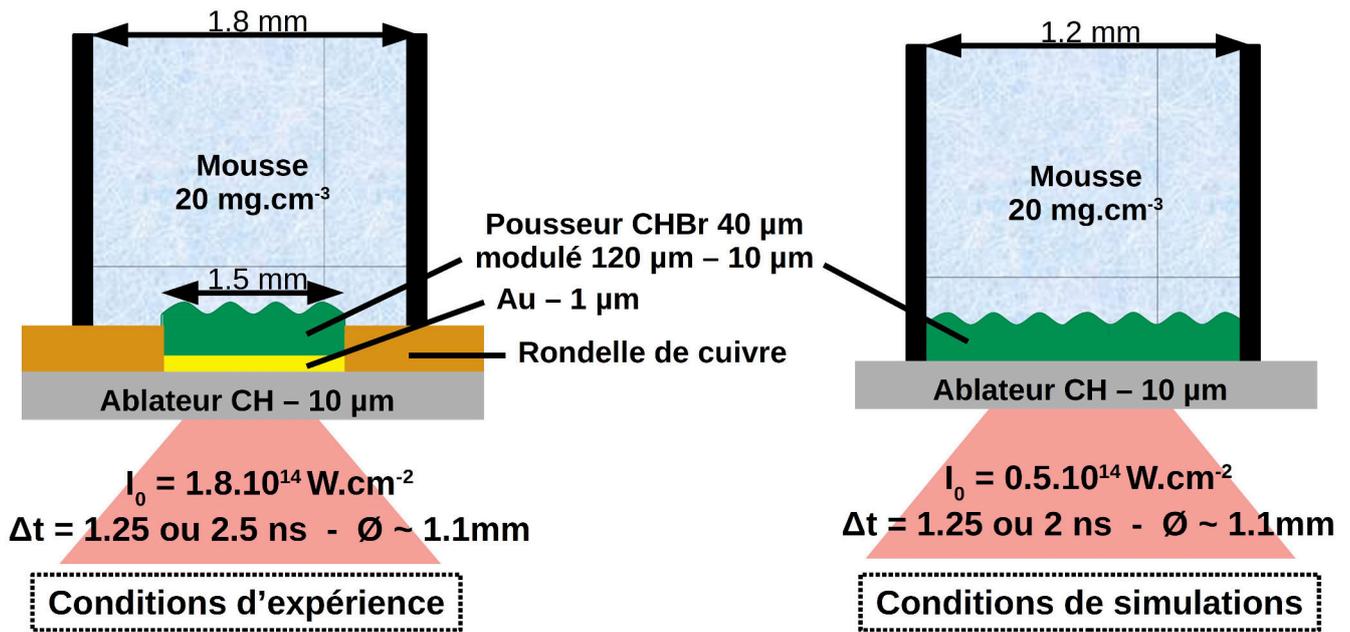


FIGURE 4.84 – Schéma représentant les conditions expérimentales (laser et cible) utilisées lors de l'expérience de développement à OMEGA, et conditions prises pour les simulations FLASH préliminaires.

Dans ce cadre, nous avons mené une étude préliminaire ayant pour objectif d'amener l'expérience avec mousse sur OMEGA EP. Dans un premier temps nous nous sommes fixés un objectif pouvant paraître simple : obtenir des résultats similaires à ceux du LULI2000 tout en élargissant la tâche focale. Cela peut paraître trivial mais l'expérience sur le LULI2000 a été optimisée sur trois années et la technique de radiographie X utilisée est développée depuis plus de dix ans [Bra+09 ; Bra+16]. De ce fait une partie des acquis préliminaires n'est pas présente sur OMEGA EP et doit être développée au cours de l'expérience.

Afin de se placer dans des conditions semblables à celle du LULI2000, nous avons considéré une configuration laser permettant d'atteindre les mêmes intensités sur OMEGA EP. Elle consiste en l'emploi d'un faisceau laser présentant une tâche focale de 1,1 mm de diamètre et délivrant une énergie sur cible de 2,2 kJ en 1,25 ns, ce qui revient à une intensité de $1,8 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ par faisceau. En parallèle un faisceau laser peut être utilisé pour déposer en 50 ps 700 J sur un fil de titane afin de créer une source de rayons X nécessaire à la radiographie. Ces paramètres ne diffèrent que peu de ceux du LULI2000, nous avons donc décidé de conserver la configuration de cible du LULI2000 en nous contentant d'augmenter son diamètre et d'implémenter les améliorations simples de cible dont nous avons eu idée (tube plus large que le pousseur, rondelle de cuivre passant sous le tube). Pour la densité de mousse nous avons choisi 20 mg.cm^{-3} puisque ces mousses présentent un important contraste et un bon développement de l'IRT sur le LULI2000. La figure 4.84 présente l'ensemble de ces paramètres sur un schéma.

D'un point de vue simulations nous avons donc repris celles réalisées pour les campagnes LULI2000 en changeant les différents paramètres afin qu'ils correspondent à ceux énoncés précédemment. Du point de vue intensité laser, nous avons choisi d'utiliser $5 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ puisque c'est avec cette intensité que nous restituons le mieux la position des pics d'IRT pour des mousses de 20 mg.cm^{-3} , par contre nous sous-estimons la croissance de l'IRT. Ce dernier point n'est pas un problème dans le cadre d'une telle préparation, en effet si nos simulations nous donnent des instabilités de tailles visibles, alors si elles sont plus grandes en réalité, elles seront d'autant mieux observables. Le second schéma de la figure 4.84 reprend la configuration de nos simulations. Nous noterons que comme pour celle pour le LULI2000 la couche d'or n'est pas simulée.

Nous ajoutons aux configurations décrites précédemment la possibilité de doubler la durée d'impulsion laser sans en changer l'intensité. Cela est possible car l'installation OMEGA EP ne comporte pas seulement deux lasers. Il est possible d'en utiliser quatre dans une configuration compatible avec l'utilisation de nos cibles et d'un backlighter. Cela permet de réaliser plus de tirs pendant une journée en alternant les couples de deux lasers (un court et un long), ou de changer le dépôt d'énergie sur cible, soit en superposant deux lasers (doublement d'intensité) soit en les juxtaposant temporellement (impulsion deux fois plus longue). Dans nos simulations nous n'avons pris en compte que la seconde possibilité, mais avons pris une durée d'impulsion de 2 ns au lieu de 2,5 ns, car nous pen-

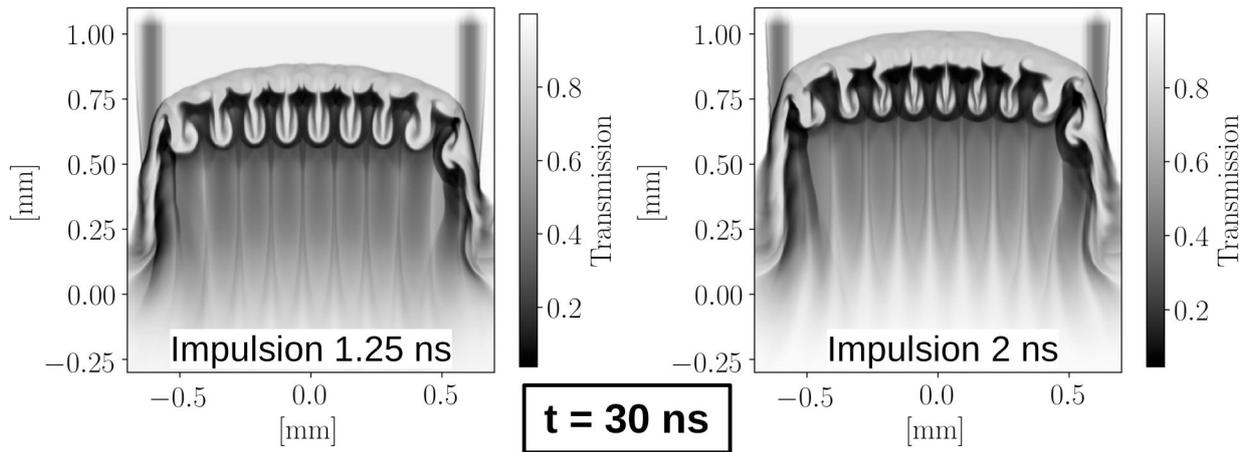


FIGURE 4.85 – Radiographies synthétiques obtenues à partir des simulations FLASH 30 ns après tir laser pour deux durées d'impulsion différentes et une seule intensité laser ($0,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$).

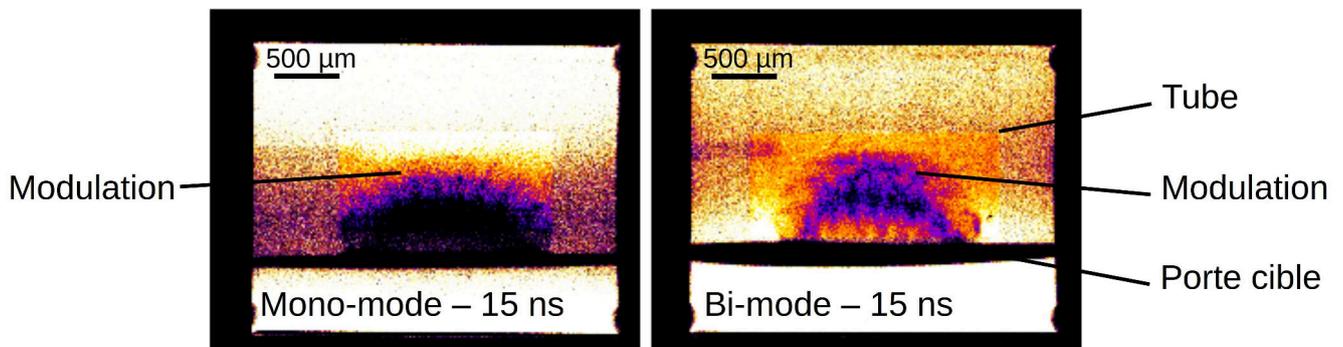


FIGURE 4.86 – Radiographies expérimentales d'une cible mono-mode et d'une cible bi-mode obtenues sur OMEGA EP 15 ns après tir laser. Malgré les limites évidentes de la résolution, les doigts d'instabilité peuvent être observés sur ces deux images.

sions que les faisceaux devaient impérativement se recouvrir d'un point de vue temporel. Nous souhaitons ainsi éviter une baisse d'intensité pouvant résulter en un lancement d'onde de raréfaction au changement entre faisceaux. Depuis nous avons appris que sur OMEGA EP, il est possible de juxtaposer temporellement les faisceaux sans que l'intensité ne chute fortement. En effet ils arrivent à faire se superposer les baisses (fin) et montée (début) d'impulsion.

Les résultats de nos simulations ne présentent pas de grandes différences entre ces deux cas. La figure 4.85 montre les radiographies synthétiques (réalisées avec un backlighter en titane) obtenues 30 ns après tir laser dans chacune de ces configurations. Nous remarquerons que l'interface d'étude est plane et ce malgré la proximité du tube, placé trop près en simulation. Autrement dit nous nous attendons à pouvoir nous affranchir des effets de bord. Nous noterons que les pics sont plus avancés pour l'impulsion plus longue (877 μm contre 790 μm), ce qui est normal puisque nous apportons de l'énergie plus longtemps au système (décélération plus tardive). La zone de mélange est aussi la plus développée (180 μm contre 207 μm) cela se comprend aussi en considérant l'effet de la durée de l'impulsion. Puisque l'intensité est maintenue constante dans les deux cas la vitesse d'interface initiale devrait être la même. Tant que le système est entretenu par l'impulsion laser, cette vitesse reste quasiment constante. La décélération n'aura réellement lieu que lorsque le laser sera coupé. Cela signifie que pour l'impulsion la plus courte la décélération aura duré plus longtemps l'IRT sera donc plus développée. Nous constatons que sur ces radiographies synthétiques prise 30 ns après tir, la taille de la zone de mélange est suffisamment grande pour être aisément radiographiée et ce même avec une résolution de 50 μm (dans l'hypothèse où la source de rayons X est étendue). Cette expérience nous semble donc faisable.

Suite à cette étude numérique préliminaire une expérience a été effectuée sur OMEGA-EP en mai 2019 et a consisté en un total de 13 tirs répartis sur deux types de cibles : des mono-modes et des bi-modes de même modulation que sur le LULI2000. Cette expérience fut avant tout un premier pas dans le développement d'une plateforme expérimentale d'étude de l'IRT sur OMEGA EP. Elle n'a pas fourni les résultats escomptés du fait que la dynamique de développement de l'instabilité n'a pas pu être obtenue. Par contre elle a permis d'essayer différentes configurations de radiographie (fil de titane à la commissure d'une feuille de plastique pliée, fil de titane seul, différentes énergies et intensités laser sur le fil...) qui ont donné deux radiographies de cible en mouvement (voir figure 4.86). Ces deux radiographies (l'une d'une cible mono-mode, et l'autre d'une cible bi-mode) ont été obtenues à l'aide de rayons X durs qui ont marqué une IP filtrée par une première IP saturée par le rayonnement parasite produit par le plasma de couronne et l'émission bremsstrahlung de la source picoseconde. De ce fait la résolution n'est pas optimale mais nous reconnaissons le type de modulation et distinguons les doigts d'instabilité du mono-mode (mais pas leur extrémité). Cette expérience laisse donc la porte ouverte à des développements futurs qui devraient pouvoir aboutir compte tenu des progrès réalisés ici. De plus, cette expérience a mis en évidence des problèmes de parallaxe liés aux contraintes d'alignement angulaire de la cible. Des essais sont prévus en 2020 mais avec un tube de taille réduite (1 mm de diamètre). Cela permettra le développement de l'expérience sur cette installation, mais limitera son intérêt, car un tube plus étroit augmente les effets de bord.

4.4.2 IRT et champ magnétique

Dans le chapitre d'introduction à la théorie de l'IRT, nous avons signalé (en page 39) que la présence d'un champ magnétique peut influencer l'IRT que ce soit en changeant sa morphologie ou en diminuant son taux de croissance. Certaines installations laser disposent de capacités de production de champ magnétique, notamment le LULI2000 qui couple un banc de capacité à une bobine de Helmholtz pour produire des champs allant jusqu'à 15 T. Une possibilité d'étude de l'IRT sous l'influence d'un champ magnétique est donc possible.

Cette étude peut présenter un intérêt pour l'astrophysique mais aussi pour la FCI. En astrophysique, le milieu interstellaire est baigné dans un champ magnétique, qui peut être amplifié par compression lors du passage du choc produit par l'explosion d'une supernova. L'IRT se développant dans les RSN est donc naturellement soumise à l'effet d'un champ magnétique extérieur (sans même parler des champs pouvant être produit par effet Biermann-battery au niveau de l'IRT). Sa croissance sera donc influencée par ce champ. En FCI, des projets, en cours de développement, visent à utiliser un champ magnétique extérieur au système afin de soit améliorer la transmission d'énergie entre le laser et la capsule (en attaque indirecte [Mon+15]), soit pré-comprimer la capsule et d'y maintenir une pression élevée, dans un schéma de fusion dit magnéto-inertiel [Wur+16]. La présence de ce champ influencera le développement de l'IRT qui se développe dans la capsule. L'étude expérimentale de l'influence du champ magnétique sur l'IRT n'est donc pas dénuée d'intérêts.

Étant donné que nous sommes arrivés à étudier la croissance de l'IRT en phase de décélération sur le LULI2000 et que cette installation dispose de capacités pour produire un champ magnétique, nous avons évidemment envisager l'étude de ce couplage. Dans ce cadre, nous avons réalisé des simulations préparatoires à l'aide du code FLASH et nous avons mené une campagne expérimentale en collaboration avec M. Manuel (General Atomics, Inertial Fusion Technologies, États-Unis) qui en était le commanditaire. L'analyse de l'expérience et les simulations post-expérience sont de ce fait des tâches réalisées par son équipe.

Les simulations préparatoires que nous avons effectuées ont avant tout servi pour la vérification du concept et de base pour l'écriture de la proposition d'expérience sur LULI2000. Étant arrivées bien en amont de l'expérience, elles ne comportent pas les paramètres finalement utilisés en expérience. Dans ces simulations nous nous sommes contenté d'ajouter un champ magnétique extérieur à la configuration LULI2000 avec mousse de 100 mg.cm^{-3} . Autrement dit la cible était constituée d'un ablateur en plastique de $10 \mu\text{m}$, d'un poussoir en $\text{C}_8\text{H}_7\text{Br}$ de $40 \mu\text{m}$, d'une mousse de plastique de 100 mg.cm^{-3} comprise dans un tube de 1 mm de diamètre. À l'époque de ces simulations nous n'avions effectué qu'une comparaison entre l'expérience de 2016 sur le LULI2000 et nos simulations. De ce fait, l'intensité laser, que nous estimions être la plus à même à restituer les résultats d'expérience, était de $5 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ pour une impulsion de 1,5 ns. Les données des expériences de 2017 et 2018 nous ayant depuis fait revoir notre jugement. Pour ces simulations nous avons considéré trois configurations de champ magnétique : un champ nul (mais employant des modules de MHD), un champ de 15 T dans la direction du vecteur d'onde de la modulation de l'interface, et un champ de 15 T dans l'axe du laser. La figure 4.87 les résultats de simulations pour ces trois configurations après 20 ns. Sur cette figure sont représentés la carte de densité (en fausses couleurs), le contour du poussoir (ligne noire) et les lignes de champs magnétiques (lignes fléchées présentant un dégradé de gris selon l'intensité du champ). Sur cette figure nous constatons que le champ a un effet sur l'instabilité. En

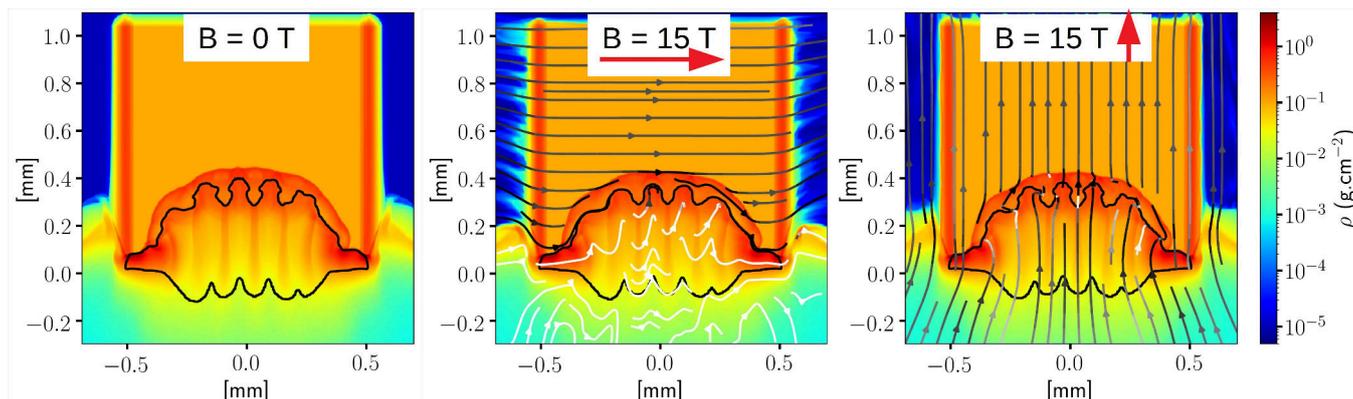


FIGURE 4.87 – Simulations préparatoires utilisant différentes configurations de champs magnétique prise 20 ns après tir laser. Ces simulations sont réalisées avec FLASH pour une mousse de $100 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ et les caractéristiques laser suivantes : $5 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, 1,5 ns. Chaque image se compose d'une carte de densité en fausses couleurs, d'une ligne noire épaisse entourant le poussoir, et de lignes fléchées plus fines représentant le champ magnétique (plus elles sont sombres plus le champ est intense).

l'absence de champ elle est plus développée avec une zone de mélange de $111 \mu\text{m}$ pour une position de pic de $398 \mu\text{m}$. Elle est la moins développée dans le cas du champ magnétique parallèle au vecteur d'onde avec une zone de mélange de $82 \mu\text{m}$ et une position de pic de $376 \mu\text{m}$. La troisième configuration est comprise entre les deux précédentes. Une seconde différence plus visuelle concerne la morphologie de l'interface. Dans le cas du champ magnétique parallèle, l'IRT garde une forme sinusoïdale sans réelle déformation par des instabilités secondaires, ce qui n'est pas le cas dans les deux autres cas. Une expérience comparant le cas d'un champ parallèle et le cas sans champ devait donc fournir des différences visibles pouvant être étudiées.

L'expérience réelle fit appel à une configuration différente de celle décrite ci-dessus. Les cibles utilisées étaient constituées d'un ablateur de plastique de $8 \mu\text{m}$, d'un poussoir de plastique iodé de $40 \mu\text{m}$ modulé et d'une mousse de $8,5 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ (GACH) comprise dans un tube de 1 mm de diamètre (voir figure 4.88 A). Elles ne comportaient pas de couche d'or comme bouclier anti-préchauffage, le plastique iodé pouvant apparemment absorber l'ensemble du rayonnement provenant de la couronne. Ces cibles ont été fabriquées par General Atomic. Le champ magnétique utilisé ne fut que de 10 T par sécurité (risque de destruction de la bobine pour des champs plus intenses) et seule la configuration parallèle fut considérée.

Des radiographies typiques obtenues lors de cette expérience se trouvent sur la figure 4.88 B et C. Ces radiographies ont toutes deux été obtenues 30 ns après tir laser l'une en l'absence de champ magnétique, l'autre soumise à un champ de 10 T. Contrairement à nos attentes il n'y a pas de différence notable entre ces deux images. La taille de la zone de mélange ne varie que peu du passage de l'une à l'autre. La légère variation constatée provient principalement des variations d'énergie laser et des caractéristiques de cible. Nous ne constatons pas non plus de différence de morphologie des doigts d'instabilité. Ces constats peuvent être généralisés à l'ensemble des résultats obtenus lors de cette campagne expérimentale. La conclusion logique est que le champ magnétique n'influence pas de manière visible la croissance de l'IRT dans cette configuration précise. Cette expérience ne permet donc pas d'étudier les phénomènes souhaités.

La conclusion précédente va à l'encontre des résultats de simulation. L'effet du champ magnétique est donc surestimé dans nos simulations FLASH. Le groupe de recherche de M. Manuel s'est penché sur ce point et à trouver que l'origine du problème provient de la non prise en compte de la diffusion du champ lors de l'exécution des simulations. Ce problème est lié à la version de FLASH que nous avons employé et a été rectifié dans des versions plus récentes. En effet le calcul de la résistivité du plasma était erroné dans notre version ce qui le rapprochait fortement du cas idéal (résistivité négligeable). Des résultats de simulations qu'ils ont effectuées, avec une version récente de FLASH, sont présentés sur la figure 4.89. Nous pouvons y observer l'absence d'effets marqués du champ magnétique en présence de résistivité. Des différences apparaissent seulement lorsque l'approximation de la MHD idéale est faite. Autrement dit une mousse de plastique est trop résistive pour que nous puissions constater une réelle différence.

En l'état, il est donc impossible d'étudier l'effet du champ magnétique sur l'IRT en basant l'expérience sur celle ayant eu lieu au LULI2000 avec utilisation d'une mousse. Deux solutions pourraient permettre de remédier à ce

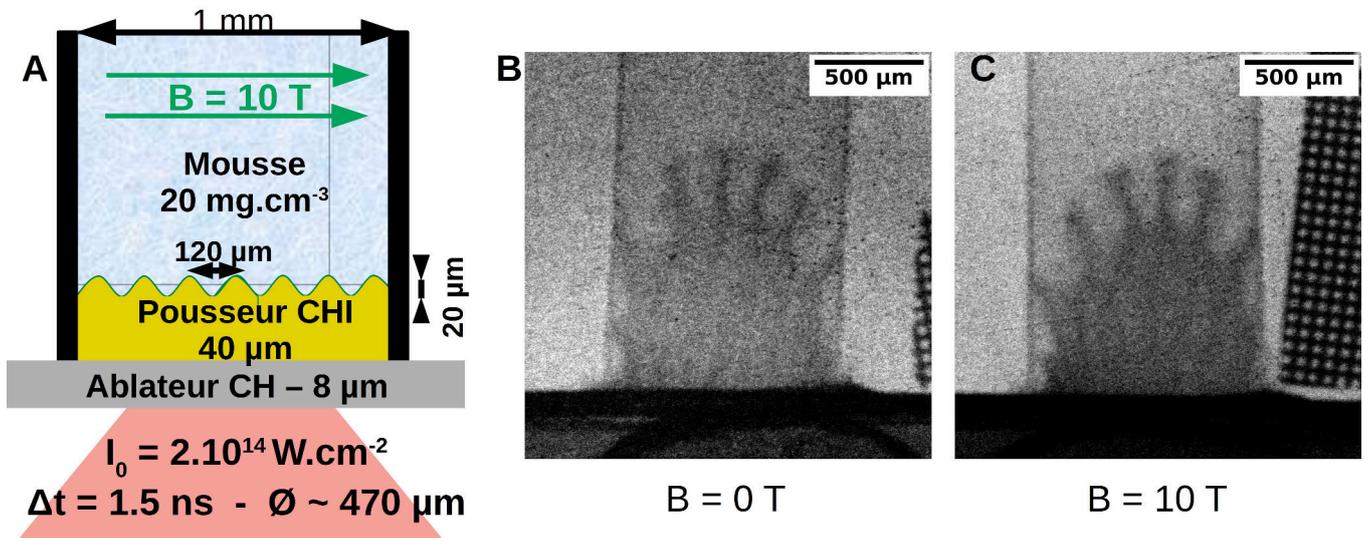


FIGURE 4.88 – A : Schéma représentant les conditions expérimentales (laser et cible) de l'expérience sur la croissance de l'IRT avec champ magnétique. B et C : Radiographies expérimentales obtenues 30 ns après tir laser dans avec (B) et sans (C) champ magnétique.

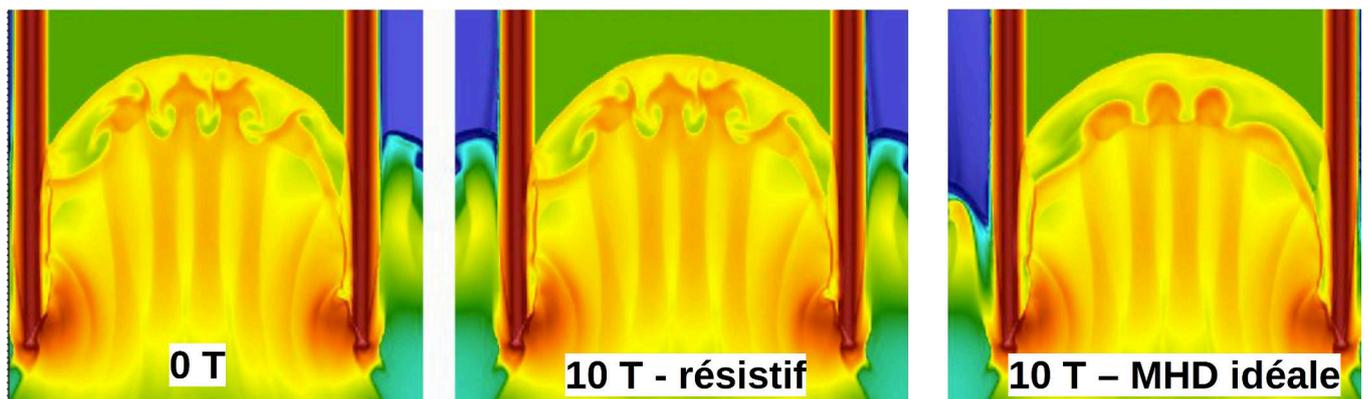


FIGURE 4.89 – Résultats de simulations FLASH de l'expérience sur l'influence du champ magnétique sur l'IRT prise 19 ns après tir laser. La densité est ici représentée en fausse couleur. Deux configurations de champ magnétique (0 et 10 T) prise selon différentes approximations (MHD idéale ou résistive) sont utilisées. Ces simulations ont été réalisées par B. Khiar sous la direction de M. Manuel (General Atomics, Inertial Fusion Technologies, États-Unis).

problème. Il faudrait soit revoir la conception de l'expérience afin de limiter la résistivité, par exemple en travaillant avec des gaz ou des mousses métalliques. Le corollaire de cette proposition est qu'il est nécessaire de développer entièrement une autre plateforme où la croissance de l'instabilité peut être observée en l'absence de champ. L'autre possibilité serait d'utiliser des champs magnétiques plus intenses. Le dispositif MIFEDS mis en place sur OMEGA EP et NIF permet d'atteindre des champs d'environ 50 T sur un volume millimétrique, mais pour des durées de l'ordre de la centaine de nanoseconde au maximum (M. Manuel va faire des tests sur OMEGA EP en utilisant ce dispositif). De forts champs peuvent aussi être produits à l'aide de boucle à induction et d'un laser [Fuj+13] ([capacitor coil]). Ce genre de dispositif de création de champ est développé sur différents lasers de puissance multi-faisceaux (GEKKO XII) et pourrait permettre l'étude envisagée. Cela sous-entend par contre qu'il est nécessaire de transporter l'expérience sur une telle installation, ce qui comme nous l'avons vu dans la partie précédente (expérience sur OMEGA EP) est loin d'être trivial. De plus ces dispositifs ne peuvent souvent accueillir qu'un volume restreint (boucle de 300 μm) et créent des champs de durée fortement limitée (de l'ordre de la durée d'impulsion laser). Ces restrictions rendent leur utilisation difficile dans le cadre de nos expériences. En effet, nos cibles présentent des dimensions d'au moins 3 mm en longueur et nous nous intéressons à des dynamiques sur près d'une centaine de nanoseconde. Au regard de cela, notre bobine peut accueillir des cibles de taille centimétrique et créer un champ stable sur plusieurs microsecondes : elle est donc adaptée à nos expériences (mais est limitée en intensité de champ). Un nouveau schéma de bobine sera prochainement développé, au LULI, afin d'atteindre 30 T en routine sur un volume de l'ordre de 0,5 cm^3 .

4.4.3 IRT et double choc

La dernière configuration, que nous avons considérée, vise l'étude d'écoulements plus chaotiques que ceux obtenus sur le LULI2000, tout en restant sur des lasers de classe similaire ou supérieure à ce dernier. Pour ce faire l'utilisation de deux ondes de choc contra-propagatives est considérée [Wel+13; Dos+15; DFM16]. L'une d'entre elles sert à mettre en mouvement un poussoir modulé qui en s'étendant dans la mousse entraîne le développement d'IRT par sa décélération. L'autre, arrivant d'en face, va percuter l'IRT déjà développée et entraîner le développement d'un écoulement chaotique.

Ce style d'expérience nécessite donc de revoir la conception des cibles afin de permettre la création des deux ondes de choc. Il est aussi nécessaire de faire appel à une installation laser permettant l'utilisation de multiples faisceaux laser de classe kilojoules dans une configuration contra-propagative (deux lasers doivent se faire face). L'installation laser ORION permet cette configuration. De plus elle présente des paramètres lasers proches de ceux du LULI2000 ($2,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, 1,5 ns, une tâche focale de 600 μm de diamètre) et est d'accès plus simple que les installations de classe supérieure (tel que OMEGA, NIF ou LMJ). Cela a donc orienté notre réflexion et nos simulations, préalables à l'écriture de propositions d'expérience, à utiliser ces paramètres laser.

Avant de s'intéresser aux caractéristiques des cibles considérées et aux résultats de simulations, nous pourrions nous demander quel est l'intérêt d'une telle étude. Comme nous l'avons dit l'utilisation de deux chocs peut permettre d'obtenir un écoulement chaotique. Un tel écoulement, pouvant se rapprocher de la turbulence, peut avoir un fort impact sur le mélange de deux fluides. En astrophysique, nous retrouvons un aspect chaotique dans les RSN après une longue période d'évolution (perte de symétrie sphérique). L'origine de ce chaos n'est pas connue avec certitude : les instabilités y jouent un rôle, tout comme les inhomogénéités du milieu interstellaire. Il n'est donc pas absurde de vouloir étudier la croissance de l'IRT une fois soumise à ce chaos. Par contre, à part dans des cas particuliers (interaction de deux restes) il n'y a pas, en général, de seconde onde de choc qui arrive face au RSN. En cela notre étude diffère des cas astrophysiques classiques. Par contre en FCI, il y a bien arrivée d'un second choc sur l'interface instable où l'IRT se développe en phase de décélération. Ce choc provient du centre de la capsule et est le résultat du rebond du choc convergeant. Comme nous l'avons déjà évoqué ce choc est le plus souvent radiatif, aspect que nous ne comptons pas restituer par notre expérience. Cette expérience pourrait donc avoir de l'intérêt pour la FCI, une fois dimensionnée pour en être similaire [Nag+17; Dos+20].

4.4.3.1 Double choc

Étant donné que les conditions laser sur ORION ne sont pas drastiquement différentes de celles sur LULI2000, nous avons considéré utiliser une composition de cible similaire à celle des expériences LULI2000 avec mousse. Il est néanmoins nécessaire d'y ajouter un ablateur et un poussoir de l'autre côté du tube afin de pouvoir lancer un second choc dans la mousse. Un schéma, illustrant les conditions prises en simulation, se trouve sur la figure 4.90. La cible principale est constituée d'un ablateur de 10 μm de plastique et d'un poussoir de 40 μm de $\text{C}_8\text{H}_7\text{Br}$ modulé

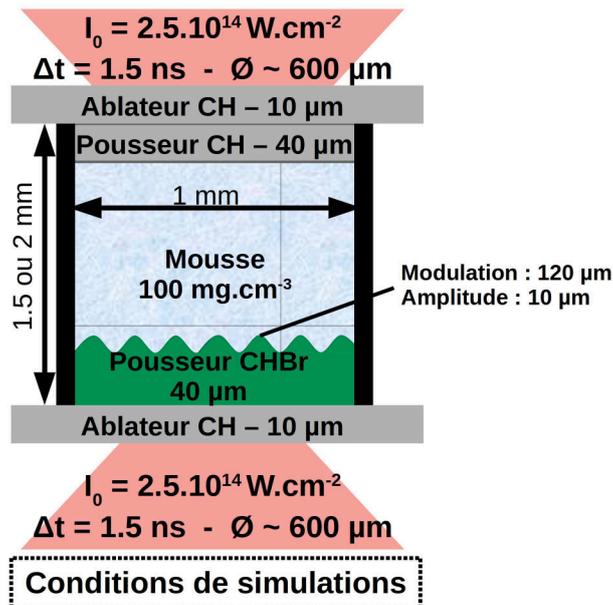


FIGURE 4.90 – Représentation schématique des conditions de simulation dans le cadre de l'étude de l'IRT en présence de deux chocs.

(120 μm de longueur d'onde, 10 μm d'amplitude). Il est suivi d'un tube de 1 mm de diamètre rempli d'une mousse de plastique de 100 mg.cm^{-3} . Et à l'opposé se trouve une cible secondaire composée d'un ablateur de 10 μm et d'un pousseur de 40 μm , non modulé, tous les deux en plastique (nous ne cherchons pas à radiographier ce pousseur raison pour laquelle nous n'utilisons pas de CHBr). Sur chaque ablateur, un laser de $2,5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ d'intensité, 1,5 ns d'impulsion et 600 μm de tâche focale, vient déposer de l'énergie.

Une dynamique d'évolution simulée est présentée sur la figure 4.91 A au travers d'une série de radiographies synthétiques effectuées avec le rayonnement du titane. Nous y observons que suite à une croissance initiale normale, l'interface est impactée par le second choc. Elle se met alors à stagner, voire sa position semble reculer. Les doigts d'instabilités se tordent mais continuent à grandir. Nous remarquerons aussi que les chapeaux des champignons d'instabilité deviennent particulièrement larges, ce qui aura un impact sur le mélange des fluides (car l'interface est plus étendue). Dans le cas d'un tube plus long (2 mm), présenté sur la figure 4.91 B, la situation paraît encore plus chaotique.

Les résultats de ces simulations nous indiquent que nous pouvons effectivement obtenir un écoulement chaotique en utilisant deux ondes de choc. L'étude souhaitée est donc possible. Par contre, il ne faut pas prendre pour argent comptant les résultats de ces simulations de radiographie. En effet, il paraît évident que le chaos créé lors de l'interaction avec la seconde onde de choc ne serait être cantonné sur un seul plan. La morphologie finale sera intrinsèquement 3D et il est peu probable que nous puissions voir quoique ce soit à l'aide d'une radiographie classique, tout du moins les doigts d'instabilité ne devraient pas pouvoir y être distinguables (la projection nous donnera sûrement une zone trouble). L'étude expérimentale de cette situation risque donc d'être difficile d'analyse. Une approche similaire à celle que nous avons employée pour l'étude de la turbulence de l'expérience SACLA sera peut-être nécessaire. Nous ne pouvons néanmoins pas nous prononcer avec certitude sur les possibilités d'analyse et les quantités physiques pouvant être extraites de cette expérience sans réalisation de simulation 3D ou de l'expérience en elle-même. Il est en effet possible qu'après interaction de l'interface avec la seconde onde de choc nous ne puissions plus tirer d'information fiable du système expérimental, notamment en raison des limites des diagnostics. La projection de structures fines et chaotiques avec une résolution de l'ordre de 20 μm risque en effet de ne produire qu'un flou sur les radiographies.

L'expérience décrite ci-dessus est prévue pour mai 2020 sur l'installation ORION. Elle devrait avoir des caractéristiques légèrement différentes de celles définies ci-dessus. Notamment avec une cible de 3 mm de diamètre et une couche d'or entre ablateur et pousseur. De plus d'autres diagnostics, telle qu'une radiographie protonique (permettant de mesurer des champs magnétiques), devraient être ajoutés à la radiographie X. Il n'est cependant pas certains qu'ils ne se heurteront pas à autant de problèmes d'analyse que ceux prévus pour la radiographie X. Par ailleurs nous noterons que la réalisation d'une expérience sur une nouvelle installation laser n'est jamais chose

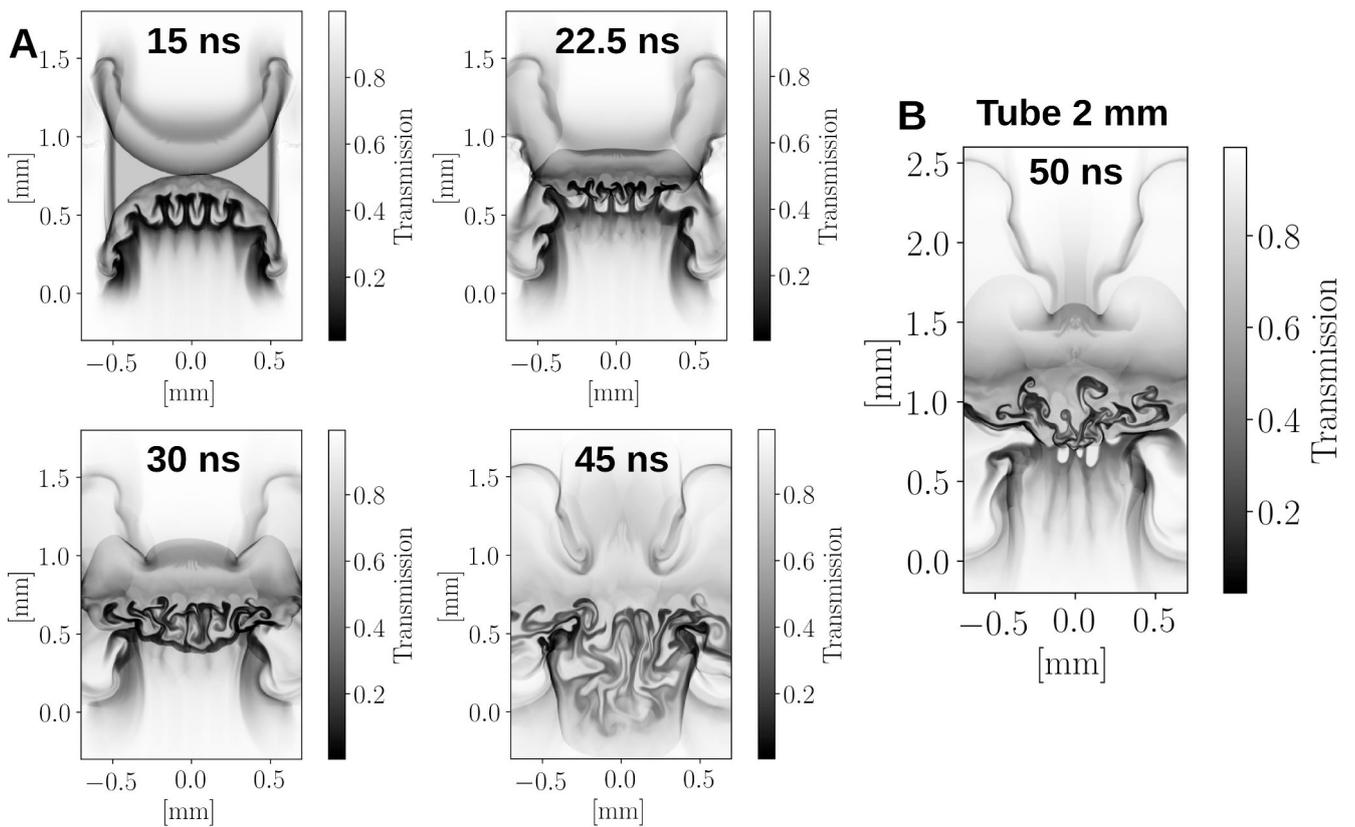


FIGURE 4.91 – Résultats de simulation FLASH dans une configuration de double choc (voir figure 4.90) présentés sous forme de radiographies synthétiques (rayonnement du titane). A : Dynamique d'évolution du système dans le cas d'un tube de 1,5 mm. B : Résultat de simulation à temps long (50 ns) pour un tube de 2 mm de long.

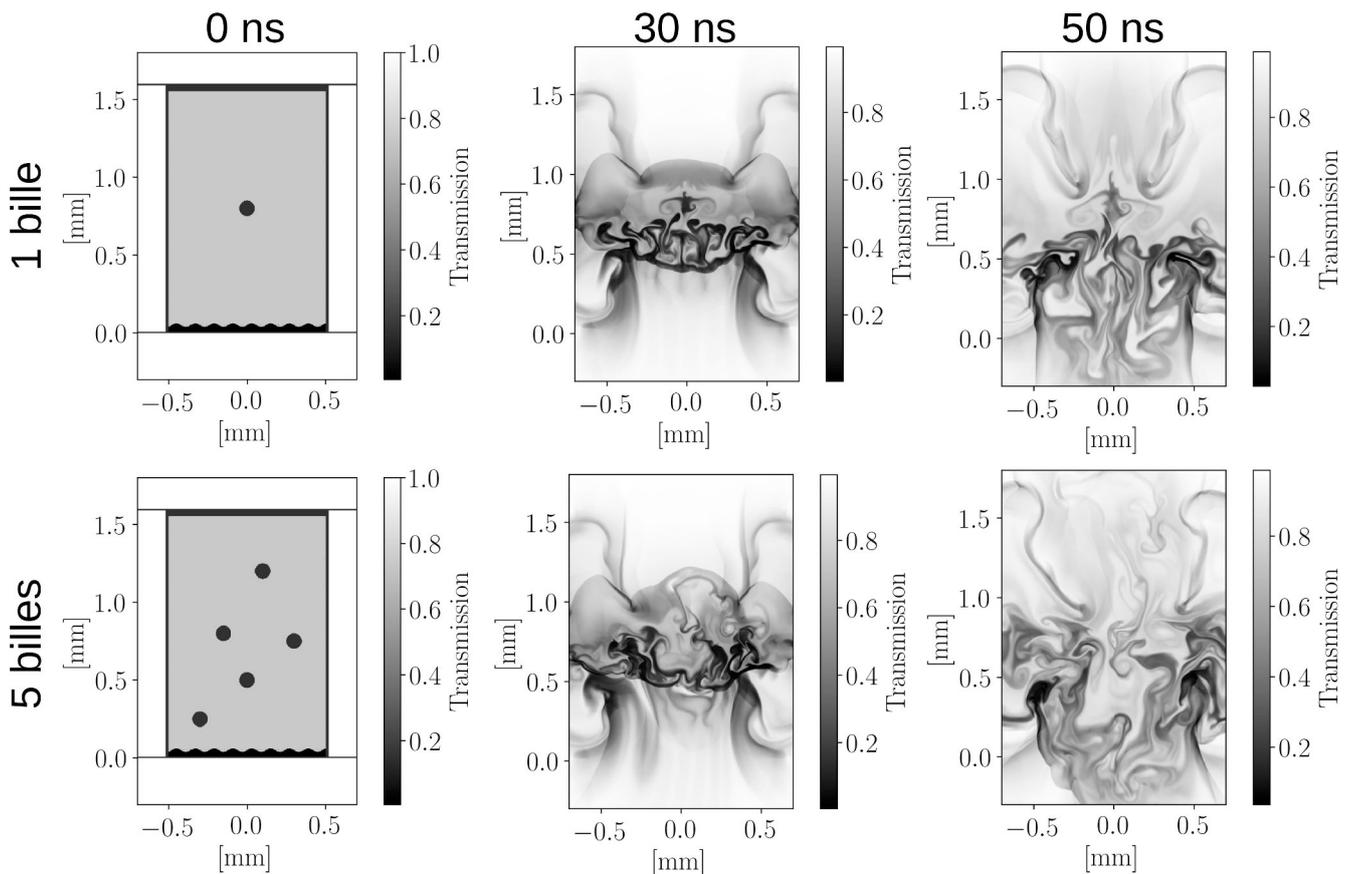


FIGURE 4.92 – Résultats de simulations FLASH sous forme de radiographies synthétiques (rayonnement du titane) montrant l'évolution de deux systèmes qui comportent respectivement 1 et 5 billes de plastique à l'intérieur de la mousse.

triviale, comme nous avons pu le voir sur les résultats de l'expérience sur OMEGA EP. À défaut de produire l'ensemble des résultats souhaités, cette expérience, qui devrait comporter environ 21 tirs (partager avec une autre thématique), devrait permettre une première optimisation des configurations de cibles, laser et diagnostics en préparation de futurs développements.

4.4.3.2 Nuages moléculaires

Une dernière configuration considérée est une variation du cas précédent avec l'ajout de billes de plastique au sein de la mousse. Ces billes vont interagir avec le pousseur qui se détend et influencer la croissance de l'IRT. Le pendant astrophysique de cette situation serait l'interaction de RSN avec des nuages moléculaires se trouvant dans le milieu interstellaire (les nuages moléculaires sont aussi les lieux de naissance des étoiles). Cette interaction, qui a forcément lieu du fait de l'omniprésence de ces nuages, est d'un intérêt astrophysique certain puisqu'elle joue un rôle dans l'accélération de particules [IY109] qui est un domaine de recherche actif. De ce fait cette étude pourrait compléter l'aspect astrophysique de nos expériences.

Comme cette problématique a été soulevée en complément de celle sur les doubles chocs, nous avons effectué des simulations dans les mêmes conditions que le cas précédent (voir figure 4.90) en ajoutant dans la mousse des billes de plastique de 100 μm de diamètre. La figure 4.92 montre la situation initiale et les résultats de deux simulations utilisant respectivement 1 et 5 billes de plastique. Nous remarquerons qu'après interaction avec les billes la situation semble encore plus chaotique que dans le cas précédent avec notamment l'apparition de tourbillons. Cette situation risque donc d'être encore plus difficile à diagnostiquer et à analyser.

Afin de limiter les difficultés d'analyse, il a été choisi de réaliser au préalable une expérience sans modulation du pousseur. Cette expérience prévue sur ORION en même temps que la précédente pourra servir de base pour de futurs travaux sur l'IRT. En l'absence de modulation, elle a été réorientée vers la thématique de l'interaction

entre un choc et un milieu poussiéreux et n'utilisera pas des billes de plastiques mais des inclusions de métaux de différentes tailles. Ces inclusions devraient se charger électriquement au passage du choc et influencer le milieu les entourant, mais cela est une autre thématique sans lien avec l'IRT.

4.4.3.3 Double choc et rayonnement

Une dernière possibilité d'étude faisant appel à deux chocs serait celle de l'effet du rayonnement sur la croissance de l'IRT [Kur+18]. Contrairement à l'étude que nous avons souhaitée faire avec le gaz, le choc mettant en mouvement l'interface ne serait pas radiatif mais le second choc le serait. Cette situation pourrait représenter ce qui se passe en FCI. En effet, après convergence du choc au centre de la capsule le choc rebondit et est radiatif.

Nous n'avons pas effectué de simulation pour ce cas d'étude mais signalerons qu'il est possible de travailler par étape, ce qui nous paraît essentiel dans le cadre de phénomènes aussi complexes. Selon nous nous pourrions décomposer cette étude en : l'étude de la croissance de l'IRT en phase de décélération (ce que nous avons déjà fait), l'étude de l'IRT re-choquée (ce que nous allons faire sur ORION), l'étude de l'IRT faisant face à une source de radiation contrôlée (et donc pas d'un choc), et finalement l'étude de l'IRT re-choquée par un choc radiatif. Ces étapes permettraient de séparer l'influence de chaque élément distinct avant de passer à la situation globale.

4.4.4 Conclusion

En conclusion, nous avons considéré différentes alternatives à nos expériences que ce soit pour les transporter sur d'autres installations, se débarrasser des effets de bord, ou étudier l'influence d'autres phénomènes physiques (champ magnétique, double choc, milieu extérieur inhomogène). Certaines de ces considérations ont donné ou vont donner lieu à des expériences. Nous noterons cependant que malgré notre grande maîtrise des expériences avec mousses sur le LULI2000 la bonne réalisation de ces alternatives n'est pas triviale. Un réel travail de développement sera donc nécessaire. Par ailleurs nous remarquerons que la liste que nous venons de dresser n'est en rien exhaustive et qu'il serait bien entendu possible de trouver d'autres types d'expériences dans le domaine.

Résumé

- L'utilisation d'installation laser pouvant maintenir une intensité laser égale ou supérieure à celle du LULI2000 sur une tâche focale plus large présente un intérêt certain pour la confirmation et l'élargissement de nos études, notamment en réduisant les effets de bords. Il est cependant nécessaire de restreindre le jeu des paramètres en raison du nombre de tirs limité sur ces installations.
- Une expérience préalable, menée sur OMEGA, nous a montré qu'il n'est pas trivial de réaliser des expériences similaires à celles réalisées sur LULI2000 sur d'autres installations. En particulier, le développement du diagnostic de radiographie X n'étant pas le même sur chaque installation, il peut devenir une limitation aux expériences.
- En l'état, l'étude de l'effet du champ magnétique sur l'IRT en phase de décélération est impossible sur le LULI2000. Il serait nécessaire d'utiliser des cibles présentant une faible résistivité ou des champs magnétiques très intenses pour pouvoir étudier cet effet.
- L'utilisation de deux ondes de chocs, permises par certaines installations, permet l'étude de l'IRT dans des situations complexes et chaotiques. Cependant cette complexité peut devenir un frein à l'interprétation des résultats expérimentaux.

Bibliographie

- [Ara+00] Itai ARAD et al. « Anomalous scaling in the anisotropic sectors of the Kraichnan model of passive scalar advection ». In : *Phys. Rev. E* 62 (4 oct. 2000), p. 4904-4919. DOI : [10.1103/PhysRevE.62.4904](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.62.4904). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.62.4904>.
- [Bar+16] R. BARTHÉLÉMY et al. « Modelling of micro-inertia effects in closed-cell foams with application to acoustic and shock wave propagation ». In : *International Journal of Solids and Structures* 97-98 (2016), p. 445-457. ISSN : 0020-7683. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2016.07.005>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0020768316301585>.
- [BFK90] John M. BLONDIN, Bruce A. FRYXELL et Arieh KONIGL. « The structure and evolution of radiatively cooling jets ». en. In : *The Astrophysical Journal* 360 (sept. 1990), p. 370. ISSN : 0004-637X, 1538-4357. DOI : [10.1086/169128](https://doi.org/10.1086/169128). URL : <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/169128> (visité le 15/04/2019).
- [Bia+20] Xin BIAN et al. « Revisiting the late-time growth of single-mode Rayleigh–Taylor instability and the role of vorticity ». In : *Physica D : Nonlinear Phenomena* 403 (2020), p. 132250. ISSN : 0167-2789. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physd.2019.132250>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016727891930363X>.
- [Bra+09] E. BRAMBRINK et al. « X-ray source studies for radiography of dense matter ». In : *Physics of Plasmas* 16.3 (2009), p. 033101. DOI : [10.1063/1.3076207](https://doi.org/10.1063/1.3076207). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.3076207>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3076207>.
- [Bra+16] E. BRAMBRINCK et al. « Short-pulse laser-driven x-ray radiography ». In : *HPLSE* 4 (2016), p. 31.
- [Cas+09] A. CASNER et al. « Indirect drive ablative Rayleigh–Taylor experiments with rugby hohlraums on OMEGA ». In : *Physics of Plasmas* 16.9 (2009), p. 092701. DOI : [10.1063/1.3224027](https://doi.org/10.1063/1.3224027). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.3224027>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3224027>.
- [Cas+15] A. CASNER et al. « Probing the deep nonlinear stage of the ablative Rayleigh–Taylor instability in indirect drive experiments on the National Ignition Facility ». In : *Physics of Plasmas* 22.5 (2015), p. 056302. DOI : [10.1063/1.4918356](https://doi.org/10.1063/1.4918356). eprint : <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4918356>. URL : <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4918356>.
- [CCZ98] J. G CLÉROUIN, M. H CHERFI et G ZÉRAH. « The viscosity of dense plasmas mixtures ». In : *Europhysics Letters (EPL)* 42.1 (avr. 1998), p. 37-48. DOI : [10.1209/ep1/i1998-00549-4](https://doi.org/10.1209/ep1/i1998-00549-4). URL : <https://doi.org/10.1209/ep1/i1998-00549-4>.
- [CJ02] B. D. COLLINS et J. W. JACOBS. « PLIF flow visualization and measurements of the Richtmyer–Meshkov instability of an air/SF6 interface ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 464 (2002), p. 113-136. DOI : [10.1017/S0022112002008844](https://doi.org/10.1017/S0022112002008844).
- [Cuq10] Jean-Paul CUQ-LELANDAIS. « Investigation of the dynamic behavior in materials submitted to subpicosecond laser driven shock ». Theses. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, déc. 2010. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00564182>.
- [DFM16] F. W. DOSS, K. A. FLIPPO et E. C. MERRITT. « Observation and analysis of emergent coherent structures in a high-energy-density shock-driven planar mixing layer experiment ». In : *Phys. Rev. E* 94 (2 août 2016), p. 023101.
- [Dim+04] Guy DIMONTE et al. « A comparative study of the turbulent Rayleigh–Taylor instability using high-resolution three-dimensional numerical simulations : The Alpha-Group collaboration ». en. In : *Physics of Fluids* 16.5 (mai 2004), p. 1668-1693. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.1688328](https://doi.org/10.1063/1.1688328). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1688328> (visité le 15/04/2019).

- [Dim00] Guy DIMONTE. « Spanwise homogeneous buoyancy-drag model for Rayleigh–Taylor mixing and experimental evaluation ». In : *Physics of Plasmas* 7.6 (2000), p. 2255-2269. DOI : [10.1063/1.874060](https://doi.org/10.1063/1.874060). URL : <https://doi.org/10.1063/1.874060>.
- [Dos+15] F. W. DOSS et al. « The Shock/Shear platform for planar radiation-hydrodynamics experiments on the National Ignition Facility ». In : *Physics of Plasmas* 22.5 (2015), p. 056303. DOI : [10.1063/1.4918354](https://doi.org/10.1063/1.4918354).
- [Dos+20] F. W. DOSS et al. « Three-dimensional signatures of self-similarity in a high-energy-density plasma shear-driven mixing layer ». In : *Physics of Plasmas* 27.3 (2020), p. 032701. DOI : [10.1063/1.5122980](https://doi.org/10.1063/1.5122980). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5122980>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5122980>.
- [Fed18] Christoph FEDERRATH. « The turbulent formation of stars ». In : *Physics Today* 71.38 (6 2018). DOI : [10.1063/PT.3.3947](https://doi.org/10.1063/PT.3.3947). URL : <https://doi.org/10.1063/PT.3.3947>.
- [Fer+10] G. FERRAND et al. « 3D simulations of supernova remnants evolution including non-linear particle acceleration ». en. In : *Astronomy and Astrophysics* 509 (jan. 2010), p. L10. ISSN : 0004-6361, 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/200913666](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913666). URL : <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/200913666> (visité le 16/04/2019).
- [Fra+10] F. FRASCHETTI et al. « Simulation of the growth of the 3D Rayleigh-Taylor instability in supernova remnants using an expanding reference frame ». In : *Astronomy & Astrophysics* (fév. 2010).
- [Fuj+13] Shinsuke FUJIOKA et al. « Kilotesla Magnetic Field due to a Capacitor-Coil Target Driven by High Power Laser ». In : *Scientific Reports* 3.1 (2013), p. 1170. ISSN : 2045-2322. DOI : [10.1038/srep01170](https://doi.org/10.1038/srep01170). URL : <https://doi.org/10.1038/srep01170>.
- [Gle+03] S. G. GLENDINNING et al. « Effect of shock proximity on Richtmyer–Meshkov growth ». In : *Physics of Plasmas* 10.5 (2003), p. 1931-1936. DOI : [10.1063/1.1562165](https://doi.org/10.1063/1.1562165). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.1562165>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1562165>.
- [Gon02] V. N. GONCHAROV. « Analytical Model of Nonlinear, Single-Mode, Classical Rayleigh-Taylor Instability at Arbitrary Atwood Numbers ». In : *Phys. Rev. Lett.* 88 (13 mar. 2002), p. 134502. DOI : [10.1103/PhysRevLett.88.134502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.134502). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.134502>.
- [IH17] Olivier IFFRIG et Patrick HENNEBELLE. « Structure distribution and turbulence in self-consistently supernova-driven ISM of multiphase magnetized galactic discs ». In : *A&A* 604 (2017), A70. DOI : [10.1051/0004-6361/201630290](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630290). URL : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630290>.
- [IY109] Tsuyoshi INOUE, Ryo YAMAZAKI et Shu-ichiro INUTSUKA. « Turbulence and magnetic field amplification in Supernova remnants : interactions between a strong shock wave and multiphase interstellar medium ». In : *The Astrophysical Journal* 695.2 (avr. 2009), p. 825-833. DOI : [10.1088/0004-637x/695/2/825](https://doi.org/10.1088/0004-637x/695/2/825). URL : <https://doi.org/10.1088/0004-637x/695/2/825>.
- [Kan05] K.B. KANN. « Sound waves in foams ». In : *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects* 263.1 (2005). A collection of papers presented at the 5th European Conference on Foams, Emulsions, and Applications, EUFOAM 2004, University of Marne-la-Vallee, Champs sur Marne (France), 5-8 July, 2004, p. 315-319. ISSN : 0927-7757. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2005.04.010>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092777570500244X>.
- [Kol91] A. N. KOLMOGOROV. « The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers ». In : *Proceedings : Mathematical and Physical Sciences* 434.1890 (1991), p. 9-13. ISSN : 09628444. URL : <http://www.jstor.org/stable/51980>.
- [Kur+10] C. C. KURANZ et al. « Spike morphology in blast-wave-driven instability experiments ». In : *PoP* 17 (2010), p. 052709.
- [Kur+18] C. C. KURANZ et al. « How high energy fluxes may affect Rayleigh–Taylor instability growth in young supernova remnants ». In : *Nature Communications* (2018).
- [LJ75] S. LYON et J. JOHASON. « SESAME : The Los Alamos National Laboratory Equation of state database ». In : *Tech. rep. LA-UR-92-3407* (1975).
- [LL94] Jon T. LARSEN et Stephen M. LANE. « HYADES—A plasma hydrodynamics code for dense plasma studies ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 51.1 (1994). Special Issue Radiative Properties of Hot Dense Matter, p. 179-186. ISSN : 0022-4073. DOI : [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(94\)90078-7](https://doi.org/10.1016/0022-4073(94)90078-7). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022407394900787>.

- [Luo+20] Tengfei LUO et al. « Effects of compressibility and Atwood number on the single-mode Rayleigh-Taylor instability ». In : *Physics of Fluids* 32.1 (2020), p. 012110. DOI : [10.1063/1.5131585](https://doi.org/10.1063/1.5131585). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5131585>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5131585>.
- [Mar+15] D. A. MARTINEZ et al. « Evidence for a Bubble-Competition Regime in Indirectly Driven Ablative Rayleigh-Taylor Instability Experiments on the NIF ». In : *Phys. Rev. Lett.* 114 (21 mai 2015), p. 215004. DOI : [10.1103/PhysRevLett.114.215004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.215004). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.215004>.
- [Mic+19] Th. MICHEL et al. « Laboratory Observation of Radiative Shock Deceleration and Application to SN 1987A ». en. In : *The Astrophysical Journal* 888.1 (déc. 2019), p. 25. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/1538-4357/ab5956](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab5956). URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/ab5956> (visité le 20/01/2020).
- [Mic19] Thibault MICHEL. « Étude des chocs radiatifs dans le cadre de l'Astrophysique de Laboratoire ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2019.
- [Mik08] Karnig O. MIKAELIAN. « Limitations and failures of the Layzer model for hydrodynamic instabilities ». In : *Phys. Rev. E* 78 (1 juil. 2008), p. 015303. DOI : [10.1103/PhysRevE.78.015303](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.78.015303). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.78.015303>.
- [MK04] Mordecai-Mark MAC LOW et Ralf S. KLESSEN. « Control of star formation by supersonic turbulence ». In : *Rev. Mod. Phys.* 76 (1 jan. 2004), p. 125-194. DOI : [10.1103/RevModPhys.76.125](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.125). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.125>.
- [Mon+15] D. S. MONTGOMERY et al. « Use of external magnetic fields in hohlraum plasmas to improve laser-coupling ». In : *Physics of Plasmas* 22.1 (2015), p. 010703. DOI : [10.1063/1.4906055](https://doi.org/10.1063/1.4906055). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.4906055>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4906055>.
- [Nag+17] 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 ». en. In : *Physics of Plasmas* 24.7 (juil. 2017), p. 072704. ISSN : 1070-664X, 1089-7674. DOI : [10.1063/1.4985312](https://doi.org/10.1063/1.4985312). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4985312> (visité le 27/06/2019).
- [Nis+10] K. NISHIHARA et al. « Richtmyer–Meshkov instability : theory of linear and nonlinear evolution ». en. In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 368.1916 (avr. 2010), p. 1769-1807. ISSN : 1364-503X, 1471-2962. DOI : [10.1098/rsta.2009.0252](https://doi.org/10.1098/rsta.2009.0252). URL : <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rsta.2009.0252> (visité le 15/02/2020).
- [Pak+13] A. PAK et al. « Radiative shocks produced from spherical cryogenic implosions at the National Ignition Facility ». In : *Physics of Plasmas* 20.5 (2013), p. 056315. DOI : [10.1063/1.4805081](https://doi.org/10.1063/1.4805081). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.4805081>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4805081>.
- [Phi01] Franck PHILIPPE. « Measuring the equation of state of porous materials with shock waves generated by laser. » Theses. Ecole Polytechnique X, déc. 2001. URL : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00503036>.
- [Pla73] J. PLATEAU. *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*. Wentworth Press, 1873. ISBN : 0270941959.
- [PSM19] Sandeep P. PATIL, Parag SHENDYE et Bernd MARKERT. « Molecular dynamics investigation of the shock response of silica aerogels ». In : *Materialia* 6 (2019), p. 100315. ISSN : 2589-1529. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.mtla.2019.100315>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2589152919301115>.
- [Rad+18] David RADICE et al. « Turbulence in core-collapse supernovae ». In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 45.5 (avr. 2018), p. 053003. DOI : [10.1088/1361-6471/aab872](https://doi.org/10.1088/1361-6471/aab872). URL : <https://doi.org/10.1088/1361-6471/aab872>.
- [Ram+12] P. RAMAPRABHU et al. « The late-time dynamics of the single-mode Rayleigh-Taylor instability ». en. In : *Physics of Fluids* 24.7 (juil. 2012), p. 074107. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.4733396](https://doi.org/10.1063/1.4733396). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4733396> (visité le 15/04/2019).
- [RC04] J. R. RISTORCELLI et T. T. CLARK. « Rayleigh–Taylor turbulence : self-similar analysis and direct numerical simulations ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 507 (mai 2004), p. 213-253. ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : [10.1017/S0022112004008286](https://doi.org/10.1017/S0022112004008286). URL : http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112004008286 (visité le 05/09/2019).

- [RKL13] P. RAMAPRABHU, V. KARKHANIS et A. G. W. LAWRIE. « The Rayleigh-Taylor Instability driven by an accel-decel-accel profile ». en. In : *Physics of Fluids* 25.11 (nov. 2013), p. 115104. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.4829765](https://doi.org/10.1063/1.4829765). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4829765> (visité le 15/04/2019).
- [Rob04] H. F. ROBEY. « Effects of viscosity and mass diffusion in hydrodynamically unstable plasma flows ». In : *Physics of Plasmas* 11.8 (2004), p. 4123-4133. DOI : [10.1063/1.1772377](https://doi.org/10.1063/1.1772377). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.1772377>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1772377>.
- [Roy+09] Nirupam ROY et al. « Magnetohydrodynamic turbulence in supernova remnants ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters* 393.1 (fév. 2009), p. L26-L30. ISSN : 1745-3925. DOI : [10.1111/j.1745-3933.2008.00591.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00591.x). eprint : <http://oup.prod.sis.lan/mnrasl/article-pdf/393/1/L26/3609986/393-1-L26.pdf>. URL : <https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00591.x>.
- [RV87] Dongsu RYU et Ethan T. VISHNIAC. « The Growth of Linear Perturbations of Adiabatic Shock Waves ». In : *ApJ* 313 (fév. 1987), p. 820. DOI : [10.1086/165021](https://doi.org/10.1086/165021).
- [Ryu+99] D. RYUTOV et al. « Similarity Criteria for the Laboratory Simulation of Supernova Hydrodynamics ». In : *ApJ* 518 (1999), p. 821-823.
- [SB50] Arnulf SCHLÜTER et Ludwig BIERMANN. « Interstellare Magnetfelder ». In : *Zeitschrift für Naturforschung A* 5.5 (1950), p. 237-251. DOI : <https://doi.org/10.1515/zna-1950-0501>. URL : <https://www.degruyter.com/view/journals/zna/5/5/article-p237.xml>.
- [Sch+12] Johannes SCHINDELIN et al. « Fiji : an open-source platform for biological-image analysis ». In : *Nature Methods* 9.7 (2012), p. 676-682. ISSN : 1548-7105. DOI : [10.1038/nmeth.2019](https://doi.org/10.1038/nmeth.2019). URL : <https://doi.org/10.1038/nmeth.2019>.
- [SG17] Olivier SOULARD et Benoît-Joseph GRÉA. « Influence of zero-modes on the inertial-range anisotropy of Rayleigh-Taylor and unstably stratified homogeneous turbulence ». In : *Phys. Rev. Fluids* 2 (7 juil. 2017), p. 074603. DOI : [10.1103/PhysRevFluids.2.074603](https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.2.074603). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevFluids.2.074603>.
- [Sre+03] Yair SREBRO et al. « Modeling turbulent mixing in inertial confinement fusion implosions ». In : *Laser and Particle Beams* 21.3 (2003), p. 355-361. DOI : [10.1017/S0263034603213100](https://doi.org/10.1017/S0263034603213100). URL : <https://doi.org/10.1017/S0263034603213100>.
- [SV94] Seyed G. SADDUGHI et Srinivas V. VEERAVALLI. « Local isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds number ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 268 (juin 1994), p. 333-372. ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : [10.1017/S0022112094001370](https://doi.org/10.1017/S0022112094001370). URL : https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112094001370/type/journal_article (visité le 05/09/2019).
- [Swi+15] N. C. SWISHER et al. « Rayleigh-Taylor mixing in supernova experiments ». In : *PoP* 22 (2015), p. 102707.
- [TK12] V. A. THOMAS et R. J. KARES. « Drive Asymmetry and the Origin of Turbulence in an ICF Implosion ». In : *Phys. Rev. Lett.* 109 (7 août 2012), p. 075004. DOI : [10.1103/PhysRevLett.109.075004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.075004). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.075004>.
- [Tze+18] P. TZEFERACOS et al. « Laboratory evidence of dynamo amplification of magnetic fields in a turbulent plasma ». In : *Nature Communications* 9.1 (2018), p. 591. ISSN : 2041-1723. DOI : [10.1038/s41467-018-02953-2](https://doi.org/10.1038/s41467-018-02953-2). URL : <https://doi.org/10.1038/s41467-018-02953-2>.
- [Vin06] T. VINCI. « Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie : une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2006.
- [Vis83] E. T. VISHNIAC. « The dynamic and gravitational instabilities of spherical shocks ». In : *ApJ* 274 (nov. 1983), p. 152-167. DOI : [10.1086/161433](https://doi.org/10.1086/161433).
- [War00] Z. WARHAFT. « Passive Scalars in Turbulent Flows ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 32.1 (2000), p. 203-240. DOI : [10.1146/annurev.fluid.32.1.203](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.203). eprint : <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.203>. URL : <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.203>.
- [Web+14] C. R. WEBER et al. « Inhibition of turbulence in inertial-confinement-fusion hot spots by viscous dissipation ». In : *Phys. Rev. E* 89 (5 mai 2014), p. 053106. DOI : [10.1103/PhysRevE.89.053106](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.89.053106). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.89.053106>.
- [Wel+13] L. WELSER-SHERRILL et al. In : *High Energy Density Physics* 9 (sept. 2013), p. 496-499.

- [Whi+10] Jeremy WHITE et al. « Experimental measurements of the nonlinear Rayleigh-Taylor instability using a magnetorheological fluid ». In : *Phys. Rev. E* 81 (2 fév. 2010), p. 026303. DOI : [10.1103/PhysRevE.81.026303](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.81.026303). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.81.026303>.
- [Wur+16] G. A. WURDEN et al. « Magneto-Inertial Fusion ». In : *Journal of Fusion Energy* 35.1 (2016), p. 69-77. ISSN : 1572-9591. DOI : [10.1007/s10894-015-0038-x](https://doi.org/10.1007/s10894-015-0038-x). URL : <https://doi.org/10.1007/s10894-015-0038-x>.
- [Zho01] Ye ZHOU. « A scaling analysis of turbulent flows driven by Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instabilities ». In : *Physics of Fluids* 13.2 (fév. 2001), p. 538-543. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.1336151](http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1336151). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1336151> (visité le 05/09/2019).
- [Zho17a] Ye ZHOU. « Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. I ». en. In : *Physics Reports* 720-722 (déc. 2017), p. 1-136. ISSN : 03701573. DOI : [10.1016/j.physrep.2017.07.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.07.005). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370157317302028> (visité le 26/06/2019).
- [Zho17b] Ye ZHOU. « Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. II ». In : *Physics Reports* 723-725 (2017). Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. II, p. 1-160. ISSN : 0370-1573. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2017.07.008>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157317302958>.
- [Zhu+14] I. ZHURAVLEVA et al. « THE RELATION BETWEEN GAS DENSITY AND VELOCITY POWER SPECTRA IN GALAXY CLUSTERS : QUALITATIVE TREATMENT AND COSMOLOGICAL SIMULATIONS ». In : *The Astrophysical Journal* 788.1 (mai 2014), p. L13. DOI : [10.1088/2041-8205/788/1/L13](https://doi.org/10.1088/2041-8205/788/1/L13). URL : <https://doi.org/10.1088/2041-8205/788/1/L13>.
- [ZR67] Ya.B. ZEL'DOVICH et Yu.P. RAIZER. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Academic Press, 1967. ISBN : 978-0-12-395672-9. DOI : <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-395672-9.X5001-2>.

Conclusions

Nous allons dans ce chapitre résumer l'ensemble des résultats présentés dans cette thèse. Après quoi nous offrirons une conclusion personnelle sorte d'introspection sur nos travaux et de considération sur notre domaine de recherche.

Résumé de la thèse

Cette thèse est une étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor produite lors de la décélération d'une interface qui, au préalable, a été mise en mouvement par un choc produit par laser. De ce fait nous pouvons l'inscrire dans le domaine de la physique des hautes densités d'énergie. Ce sujet peut autant avoir un impact pour la fusion par confinement inertiel que pour l'astrophysique (les restes de supernovæ par exemple). Nous avons souhaité raccorder notre étude à cette situation astrophysique en imposant, sur une de ses parties, des conditions similaires à celles pouvant être trouvées (aux lois d'échelle près) dans des supernovæ de type Ia. Nous noterons néanmoins que l'étude présentée ici a une portée plus vaste que cette seule thématique que nous n'abordons en réalité que succinctement. Au final, c'est une étude paramétrique de l'instabilité qui a été menée. Différentes conditions initiales : nombre d'Atwood, longueur d'onde de perturbation, ont fait l'objet de cette étude. L'évolution de l'instabilité a pu être observée dans chacun de ces cas jusqu'à sa phase non-linéaire. Nous avons même pu étudier une phase semblant turbulente sur SACLA, le XFEL japonais. Son observation n'a été rendue possible que par la haute résolution spatiale du diagnostic de radiographie utilisant un cristal de LiF, diagnostic au développement duquel nous avons contribué.

Afin d'étoffer un peu ce résumé nous allons à présent reprendre les principales conclusions de chacune des chapitres de nos travaux de thèse.

Les deux premiers ont fourni le cadre théorique à cette thèse. L'un présentant les fondements de la HDE et de l'astrophysique de laboratoire par laser, l'autre fournissant une introduction théorique sur l'IRT, la turbulence, et leur rapport à l'astrophysique et à la FCI. Une fois ce cadre posé le chapitre 3 introduit les outils principaux utilisés lors de cette thèse que ce soit les installations lasers, les diagnostics ou les codes de simulations.

Ce troisième chapitre ne saurait se résumer en une simple présentation des moyens que nous avons employés. Il comporte aussi les premières contributions personnelles à ce manuscrit de thèse. Nous y présentons les modèles de cibles que nous avons conçus ainsi que les raisons nous ayant poussé à faire ces choix. Les cibles devaient être multi-couches pour limiter le préchauffage dû au plasma de couronne et ainsi nous assurer des conditions initiales maîtrisées, elles devaient être modulées pour un meilleur contrôle des modes d'IRT se développant et rendre l'expérience reproductible. Les choix, que nous avons réalisés, ne se sont bien entendu pas fait au hasard, mais à la suite de nombreuses études numériques.

Dans ce chapitre figure aussi notre contribution au développement de différents diagnostics de radiographie X. Nous nous focalisons particulièrement sur l'utilisation de cristaux de LiF comme détecteur de rayons X. Nous montrons au travers de résultats d'expériences les différentes caractéristiques de ces cristaux, que ce soit la haute résolution spatiale pouvant être obtenue par leur utilisation, ou leur réponse spectrale. Nous soulignons aussi les limites de leur utilisation qu'elles soient intrinsèques, comme l'effaçage des cristaux lorsqu'ils sont chauffés, ou extrinsèques, comme la nécessité d'utiliser une source de rayons X collimatée ou ponctuelle (la plus petite possible) afin d'atteindre la résolution maximale de ce détecteur. Ces limites nous amènent à considérer le LiF comme un détecteur difficilement utilisable en l'état sur des installations laser de puissance. Par contre son emploi s'accorde parfaitement avec l'utilisation de sources XFEL.

Le chapitre 4 témoigne de notre travail sur l'IRT. Il décrit tour à tour les expériences que nous avons effectuées, leur analyse, leur confrontation aux simulations et l'interprétation que nous en avons. Cela représente à la fois notre

travail expérimental et numérique. Dans un premier temps, nous avons étudié des cibles utilisant un milieu extérieur gazeux. Cela devait nous permettre de confronter la croissance de l'IRT en présence ou en l'absence d'un choc radiatif. Cette étude n'a malheureusement pas abouti en raison d'une trop faible résolution de nos diagnostics ou d'un contraste insuffisant, qui ne nous ont pas permis d'observer la croissance de l'instabilité. Néanmoins nous avons pu observer une morphologie de pousseur rappelant celle de jets astrophysiques soumis ou non à un refroidissement radiatif. Ces expériences ont donc ouvert la porte d'une autre thématique de recherche.

Dans une seconde partie (4.2) nous nous sommes intéressés à des expériences favorisant une forte décélération de l'interface. Pour cela le milieu extérieur est composé d'une mousse de plastique. Différentes densités de mousse et modulations d'interface ont été utilisées afin de réaliser une étude paramétrique. L'opacité, des mousses et des tubes les contenant à une lumière visible, nous a contraints à n'employer qu'un seul diagnostic, une radiographie X. Cette dernière ne fournit d'une seule image par tir laser, un instantané. De ce fait, l'utilisation des nombreux tirs laser associés à des cibles différentes a été nécessaire pour reconstruire la dynamique de l'IRT. L'étude effectuée souffre indéniablement du manque de données secondaires (vitesse de choc, position de l'interface à plusieurs instants pour un seul tir) que cela implique. Malgré cela, nous avons pu reconstruire des dynamiques d'interface et de croissance d'instabilité cohérentes. La confrontation de ces dynamiques aux résultats des simulations FLASH a eu un succès mitigé. Alors que les phases de l'instabilité (linéaire, non-linéaire, apparition de champignon) sont présentes dans les deux cas, nous nous sommes heurtés à des inconsistances lors de l'utilisation de mousse de différentes densités. Afin d'obtenir par simulation des résultats comparables à l'expérience nous avons eu recours à des abattements d'énergie laser (pour les simulations) variant selon la densité de la mousse. Cette nécessité de réduction de l'énergie laser est d'origine multi-factorielle : l'absence de couche d'or dans nos simulations, l'aspect 2D de nos simulations, et l'emploi d'équations d'état mal adaptées pour la mousse y jouent tous un rôle. Du point de vue de la croissance de l'IRT, nous avons remarqué que la densité de la mousse a le principal effet au travers du nombre d'Atwood, et non pas par son effet sur la décélération, i.e. la croissance de l'IRT est plus faible pour une mousse plus dense. Nous avons aussi constaté qu'il n'existe que peu de différences de croissance entre les cas mono-mode et bi-mode que nous avons étudiés et ce malgré les différentes longueurs d'onde de perturbation employées. Enfin la dynamique de l'interface décélérant, que nous avons obtenue en mêlant expériences et simulations (de cibles non-modulées), nous a permis d'étudier la croissance séparée des pics et des bulles. Ainsi nous avons pu remarquer une croissance anormalement faible des pics due à la proximité de l'onde de choc. Les bulles, quant à elles, croissent plus rapidement que la vitesse critique prévue par les modèles de flottabilité-traînée. Cela n'est cependant pas surprenant puisque ce modèle est connu pour sous-estimer leur croissance.

Dans une dernière partie expérimentale (2.3) nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus avec des cibles employant des mousses sur l'installation SACLA. Malgré la faible intensité laser disponible sur cette installation, nous avons pu reconstituer la croissance de l'IRT au travers de l'ensemble de ces phases : linéaire, non-linéaire, et turbulente. Cette étude a bénéficié de l'importante résolution spatiale obtenue en utilisant un faisceau XFEL collimaté conjointement à un cristal de LiF comme détecteur. Les résultats expérimentaux ont, pour la plupart, pu être restitués par des simulations FLASH employant l'intensité nominale du laser. Seuls ceux associés à des phénomènes 3D n'ont pas pu être simulés. Une étude des spectres de variation spatiale d'intensité lumineuse, rendu possible par l'emploi d'un diagnostic de résolution micrométrique, nous a donné des résultats proches de ceux prévus dans une phase turbulente. Nous pensons donc avoir observé une phase turbulente de l'évolution de nos systèmes, bien que nous n'en expliquons pas tous les détails (rupture de pente et bosse).

L'ensemble de ces expériences forme une étude complète de l'IRT dans sa phase de décélération.

Conclusion personnelle

Nous souhaitons clore cette thèse par quelques remarques personnelles. Elles peuvent être vues comme l'enseignement relatif à notre domaine de recherche que nous avons acquis par sa pratique. De ce fait elles resteront d'ordre général et ne sauraient représenter qu'un aspect subjectif et donc intrinsèquement biaisé (car lié à un parcours particulier) de la HDE expérimentale.

La HDE expérimentale, utilisant des lasers de puissances, est un domaine de la physique des plus particuliers dénotant d'une approche classique de la recherche. Du fait du nombre limité d'outils (laser de puissance) disponible de par le monde, de leur fréquence de fonctionnement réduite, et de leur accès difficile (compétitif), l'aspect vérification par la répétition de l'expérience d'autrui, et donc sa reproductibilité, est limité. Cela doit impacter la confiance que l'on porte pour les résultats expérimentaux, surtout lorsque l'étude porte sur des phénomènes fortement non-linéaires où de faibles variations de l'état initial peuvent être amplifiées. Cette remise en doute des résultats et des conditions initiales a pu se faire sentir dans cette thèse, où l'une des explications avancées lors

de l'apparition de résultats différents du reste (point hors courbe, morphologie étrange...) était liée à la qualité des cibles ou aux variations du laser. De ce fait, une approche purement expérimentale n'est pas possible ni souhaitable pour l'étude de phénomènes complexes (non-linéaires), il est nécessaire d'y adjoindre une approche numérique et parfois théorique, bien que cette dernière ne rende souvent compte que d'un aspect particulier (limité) de chaque phénomène.

Cette nécessité du recours aux simulations peut faire douter de l'intérêt de l'expérience. Après tout, la simulation n'est-elle pas une forme d'expérience plus sûre et donc plus parfaite ? En expérience, nous aurons beau faire, nous ne pourrons jamais maîtriser à la perfection l'ensemble des conditions initiales, ce qui est la cause de nos incertitudes. À l'opposé en simulation tout est contrôlé ou contrôlable, et c'est là où réside le problème. Le plein contrôle qu'offre la simulation est certes un avantage face aux expériences, mais il sous-entend une maîtrise complète du sujet traité. Ainsi la simulation ne fait pas une approximation de la situation initiale, comme cela est le cas en expérience, mais une simplification de la physique. Le choix des processus physiques s'exprimant en simulation, du maillage discret, les données d'entrée (géométrie, équation d'état...), sont autant d'éléments rendant les simulations inexactes et leurs résultats douteux parfois. Nous nous sommes heurtés à cette difficulté, notre incapacité à simuler une couche d'or trop fine, notre difficulté pour décrire correctement l'équation d'état de la mousse, l'absence de champs magnétique auto-générés, la mauvaise prise en compte de la résistivité par le code utilisé, sont les raisons qui nous ont amenés à faire varier les conditions initiales de simulations, car celles-ci ne donnaient pas de résultats corrects. L'expérience est donc nécessaire et sa confrontation aux simulations est souhaitable, afin de comprendre les erreurs de l'une comme de l'autre.

Une approche mixte mêlant simulation et expérience doit nous faire penser au rôle que peut prendre chaque installation expérimentale. Afin d'obtenir des résultats fiables, dont l'erreur est statistiquement lissée, et afin de créer des dynamiques, l'utilisation des nouvelles installations lasers à haut taux de répétition semble appropriée. Leur parfaite utilisation comportera néanmoins de nombreuses difficultés tant au niveau de la conception des cibles, de leur caractérisation, que de l'analyse des résultats. Il n'est en effet pas aussi simple d'atteindre et de traiter le plein potentiel d'une installation travaillant au hertz, et pouvant potentiellement fournir plusieurs dizaines de milliers de résultats lors d'une unique expérience, que celui d'une installation n'atteignant que 60 tirs (LULI2000) voire moins (en moyenne 3 tirs par semaine sur le LMJ). Le traitement de la quantité massive de données ainsi produite ne pourra passer que par le développement de nouvelle méthode d'analyse : logiciel de reconnaissance d'image, intelligence artificielle... comme cela a pu être le cas pour le CERN. Les informations obtenues par de tels procédés seraient plus robustes et serviraient de contrainte plus fiable aux simulations. Dans cette vision de la recherche expérimentale, les autres installations laser, présentant des caractéristiques lasers différentes (plus d'énergie, profil temporel mieux adaptable, tâche focale plus large...), conserveront une place. En effet, elles permettront toujours d'étendre la plage d'application de leurs consœurs, de mettre en évidence certains phénomènes physiques non obtenables autrement (choc radiatif, fusion...), et de vérifier la validité des codes dans d'autres conditions. En soit cela ne présente que peu de changement par rapport à leur utilisation actuelle si ce n'est que ces études pourront être mieux guidées (sujet plus restreint) grâce aux expériences à haute fréquence (et les simulations associées). À l'heure actuelle ces installations à haute fréquence ne fournissent que peu d'énergie laser, cela restreint forcément les études possibles et les conditions atteignables. Des développements sont faits afin d'accroître leur capacité, notamment sur EUXFEL (le XFEL européen) où des efforts pour porter l'énergie du laser à 1 kJ sont déployés.

Pour conclure, cette réflexion découle des difficultés rencontrées lors de nos analyses et comparaison entre expériences et simulations. Nous n'avons pas forcément réalisé les choix optimaux à chaque étape de cette thèse. La compréhension de l'origine des problèmes n'est bien souvent venue qu'après l'analyse des résultats et la confrontation des expériences entre elles et avec les simulations. Ces erreurs furent source d'apprentissage, pour citer F. Dostoïevski : "Une erreur originale vaut mieux qu'une vérité banale."

Annexes

Annexes A

Barres d'erreurs en expérience

Les données expérimentales, tirées des radiographies X, présentent dans la plupart des barres d'erreurs asymétriques. Nous allons ici en expliquer les raisons, ainsi que la méthode de calcul de ces barres d'erreurs sur la taille de la zone de mélange.

Sur les radiographies X, nous procédons au relevé des positions des pics et de bulles au cours du temps. Comme décrit dans le chapitre 4.2, cette mesure est soumise à une série de sources d'erreur : la résolution spatiale du diagnostic ($\sim 25 \mu\text{m}$) sur LULI2000, le floutage dû à la résolution temporelle ($< 1 \mu\text{m}$), le faible contraste une fois le pousseur détendu (notamment à cause de sa diffusion dans la mousse), les surintensités parasites produites en grande partie par le rayonnement du plasma de couronne. Nous pourrions aussi ajouter une incertitude temporelle, due aux variations d'énergie du laser ablatant la cible (nano2000), que nous compensons par une renormalisation de l'axe temporel. Les incertitudes spatiales ne sont pas toutes isotropes. Cela est particulièrement vrai pour le floutage temporel, qui est plus important dans la direction de la vitesse fluide, et la perte de contraste (diffusion du pousseur). La figure A.1 montre une coupe obtenue sur l'extrémité d'un doigt de pousseur. Cette coupe présente une forte intensité dans la mousse (plateau haut), une faible intensité dans le pousseur (plateau bas) et une transition spatialement asymétrique entre les deux. Cette transition présente un léger point d'inflexion à mi-hauteur, c'est la position de l'interface. Les deux distances de transition de part et d'autre de ce point constitue notre barre d'erreur asymétrique.

Une autre source d'erreur asymétrique apparaît lorsque le contraste est perdu au niveau des bulles (déchirure du pousseur). Il est alors difficile de repérer la position des bulles, il y a souvent une sur-absorption, et aussi la base de la déchirure. Quand ces deux positions sont proches ou que la transition entre les deux se fait graduellement il devient particulièrement difficile de bien définir la position de la bulle. Nous considérons alors que l'ensemble de cette zone constitue notre barre d'erreur et la position exacte est définie au niveau de la première véritable sur-absorption (il faut tenir compte des possibles sur-intensités lumineuses pouvant rendre cette tâche ardue) en partant de la mousse. La barre d'erreur est là aussi asymétrique.

Dès lors que nous admettons posséder des erreurs asymétriques sur la position des pics et des bulles, il faut en tenir compte pour le calcul de la taille de la zone de mélange et de sa barre d'erreur. Un traitement mathématiquement correct de ce calcul serait de considérer les distributions de probabilité de position des pics et des bulles, sous-entendu par leur barre d'erreur, et de les convoluer (se référer à [Bar04] pour voir un traitement possible détaillé). Ce traitement est lourd et nous oblige à faire des hypothèses sur les distributions. Nous avons privilégié une autre approche plus simple, mais moins correcte. Elle consiste à effectuer la moyenne quadratique des erreurs opposées. Cette méthode correspond à celle, qui aurait été utilisée si les barres d'erreurs étaient symétriques mais diffèrent d'un point à un autre.

Les formules que nous avons utilisées peuvent s'énoncer ainsi : "Soit x_p la position du pic avec σ_p^+ son erreur positive et σ_p^- son erreur négative, et x_b la position des bulles avec une erreur de σ_b^+ (positive), σ_b^- (négative), alors la taille de la zone de mélange, L , et son erreur σ_L^+ , σ_L^- , s'exprime comme :

$$L = x_p - x_b \quad (\text{A.1})$$

$$\sigma_L^+ = \sqrt{(\sigma_p^{+2} + \sigma_b^{-2})/2} \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma_L^- = \sqrt{(\sigma_p^{-2} + \sigma_b^{+2})/2} \quad (\text{A.3})$$

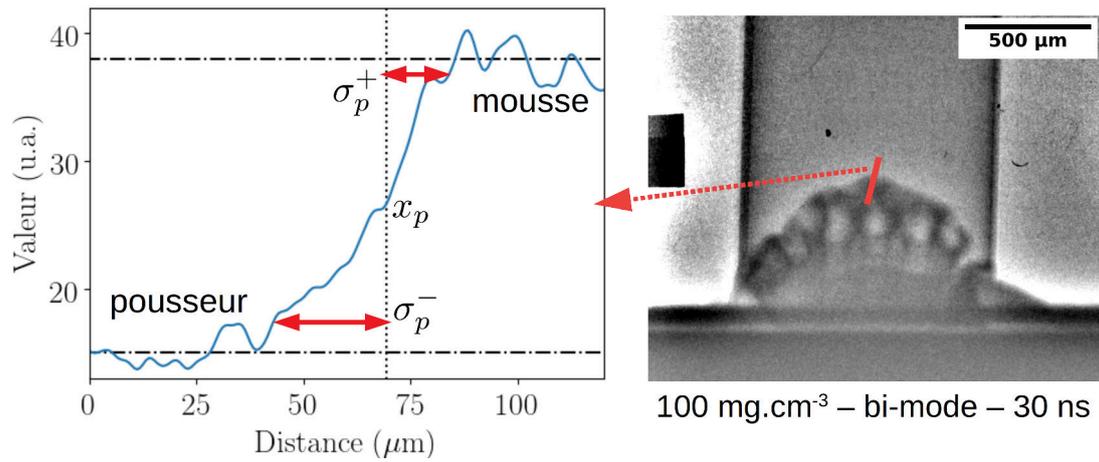


FIGURE A.1 – Coupe de radiographie X sur l'extrémité d'un pic d'instabilité (LULI2000, expérience 2017, cible bi-mode 100 mg.cm^{-3} , 30 ns). Il y a une asymétrie sur l'intensité lumineuse observée. Ceci définit notre barre d'erreur asymétrique.

La barre d'erreur de la zone de mélange sera donc asymétrique.

Annexes B

Résumé des conditions d'expérience et de simulation

Les nombreuses conditions lasers et modèles de cibles, utilisées en expérience et en simulation, peuvent rendre non aisée la lecture de cette thèse. Dans cette annexe, nous résumons ces conditions et les organisons sous forme de tableaux. Sauf mention contraire dans le texte de cette thèse ou dans les légendes des figures ces conditions correspondent à celles d'expériences, ainsi qu'à celles utilisées dans nos simulations.

Installations	Laser					MULTI		FLASH	
	E_0 (J)	Δt (ns)	t_{monte} (ns)	\varnothing (μm)	I_0 W.cm^{-2}	Δt (ns)	I_0 W.cm^{-2}	Δt (ns)	I_0 W.cm^{-2}
GEKKO XII	1×10^3	0	0,5	600	$7,1 \times 10^{14}$	0	$5,3 \times 10^{21}$		
LULI2000	500	1,3	0,2	470	$1,9 \times 10^{14}$	1,3	$1,2 \times 10^{14}$	1,5	1×10^{14}
LULI2000 500 mg.cm^{-3}	500	1,3	0,2	470	$1,9 \times 10^{14}$	1,3	$1,2 \times 10^{14}$	1,5	$1,5 \times 10^{14}$
SACLA	20	4	0,5	250	$9,1 \times 10^{12}$	4	$6,4 \times 10^{12}$	4	10×10^{12}

TABLE B.1 – Tableau récapitulatif des conditions lasers des expériences et des simulations. E_0 est l'énergie du laser, Δt la durée de son plateau, t_{monte} son temps de montée (largeur à mi-hauteur du profil gaussien), \varnothing son diamètre, I_0 son intensité.

Cible	Installations	Ablateur C_8H_8	Bouclier Au	Pousseur $\text{C}_8\text{H}_7\text{Br}$	a_i	λ_i
Gaz -1	GEKKO XII	10 μm	1 μm	60 μm	10 μm	100 μm
Gaz -2	GEKKO XII	10 μm	1 μm	40 μm	5 μm	50 μm
Gaz	LULI2000	10 μm	1 μm	40 μm	10 μm	120 μm
Mousse mono-mode -1	LULI2000	10 μm	1 μm	40 μm	10 μm	120 μm
Mousse mono-mode -2	LULI2000	10 μm	1 μm	40 μm	10 μm	100 μm
Mousse bi-mode	LULI2000	10 μm	1 μm	40 μm	10 μm et 10 μm	70 μm et 130 μm
Mousse plane	LULI2000	10 μm	1 μm	40 μm	0 μm	0 μm
Mousse mono-mode -S	SACLA	10 μm	0 μm	40 μm	5 μm	40 μm
Mousse mono-mode -S	SACLA	10 μm	0 μm	40 μm	5 μm et 5 μm	15 μm et 40 μm

TABLE B.2 – Tableau récapitulatif des épaisseurs des couches des cibles utilisées en expérience. Les valeurs a_i et λ_i sont relatives à la modulation du pousseur et correspondent respectivement à son amplitude et à sa longueur d'onde. Elles sont utilisées lors de simulation MULTI et FLASH, à l'exception de la couche d'or pour FLASH. Les cibles gaz -2 n'ont quasiment pas été utilisées, seulement 2 tirs, qui ne figurent pas dans cette thèse (ni les simulations associées).

Milieu extérieur	Composition	Densité (g.cm ⁻³)	Pression (mbar)	Installation et cibles
Gaz	Xe	$5,39 \times 10^{-5}$	10	GEKKO XII (Gaz 1 et 2) et LULI2000 (Gaz)
	He	$5,39 \times 10^{-5}$	328	GEKKO XII (Gaz 1 et 2) et LULI2000 (Gaz)
Mousse	C ₁₅ H ₁₂ O ₄	0,1	–	LULI2000 (toutes les mousses) et SA-CLA (toutes les mousses)
	C ₁₅ H ₁₂ O ₄	0,02	–	LULI2000 (toutes les mousses)
	C ₁₅ H ₁₂ O ₄	0,5	–	LULI2000 (toutes les mousses sauf mono-mode -2)
	C ₁₅ H ₁₂ O ₄	0,2	–	LULI2000 (mousse mono-mode -1)

TABLE B.3 – Résumé des milieux extérieurs utilisés. En simulation, la mousse est traitée comme du polystyrène uniforme à la densité donnée (C₈H₈) et les tables d'équation d'état des différents plastiques ont été produites par le code IONMIX.

Annexes C

Logiciels utilisés dans ce manuscrit de thèse

- MULTI - code de simulation 1D
- FLASH - code de simulation hydrodynamique et MHD multi-dimensionnel
- VISIT - logiciel open source de visualisation de données scientifiques <https://wci.llnl.gov>
- fiji - Imagej v2 - Logiciel open source de visualisation et d'analyse d'images utilisé pour les images de caméras <https://fiji.sc/>
- Neutrino - Logiciel d'analyse des images d'interférométrie <https://github.com/NeutrinoToolkit/Neutrino>
- Python3 - Langage de programmation <https://www.python.org/> et ces extensions :
 - Matplotlib - tracé de figure <https://matplotlib.org/>
 - yt - analyse et tracé de données volumétriques produites lors de simulations (accepte de nombreux types de grilles) <https://yt-project.org/>
 - numpy - calculs multidimensionnels et matriciels <https://numpy.org/>
 - scipy - calculs scientifiques <https://scipy.org/>

Annexes D

Publications

Liste des publications réalisés au cours de cette thèse.

- [Alb+20] B. ALBERTAZZI et al. « Experimental characterization of the interaction zone between counter-propagating Taylor Sedov blast waves ». In : *Physics of Plasmas* 27.2 (2020), p. 022111. DOI : [10.1063/1.5137795](https://doi.org/10.1063/1.5137795). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5137795>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5137795>.
- [Cas+18a] A. CASNER et al. « From ICF to laboratory astrophysics : ablative and classical Rayleigh–Taylor instability experiments in turbulent-like regimes ». In : *Nuclear Fusion* 59.3 (déc. 2018), p. 032002. DOI : [10.1088/1741-4326/aae598](https://doi.org/10.1088/1741-4326/aae598). URL : <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aae598>.
- [Cas+18b] A. CASNER et al. « Turbulent hydrodynamics experiments in high energy density plasmas : scientific case and preliminary results of the TurboHEDP project ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018), e44. DOI : [10.1017/hpl.2018.34](https://doi.org/10.1017/hpl.2018.34).
- [Fae+18] A. Y. FAENOV et al. « Advanced high resolution x-ray diagnostic for HEDP experiments ». In : *Scientific Reports* 8.1 (2018), p. 16407. ISSN : 2045-2322. DOI : [10.1038/s41598-018-34717-9](https://doi.org/10.1038/s41598-018-34717-9). URL : <https://doi.org/10.1038/s41598-018-34717-9>.
- [Mab+19a] P. MABEY et al. « Characterization of high spatial resolution lithium fluoride X-ray detectors ». In : *Review of Scientific Instruments* 90.6 (2019), p. 063702. DOI : [10.1063/1.5092265](https://doi.org/10.1063/1.5092265). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5092265>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5092265>.
- [Mab+19b] P. MABEY et al. « Laboratory study of stationary accretion shock relevant to astrophysical systems ». In : *Scientific Reports* 9.1 (2019), p. 8157. ISSN : 2045-2322. DOI : [10.1038/s41598-019-44596-3](https://doi.org/10.1038/s41598-019-44596-3). URL : <https://doi.org/10.1038/s41598-019-44596-3>.
- [Mic+18] Th. MICHEL et al. « Analytical modelling of the expansion of a solid obstacle interacting with a radiative shock ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018), e30. DOI : [10.1017/hpl.2018.24](https://doi.org/10.1017/hpl.2018.24).
- [Mic+19] Th. MICHEL et al. « Laboratory Observation of Radiative Shock Deceleration and Application to SN 1987A ». en. In : *The Astrophysical Journal* 888.1 (déc. 2019), p. 25. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/1538-4357/ab5956](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab5956). URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/ab5956> (visité le 20/01/2020).
- [Pik+18] T. PIKUZ et al. « Development of new diagnostics based on LiF detector for pump-probe experiments ». In : *Matter and Radiation at Extremes* 3.4 (2018), p. 197-206. ISSN : 2468-080X. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.mre.2018.01.006>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2468080X17300808>.
- [Rig+19] G. RIGON et al. « Rayleigh-Taylor instability experiments on the LULI2000 laser in scaled conditions for young supernova remnants ». In : *Phys. Rev. E* 100 (2 août 2019), p. 021201. DOI : [10.1103/PhysRevE.100.021201](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.100.021201). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.100.021201>.
- [Val+18] M. P. VALDIVIA et al. « X-ray backlighter requirements for refraction-based electron density diagnostics through Talbot-Lau deflectometry ». In : *Review of Scientific Instruments* 89.10 (2018), 10G127. DOI : [10.1063/1.5039342](https://doi.org/10.1063/1.5039342). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5039342>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5039342>.
- [Van+18] L. VAN BOX SOM et al. « Laboratory radiative accretion shocks on GEKKO XII laser facility for POLAR project ». In : *High Power Laser Science and Engineering* 6 (2018), e35. DOI : [10.1017/hpl.2018.32](https://doi.org/10.1017/hpl.2018.32).

Annexes E

Participation à des conférences

Au cours de cette thèse, ces travaux ont été présentés dans différentes conférences essentiellement sous deux formats : posters et communications orales (*contributed talk*).

Poster

- MECMATPLA - école d'hiver - Montgenèvre (France) - 29 janvier au 4 février 2017
- OLUG Workshop - OMEGA Laser Users Group - Rochester (États-Unis) - 26 au 28 avril 2017
- SF2A rencontre annuelle - Société Française de l'Astronomie et de l'Astrophysique - Paris (France) - 4 au 7 juillet 2017
- IFSA - Inertial Fusion Sciences and Application (Conférence) - St Malo (France) - 11 au 15 septembre 2017
- MECMATPLA - école d'hiver - Montgenèvre (France) - 17 au 23 mars 2019
- ICHED - International Conference on High Energy Density - Oxford (Royaume-Unis) - 31 mars au 5 avril 2019

Communication orale

- ICHED - International Conference on High Energy Density - Shirahama (Japon) - 5 au 9 juin 2017
- HEDLA - High Energy Density Laboratory Astrophysics (conférence) - Kurashiki (Japon) - 27 mai au 1er juin 2018
- Forum ILP - Interaction Laser Plasma - Oléron (France) - 10 au 15 juin 2018
- ICHED - International Conference on High Energy Density - Oxford (Royaume-Unis) - 31 mars au 5 avril 2019
- **prix de conférence** : "Honorable Mention for Best Presentation"

Cours

- MECMATPLA - école d'hiver - Montgenèvre (France) - 17 au 23 mars 2019 - cours sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor

Glossaire

AMR *adaptative mesh refinement*. 103

CFL Courant-Friedrichs-Lewy. 103

FCI fusion par confinement inertiel. 10, 35, 42

FSSR spectromètre auto-focalisant à résolution spatiale, ou *focusing spectrometer with spatial resolution*. 80

GOI *gated optical imager*. 78, 80

HDE physique des hautes densités d'énergie. 9

HPP *hybrid phase plate*. 65

IKH instabilité de Kelvin-Helmholtz. 37, 41, 54

IP écrans radio luminescents à mémoire, ou *image plate*. 78, 80

IRM instabilité de Richtmyer-Meshkov. 15, 39, 54

IRT instabilité de Rayleigh-Taylor. 23, 30, 31, 53

MHD magnétohydrodynamique. 103

OP pyromètre optique, ou *optical pyrometer*. 79

RSN restes de supernovae. 42, 54

RSN reste de supernova. 45

SN supernovae. 43, 45

XFEL laser à électrons libres produisant un faisceau de rayons X, ou *x-ray free electron laser*. 63

Titre : Instabilités hydrodynamiques : Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution

Mots clés : Instabilité hydrodynamique, astrophysique de laboratoire, diagnostics X

Résumé : Le développement des lasers de puissance au cours du 20ème siècle a permis d'atteindre le régime que l'on appelle des hautes densités d'énergie (HDE), où la matière est portée dans des conditions extrêmes. Cela a permis l'essor d'une nouvelle discipline: l'astrophysique de laboratoire. Celle-ci vise à reproduire en laboratoire des conditions comparables à celles observées en astrophysique au sein de planètes, d'étoiles, ou lors de phénomènes cataclysmiques par exemple.

Cette thèse porte sur l'étude expérimentale et numérique d'instabilités hydrodynamiques pouvant être trouvées dans de telles situations. Ces instabilités influencent l'évolution d'objets astrophysiques et en gênent l'observation. Ici nous nous intéresserons plus particulièrement aux instabilités de Rayleigh-Taylor (IRT) et de Richtmyer-Meshkov (IRM). La première apparaît dès lors qu'un fluide dense repose sur un fluide moins dense. La seconde peut être considérée comme un cas particulier de la première où la force responsable de l'instabilité est due à une onde de choc. Ces deux instabilités se retrouvent en astrophysique dans les restes de supernovæ, qui sont constitués de la matière éjectée lors de la mort (explosion) d'une étoile massive. Nous pouvons aussi les trouver en fusion par confinement inertiel, où elles sont en partie responsable des difficultés à atteindre l'ignition.

Dans cette thèse nous présentons les résultats d'expériences réalisées sur les installations LULI2000 à Palaiseau

(France), GEKKO XII à Osaka (Japon) et SACLA (Japon) visant l'étude de ces instabilités. Ces travaux expérimentaux nous ont permis d'observer directement et de reconstituer l'évolution de l'IRT de sa phase linéaire, aux temps courts, à sa phase turbulente, aux temps longs. Nous avons ainsi effectué une étude paramétrique de l'IRT où nous faisons varier les paramètres classiques l'influençant : longueur d'onde de perturbation, rapport des densités au travers de l'interface (nombre d'Atwood). Cela constitue donc une étude expérimentale complète de l'IRT et présente un caractère inédit quant à l'observation de la turbulence avec une résolution sans précédent dans le domaine de la HDE. Cette étude expérimentale est complétée d'une étude numérique réalisée à l'aide de FLASH, un code de magnétohydrodynamique développé par l'université de Chicago. Les simulations effectuées lors de cette thèse ont permis à la fois de préparer l'ensemble de l'étude expérimentale, et d'interpréter et de comprendre les résultats.

En parallèle de ces études d'instabilités, un diagnostic de radiographie à rayons X à haute résolution spatiale a été développé. Il utilise un cristal de LiF comme détecteur. Une étude des caractéristiques de ce diagnostic a été effectuée (réponse spectrale, variation de résolution...) sur le synchrotron SOLEIL. Cela nous a alors permis d'utiliser le LiF comme détecteur principal lors de nos expériences sur SACLA où une résolution spatiale sub-micronique et temporelle de l'ordre de 10 fs ont été obtenues.

Title : Hydrodynamic instabilities: Laboratory astrophysics and high resolution x-ray diagnostics

Keywords : hydrodynamic instabilities, laboratory astrophysics, X-ray diagnostics

Abstract : During the 20th century, the development of high power laser enabled scientist to reach a regime known as High Energy Density (HED), where matter is carried under extreme conditions. This allow the development of a new discipline: the laboratory astrophysics. This discipline aims to reproduce, in the laboratory, conditions similar to those observed in astrophysics, for instance in planet or star interiors, during cataclysmic phenomena.

This thesis corresponds to an experimental and numerical study of hydrodynamic instabilities, which can be found in such situations. These instabilities affect the evolution of astrophysical objects and hinder their observation. Here, we will focus on the Rayleigh-Taylor (RTI) and the Richtmyer-Meshkov (RMI) instabilities. The first one does arise when a high density fluid is lying above a low density one. The second can be seen as a special case of the first, where the force responsible for the motion of the instability is linked to a shock wave. In astrophysics, both instabilities can be found in supernovæ remnants, which are composed of the matter ejected during the death (explosion) of massive stars. They can also be found in inertial confinement fusion, and are responsible of the failure of ignition.

In this thesis, we will show the results of experiments on those instabilities carried on LULI2000 (Palaiseau, France),

GEKKO XII (Osaka, Japan), and SACLA (Japan) facilities. Thanks to these experiments, we observed directly and reconstructed the evolution of the RTI from its linear phase, early in time, up to its turbulent phase, late in time. We proceeded to a parametric study of the RTI, where we varied classical parameters: the wavelength modulation, the density ratio (Atwood number). Therefore, this constitutes a complete experimental study of the RTI with hitherto unseen results. Especially our observation of the turbulence with an unprecedented resolution in this regime (HED).

To complete this experimental study, simulations were performed using FLASH, a magneto-hydrodynamic code developed by the FLASH centre (University of Chicago). These simulations allowed us to design our experiments and to analyse and understand our results.

Concurrently, we developed a new high resolution X-ray radiography diagnostic. This diagnostic is based on a LiF crystal used as a detector. We proceed to the characterisation of this diagnostic on the SOLEIL synchrotron (spectral response, change in resolution...). This allowed us to use this diagnostic as our main detector on a SACLA experiment, which results on a sub-micron spatial resolution and to a temporal resolution of 10 fs.